А. Эйхенвальд

*

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

*

Научно-технической секцией Государственного Ученого Совета рекомендована в качестве руководства для высших учебных заведений

*

А. А. ЭЙХЕНВАЛЬД

*

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

*

ИЗДАНИЕ ПЯТОЕ

МОСКВА * ЛЕНИНГРАД
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО * 1928

О Т П Е Ч А Т А Н О
в 1-й Образцовой типографии Госиздата. Москва, 17, Пятницкая, 71. Главлит № А-1130. Н 21. Гиз № 23312. Тираж 8 000 экз. Заказ № 4324.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ЧЕТВЕРТОМУ ИЗДАНИЮ

Книга эта предназначена для тех лиц, которые хотели бы получить несколько более глубокие понятия об электрических и магнитных явлениях, чем те, которые обыкновенно даются в элементарных курсах. Тем не менее я счел возможным вести почти все изложение без помощи высшего математического анализа, чтобы не отвлекать внимание читателя от главной сути дела — от физических законов. Лица, хорошо владеющие высшею математикой, могут сами, если пожелают, перевести приведенные в этой книге выводы и формулы на более строгий язык дифференциального и интегрального исчисления. На это обстоятельство в книге имеются даже указания, и это может послужить прекрасным упражнением для читателя.

Вся книга разделена мною на три части.

В первой части (главы от I до V) излагаются основы учения об электромагнитных явлениях, знание которых безусловно необходимо для дальнейшего изучения второй и третьей части книги.

Вторая часть (главы от VI до VIII) содержит в себе главнейшие явления переменных токов, электрических колебаний и волн, с некоторыми техническими применениями, которые, по моему мнению, необходимо знать не только электротехникам-специалистам, но и лицам других профессий, которым приходится пользоваться электротехническими приборами.

В первых двух частях главное внимание обращено на явления электромагнитного поля, между тем как третья часть книги посвящена самому электричеству или электрону в его различных проявлениях. Здесь я старался быть по возможности кратким, потому что большинство этих явлений относится скорее к электрохимии, чем к физике.

По сравнению с прежними это четвертое издание является значительно расширенным, — в особенности главы о переменных токах, о радиотелеграфии, о лучах Рентгена, о радии, об электронах и квантах в связи с новыми воззрениями на строение атомов химических элементов. Все это для нового четвертого издания пришлось переработать, чтобы остаться на высоте современной науки.

А. Эйхенвальд

Январь 1926 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЯТОМУ ИЗДАНИЮ

Вследствие краткости срока я успел в этом издании сделать голько незначительные добавления.

А. Эйхенвальд

Сентябрь 1927 г.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Стр.

Предисловие к четвертому изданию V

Предисловие к пятому изданию VI

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Глава первая. Электростатика 3

I. Основные явления (*3*). II. Электрическое влияние (*21*). III. Электростатическое поле (*34*). IV. Действие электрического поля на проводники и изоляторы (*49*). V. Электрическая энергия (*62*). VI. Электроемкость (*77*). VII Электростатические приборы (*87*).

Глава вторая. Постоянный электрический ток 104

I. Основные явления (*104*). II. Получение и наблюдение электрического тока (*108*). III. Законы постоянного тока (*119*). IV. Приборы и измерения (*133*). V. Тепловые действия тока (*145*). VI. Термоэлектричество (*161*).

Глава третья. Магнетизм 169

I. Основные явления (*169*). II. Магнитное поле (*179*). III. Магнитные свойства тел (*196*).

Глава четвертая. Электромагнетизм 206

I. Магнитное поле тока (*206*). II. Действие поля на ток (*221*). III. Работа электромагнитных сил (*229*). IV. Магнитная цепь (*236*). V. Применение электромагнитов (*242*). VI. Электромагнитная индукция (*251*). VII. Приборы и измерения (*270*). VIII. Системы единиц (*289*).

Глава пятая. Электромагнитное поле 298

I. Натяжения и давления линий сил (*298*). II. Электрическая конвенция (*303*). III. Теория Максвелла (*309*).

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ПЕРЕМЕННЫЕ ТОКИ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

Глава шестая. Переменные токи 323

I. О некоторых функциях (*323*). II. Гармонические колебания (*337*). III. Законы переменных токов (*347*). IV. Многофазные токи (*393*). V. Приборы и измерения (*398*).

Стр.

Глава седьмая. Электромашины 412
I. Машины постоянного тока (*412*). II. Машины переменного тока (*432*).

Глава восьмая. Электрические колебания и волны 441
I. Электрические колебания (*441*). II. Электрические волны вдоль проволок (*465*). III. Электромагнитные волны (*480*). IV. Радиотехника (*492*). V. Электромагнитная теория света (*526*).

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

ЭЛЕКТРОНЫ

Глава девятая. Электролиты 535
I. Введение (*535*). II. Электролиз (*548*). III. Движение ионов (*556*). IV. Электровозбудительная сила (*570*). V. Применение электролиза (*598*).

Глава десятая. Электрический ток в газах 589
I. Катодные и анодные лучи (*589*). II. Лучи Рентгена (*606*). III. Электропроводность газов (*630*). IV. Разряды в газах (*640*).

Глава одиннадцатая. Радиоактивность 668
I. Основные явления (*668*). II. Теория радиоактивных явлений (*673*).

Глава двенадцатая. Электроны и кванты 687
I. Электронная теория (*687*). II. Кванты (*713*)

Алфавитный указатель 745

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

1. ОСНОВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

1. Электризация трением. — Возьмем палочку сургуча, потрем ее о шерстяную материю и приблизим к какому-нибудь легкому телу, например к кусочкам папиросной бумаги, к перышкам или соломинкам; тотчас же все эти тела притянутся сургучом (рис. 1). То же самое произойдет, если мы вместо сургуча возьмем какое-либо другое тело, например стекло или янтарь, или вместо шерсти будем употреблять для трения шелк, бумагу, кожу и т. п. Вообще этот опыт можно произвести более или менее удачно со всякими двумя телами, и все они после трения друг о друга обнаружат свойство притягивать к себе легкие тела, — свойство, которого у них до этого не замечалось.

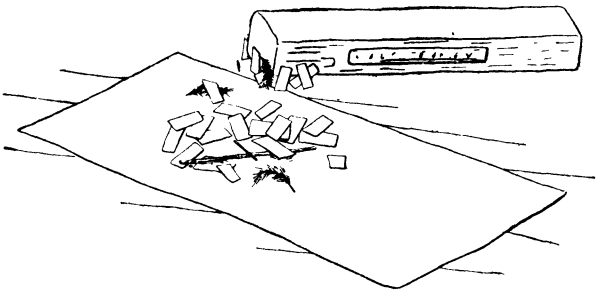


Рис. 1. Сургуч притягивает бумажки.

Наблюдаемые в подобных опытах силы как по способу их возбуждения, так и по некоторым другим своим свойствам отличаются от всех известных нам сил природы, а потому Джильберт (W. Gilbert, 1600) впервые выяснивший это отличие, предложил для них особое название; Джильберт назвал эти силы *электрическими*, от греческого слова ἤλεκτρον (электрон), что значит янтарь; в янтаре эти силы были замечены гораздо ранее, чем в других телах.

Сообразно с этим установилась следующая терминология. Тела, в которых обнаруживаются *электрические* силы, называются *наэлектризованными* телами; мы будем также часто употреблять термин — тела, *заряженные электричеством*, приписывая, таким образом, наблюдаемые нами притягательные силы не столько самим телам, сколько особому деятелю — *электричеству* или *электрическому заряду*, возникающему в этих телах при трении.

Впоследствии мы увидим, что электричество получается не только посредством трения; его можно получить и посредством теплоты, света, магнетизма и, наконец, химическим путем. Однако все эти способы

возбуждения электричества мы пока оставим в стороне, ибо наша ближайшая задача будет состоять в том, чтобы изучить по возможности всесторонне электрические силы, а для этого наиболее удобно получать электричество посредством трения.

2. Взаимная электризация. — Прежде всего заметим, что когда какое-нибудь тело A трется о тело B, то в то же самое время и тело B трется об A. Поэтому, если сургуч при трении о шерсть электризуется, то естественно спросить себя, не приходит ли шерсть при этом тоже в электрическое состояние. И, действительно, опыт вполне подтверждает это предположение: при трении сургуча о шерсть и сургуч и шерсть приобретают свойство притягивать к себе легкие тела.

Вообще опыты показали, что всякие два тела при трении друг о друга электризуются.

3. Передача электрического заряда. — Электрическое состояние может передаваться от одного тела к другому простым прикосновением.

Для того чтобы показать это, повесим какое-нибудь легкое тело, например соломинку или папиросную бумажку, на некрученой шелковинке. Если прикоснуться к этой соломинке натертым о шерсть сургучом, то она сама наэлектризуется, и если приблизить к ней обрывок папиросной бумажки, то она притянет к себе эту бумажку.

Это показывает, что электричество, возникшее на сургуче от трения, может быть передано простым прикосновением соломинке; точно так же электричество можно передать бумажке и вообще любому другому телу.

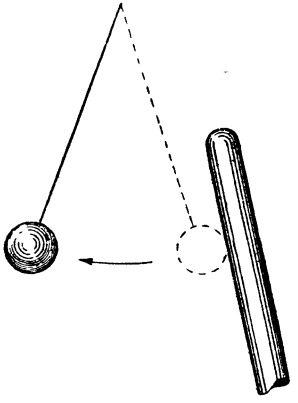


Рис. 2.

4. Электрическое отталкивание. — Производя опыт передачи заряда и внимательно наблюдая происходящие при этом явления, мы заметим следующее. Когда мы приближаем наэлектризованный сургуч к ненаэлектризованной бумажке, и пока еще сургуч к ней не прикоснулся, бумажка притягивается сургучом, но, как только произошло между ними соприкосновение, они тотчас же стали отталкиваться друг от друга (рис. 2). Точно так же при опыте с двумя бумажками: пока одна из них наэлектризована, а другая нет, мы наблюдаем взаимное притяжение обеих бумажек. но, как только обе бумажки соприкоснутся, т. е. как только обе они зарядятся электричеством, мы наблюдаем между ними отталкивание.

На основании этих опытов можно было бы заключить, что между двумя телами наблюдается электрическое притяжение тогда, когда только одно из них заряжено; отталкивание же тогда, когда оба тела заряжены электричеством. Однако такое заключение, как увидим ниже, не подтверждается дальнейшими опытами.

Как бы то ни было, но замеченными нами отталкивательными силами удобно воспользоваться для устройства прибора — указателя электричества, которым мы в дальнейшем постоянно будем пользоваться и который носит название *электроскопа*.

5. Электроскоп. — Самый простой электроскоп состоит из подвешенных на крючке двух соломинок или бумажек (две папиросных гильзы) (рис. 3a). Когда соломинки или бумажки заряжены, они отталкиваются друг от друга и образуют друг с другом некоторый угол; по величине этого угла мы можем судить о том, насколько сильно бумажки зарядились.

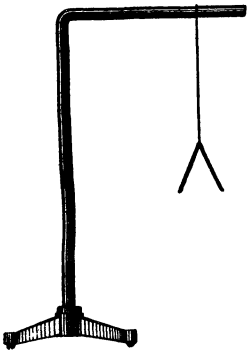


Рис. 3a. На стеклянном крючке при помощи шелковинки подвешены две гильзы.

Впрочем электроскоп такого устройства обладает многими недостатками, которые будут выясняться нам лишь при дальнейшем изучении свойств электричества.

Обыкновенно электроскопу придают следующее устройство.

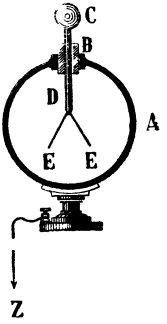


Рис. 3b. Электроскоп с алюминиевыми листочками.

К медной проволоке D (рис. 3b), снабженной вверху медным шариком C, приделывают два тонких листочка из алюминия EE и при помощи эбонитовой пробки B помещают эти листочки внутри металлической коробки A со стеклянными окошками, сквозь которые можно наблюдать положение листочков. Алюминиевые листочки в этом приборе служат тем же, чем в наших прежних опытах служили две соломинки или две папиросных гильзы. Если шарику C сообщить электрический заряд путем прикосновения к нему наэлектризованным телом, то алюминиевые листочки наэлектризуются и, оттолкнувшись друг от друга, образуют между собою некоторый угол, который и наблюдают в окошечко.

Этим прибором легко обнаружить электричество, появляющееся на любых двух телах при трении их друг о друга.

6. Проводники и изоляторы. — Пользуясь двумя электроскопами, можно очень наглядно показать явление передачи заряда. Зарядим

для этого один из электроскопов электричеством, прикоснувшись к нему каким-нибудь наэлектризованным телом, например сургучом, потертым о шерсть. Если теперь привести шарики обоих электроскопов в соприкосновение, то мы увидим, что листочки незаряженного электроскопа немного разойдутся; следовательно, он после соприкосновения с первым электроскопом приобрел некоторый заряд; в то же время угол расхождения листочков первого электроскопа уменьшился; т. е. электричества на нем стало меньше; вообще все явление происходит так, как будто электричество при соприкосновении двух электроскопов частью перешло от одного из них к другому.

Для того чтобы наблюдать такой переход электричества от одного электроскопа к другому, нет необходимости приводить их шарики

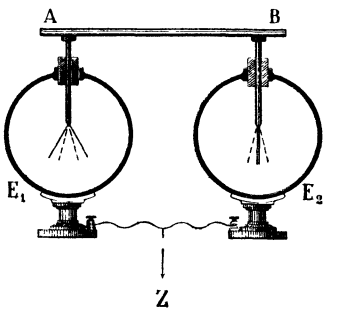


Рис. 4. Два электроскопа соединены проводником.

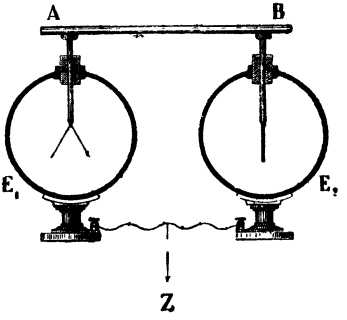


Рис. 5. Два электроскопа соединены изолятором.

в ***непосредственное*** соприкосновение; достаточно соединить эти шарики между собою посредством какого-либо третьего тела; только не все физические тела оказываются пригодными для этого в одинаковой степени.

Пусть E_1 и E_2 (рис. 4, 5) — два электроскопа, шарики которых соединены между собою каким-нибудь стержнем AB. Если этот стержень металлический, и мы зарядим электроскоп E_1, то, как бы ни был длинен стержень, листочки обоих электроскопов разойдутся одновременно. Это показывает, что металлы способны *быстро* передавать, или *проводить* электричество; их поэтому называют *хорошими проводниками* электричества (рис. 4).

Если промежуточным телом AB между электроскопами будет служить деревянная палочка, то, зарядив электроскоп E_1, мы должны будем подождать некоторое время, пока листочки E_2 тоже начнут расходиться. Деревянная палочка, следовательно, ***плохой проводник*** электричества. Одновременно с расхождением листочков электроскопа E_2

листочки в E_1 будут сходиться, так что, очевидно, электрический заряд понемногу переходит по деревянной палочке из E_1 в E_2.

Наконец, если стержень AB будет стеклянный (рис. 5), эбонитовый или сургучный, то электроскоп E_2 не зарядится вовсе, а весь заряд останется на электроскопе E_1. Таким образом сургуч и эбонит, как оказывается, совсем не способны проводить электричество; электроскоп E_1 остается несоединенным с E_2, или, как говорят, *изолированным* от E_2. Такие тела, как стекло, сургуч, эбонит, называют *непроводниками электричества*, или *изоляторами*, или *диэлектриками*.

Основываясь на подобных опытах, мы можем установить три класса тел: *проводники*, *полупроводники* и *изоляторы*. Наиболее часто нам будут встречаться следующие тела:

Проводники: металлы, в том числе и ртуть, растворы солей и кислот, человеческое тело, земля, раскаленные газы (пламя), сильно разреженные газы и т. д.

Полупроводники: спирт, эфир, дерево, бумага, солома, шифер, мрамор и т. д.

Изоляторы: стекло, парафин, смолы, каучук, сера, шелк, большинство кристаллов, фарфор, масла, все пары и газы в обыкновенном состоянии, безвоздушное пространство и т. д.

Само собою разумеется, что такое деление тел на три класса вполне произвольное и имеет значение только общей ориентировки. В природе же эти классы не разграничены, и все тела более или менее проводят электричество.

Кроме того необходимо еще добавить, что степень проводимости тела зависит от многих побочных причин. Так, например, совершенно чистая вода представляет собою дурной проводник электричества, но уже малейшие примеси делают ее хорошим проводником. Вода, оседающая на аппаратах из влажного воздуха, увлекает с собою и вещества, бывшие в воздухе, а потому уже не представляет собою чистой воды. Большею частью это — раствор различных солей и хорошо проводит электричество.

Пары и газы, как сказано, суть хорошие изоляторы. Так, например, наши два электроскопа (рис. 5) без соединяющего их стержня соприкасаются с окружающим их воздухом, и, тем не менее, они в электрическом отношении оказываются хорошо изолированными друг от друга. Однако в разреженном, а также и в раскаленном состоянии газы тоже проводят электричество.

Стекло плохо проводит электричество, но если в комнате воздух влажный, то на поверхность стекла оседает тонкая водяная пленка, служащая проводником, и изолирующие свойства стекла тогда про-

падают. При нагревании стекла пленка исчезает, и поверхность стекла вновь делается изолятором. Однако, если нагреть стекло слишком сильно, до того, что оно станет мягким, то уже само стекло, а не только его поверхность, делается хорошим проводником.

Английское стекло (флинтглас) менее гигроскопично, чем обыкновенное, и потому его поверхность не так легко покрывается водяной пленкой, и оно лучше изолирует. В большинстве электрических приборов употребляют обыкновенное стекло, покрытое на поверхности шеллаком, который не так гигроскопичен.

Эбонит (твердый каучук) очень хорошо изолирует и, благодаря своей прочности, часто употребляется в различных аппаратах. Но со временем, в особенности под действием света, эбонит химически разлагается и покрывается проводящей пленкой, которую приходится счищать наждачной бумагой. Наилучшим твердым изолятором нужно считать янтарь.

7. Соединение с землею. — Когда два проводника соприкасаются друг с другом, электричество распределяется как на том, так и на другом проводнике. Земля представляет собою проводник огромной величины, и опыт показывает, что если какой-нибудь заряженный проводник соединить с землею, то почти все электричество уходит в землю, так что на долю нашего проводника приходится такое ничтожное количество электричества, что мы не в состоянии даже обнаружить его нашими приборами. В этом легко убедиться на любом электроскопе. Зарядим электроскоп и затем прикоснемся к его шарику пальцем. Так как человеческое тело — проводник электричества, и мы стоим на полу, соединенном с землею, то все электричество с электроскопа тотчас же утечет в землю, и листочки его сойдутся. То же самое произойдет, если прикоснуться к электроскопу металлической палочкой, находящейся в руке.

Мы видим из этого, что всякий проводник, который мы желаем зарядить заметным образом электричеством, должен быть прежде всего изолирован от земли. Наоборот, всякое соединение проводника с землею разряжает его.

Вот почему, заряжая соломинку, мы должны были повесить ее на шелковинке и на стеклянном крючке (рис. 3a, стр. 5,) потому что шелк и стекло суть изоляторы.

Наружная оболочка электроскопа обыкновенно соединяется проводником с землею (см. стр. 5, рис. 3b — Z) для того, чтобы она была свободна от зарядов и не влияла на показания прибора. Наоборот, стержень D (рис. 3b) и листочки E изолированы от оболочки A, а следовательно и от земли Z, эбонитовою пробкою B. Таким образом

системе CDE можно сообщить заряд, отчего листочки разойдутся. Но если на пробке B осядут из воздуха пары воды настолько, что пробка покроется тонкою водяною пленкою, то CDE окажется соединенным с AZ, и на электроскопе заряд держаться не будет: листочки будут более или менее быстро опускаться.

8. Электризация проводников посредством трения. — В прежнее время полагали, что не все тела могут быть приведены в электрическое состояние путем трения и что, между прочим, металлы представляют такое исключение. Но это было заблуждение, которое происходило оттого, что все металлы — проводники, и поэтому в опытах с металлами необходимо принимать меры для их изоляции.

Возьмем в руку металлическую палочку и будем натирать ее шелковою материею; на палочке не окажется и следа электричества, тогда как материя окажется наэлектризованною. Но если к металлической палочке приделать стеклянную ручку и повторить опыт, держа палочку за ручку, то опыт окажется удачным.

Ясно, что в первом случае все возникшее на металлической палочке электричество тотчас же передавалось нашей руке и нашему телу, которые хорошо проводят электричество, и затем утекало в землю. тогда как во втором случае стеклянная палочка мешала утеканию заряда.

Открытие этого важного различия между телами было сделано Грэем (Gray, 1729), и им же был впервые наэлектризован проводник.

9. Два рода электричества. — Возьмем стеклянную палочку и эбонитовую пластинку и, потерев их друг о друга, приведем их в электрическое состояние.

Прикоснувшись стеклянной палочкой к электроскопу, мы увидим, что листочки его разошлись; прикоснемся к электроскопу каким-нибудь другим местом той же стеклянной палочки — теперь листочки разошлись еще сильнее. Если же дотронуться до шарика электроскопа пальцем, то листочки его быстро сходятся: все электричество, как говорят, утекло в землю.

То же самое получится, если проделать все эти опыты, пользуясь эбонитовой пластинкой вместо стеклянной палочки.

Отсюда мы заключаем, что электричество на проводнике, — в данном случае — на электроскопе, — способно увеличиваться и уменьшаться; следовательно, можно говорить о *количестве электричества*.

Кроме того заметим, что как в опыте со стеклянной палочкой, так и в опыте с эбонитовой пластинкой электричества, получившиеся при трении на разных местах одного и того же тела, складывались друг с другом.

Но совершенно другое произойдет, если мы, зарядивши электроскоп одним из натираемых тел, например стеклом, прикоснемся к нему другим, — например эбонитом; тогда мы увидим, что угол расхождения листочков уменьшится. Продолжая прикасаться к электроскопу различными точками наэлектризованного эбонита, мы можем довести листочки до соприкосновения, т. е. уничтожить весь заряд электроскопа, полученный им от стекла.

Так как стекло и эбонит — оба хорошие изоляторы и электричество не могло уйти по ним в землю, то мы должны принять, что заряды, получаемые на стекле и эбоните при их трении друг о друга, взаимно уничтожились на электроскопе.

Два количества, которые способны взаимно уничтожать друг друга, непременно должны быть *разных знаков*. Следовательно, мы должны электричеству стекла и эбонита тоже приписать знаки, и притом разные.

Какой знак мы будем приписывать электричеству стекла или электричеству эбонита — это безразлично; опыт требует только, чтобы знаки их были противоположны.

Условимся электричеству *стекла* приписывать *положительный* знак, а электричеству *эбонита — отрицательный*.

Спрашивается теперь: можем ли мы наши результаты, полученные со стеклом и эбонитом, распространить и на другие тела? — Опыт показывает, что можно. Действительно, если зарядить электроскоп стеклянной палочкой, то всякий новый заряд, переданный электроскопу от другого любого тела, наэлектризованного каким угодно способом, повлечет за собою либо увеличение, либо уменьшение угла расхождения листочков. В первом случае мы скажем, что данное тело заряжено таким же электричеством, как стекло, т. е. положительным, во втором случае, наоборот, назовем его электричество противоположным электричеству стекла, т. е. отрицательным.

Если бы до начала опытов электроскоп был заряжен не стеклом, а эбонитом, то все показания электроскопа переменили бы знак; так, например, увеличение угла расхождения листочков показывало бы, что испытуемое тело заряжено так же, как эбонит, т. е. отрицательным электричеством, и наоборот.

На основании подобных опытов найдено следующее:

Стекло при трении о металлы и о каучук электризуется положительно.

Металлы при трении о стекло и шерсть электризуются отрицательно, при трении же о каучук — положительно.

Янтарь, сургуч и каучук при трении о стекло, мех и шерсть электризуются отрицательно.

Впрочем необходимо оговориться, что стекло не всегда бывает положительно наэлектризованным, но что знак электричества зависит от того, чем стекло было натерто. Более того, иногда две стеклянные палочки одного и того же сорта, потертые об один и тот же мех, заряжаются — одна положительным, другая отрицательным электричеством. То же самое нужно сказать и о других телах. Общие правила электризации или какие-либо законы до сих пор окончательно не установлены, так как знак получаемого при трении электричества зависит в сильной степени от состояния поверхностей натираемых друг о друга тел.

Единственное общее правило состоит в том, что при трении двух тел друг о друга на каждом из них возникает электрический заряд, причем оба эти заряда *всегда противоположных знаков*.

Для опытов с электричеством важно заметить себе, что: *стекло* при трении об амальгамированную кожу всегда электризуется *положительно*; *эбонит* (твердый каучук) при трении о шерсть всегда электризуется *отрицательно*.

10. Взаимодействия наэлектризованных тел. — Мы уже знаем, что наэлектризованное тело способно притягивать к себе легкие тела, хотя эти последние сами не были наэлектризованы. Займемся теперь исследованием, ка-

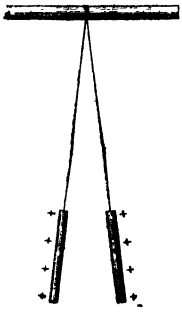


Рис. 6.

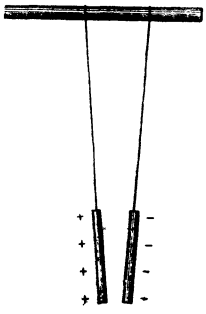


Рис. 7.

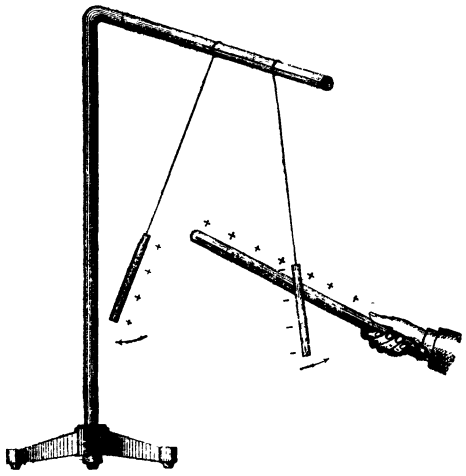


Рис. 8.

Одноименные электричества отталкиваются, разноименные — притягиваются.

кие силы возникают между телами наэлектризованными. Для этого подвесим на шелковинках две гильзы.

Если зарядить обе гильзы положительным электричеством (рис. 6) или обе гильзы отрицательным электричеством, то заметим, что они всегда отталкиваются друг от друга. Если же зарядить одну гильзу

положительным электричеством, а другую отрицательным, то получим притяжение (рис. 7).

Если одну гильзу наэлектризовать $+e$, другую $-e$, то при приближении наэлектризованной стеклянной палочки $(+e)$ первая оттолкнется (рис. 8), а вторая притянется; наоборот, при приближении наэлектризованного эбонита $(-e)$ первая притянется, а вторая оттолкнется.

Производя подобные опыты с различными наэлектризованными телами, Дюфей (Dufay, 1754) установил следующее общее правило: *тела, наэлектризованные одноименными электричествами, отталкиваются, тогда как наэлектризованные электричествами разного знака притягиваются.*

Первую половину этого правила можно также подтвердить на любом электроскопе. Действительно, чем бы мы ни наэлектризовывали электроскоп, оба его листочка всегда будут заряжены одноименными электричествами и потому всегда отталкиваются друг от друга.

11. Закон Кулона. — Правило Дюфея хотя и подтверждается на опыте, но обнимает собою лишь качественную сторону явления. Первый, установивший основной *количественный* закон электрических взаимодействий, был Кулон (Coulomb, 1785). По закону Кулона, *сила, действующая между двумя наэлектризованными точками, направлена по прямой линии, соединяющей эти точки, а величина этой силы прямо пропорциональна произведению из количеств находящихся в этих точках электричеств и обратно пропорциональна квадрату их взаимного расстояния.*

Называя силу взаимодействия через F, количества электричества — e_1 и e_2 и расстояние через r, получим следующую формулу:

$$F = K\frac{e_1 e_2}{r^2},$$

где K есть численный коэффициент, величина которого зависит от выбранных нами единиц.

Заметим, что об определенном расстоянии r можно говорить только тогда, когда сами наэлектризованные тела малы в сравнении с этим расстоянием, и, строго говоря, закон Кулона выражает силу взаимодействия между двумя наэлектризованными *точками*, как это и сказано в самом законе. Если же у нас имеются наэлектризованные тела, то их взаимодействие определится как равнодействующая всех сил, исходящих из всех наэлектризованных точек. Мы видим, следовательно, что при вычислении этих сил мы можем поступать совершенно так же, как при вычислении сил всемирного тяготения между двумя данными

массами m_1 и m_2; даже формула, выражающая закон Кулона, тождественна с формулой Ньютона:

$$F_1 = K_1 \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Однако между этими двумя законами есть и существенная разница. В случае электрических сил e_1 и e_2 могут быть и положительны и отрицательны, тогда как материальные массы m всегда положительны; далее, силы F_1 всемирного тяготения всегда притягательные, тогда как электрические силы бывают и притягательные и отталкивательные.

Мы знаем из опыта, что электрическая сила F притягательная тогда, когда e_1 и e_2 разных знаков, и отталкивательная, когда e_1 и e_2 одинаковы по знаку. Но если e_1 и e_2 разных знаков, то их произведение, а следовательно, и сила F — отрицательны; поэтому *отрицательный* знак силы в законе Кулона означает ***притяжение.*** Таким же путем мы заключаем, что *положительный* знак силы (при одноименных электричествах) означает *отталкивание.*

12. Крутильные весы. — Справедливость своего закона Кулон доказал на опытах с крутильными весами. Устройство этих весов следующее. В верхней крышке большого стеклянного сосуда (рис. 9) вделана стеклянная трубка, в которой подвешена тонкая проволока, поддерживающая стеклянное коромысло, которое на одном конце имеет золоченый шарик n, а на другом — противовес. Установив на некотором расстоянии от шарика n другой такой же, только неподвижный, шарик m и зарядив оба шарика, мы заметим, что коромысло отойдет в сторону и для того, чтобы привести его к прежнему положению, необходимо будет закрутить проволоку в противоположную сторону на некоторый угол. Таким образом мы силою кручения проволоки уравновешиваем силу взаимодействия между m и n, а так как сила кручения пропорциональна углу кручения, то и сила взаимодействия будет тоже пропорциональна этому углу.

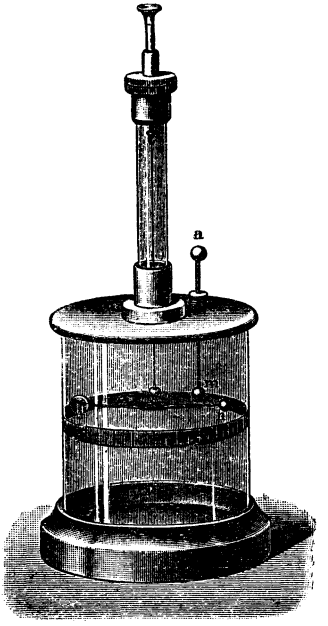


Рис. 9. Крутильные весы Кулона.

Устанавливая шарик n, при неизменных зарядах m и n, на различных расстояниях от шарика m, можно доказать, что при любых первоначальных зарядах шариков их взаимодействия обратно пропорциональны квадратам расстояний.

Теперь зарядим только шарик m и прикоснемся к нему незаряженным шариком n. Так как оба шарика m и n одинаковы, то заряд распределится между ними поровну; положим, что на каждом из них будет по $+e$, причем при некотором определенном расстоянии между ними угол кручения проволоки был α.

Прикоснемся теперь к шарику n третьим таким же, только незаряженным шариком O; тогда на n и O будет заряд, равный половине e. Удалив шарик O и определив силу взаимодействия между n, заряженным $+\frac{e}{2}$, и m, заряженным $+e$, найдем ее вдвое меньшею, так как угол кручения теперь окажется равным $\frac{\alpha}{2}$.

Отнимем таким же образом от шарика m половину его заряда, и мы увидим, что взаимодействие между зарядом m, равным $+\frac{e}{2}$, и зарядом n, равным $+\frac{e}{2}$, будет уравновешиваться кручением проволоки на угол $\frac{\alpha}{4}$, т. е. сила будет вчетверо меньше, и т. д.

Следовательно, при неизменных взаимных расстояниях силы взаимодействия пропорциональны количествам электричеств, находящихся на том и на другом шарике.

Таким образом обе половины закона Кулона доказаны.

Однако необходимо заметить, что производство этих опытов сопряжено с большими затруднениями. Не говоря уже о том, что коромысло нельзя установить в одном каком-либо определенном положении, — оно всегда будет качаться около некоторого положения равновесия, — но кроме того все эти наблюдения требуют некоторого времени, и заряды на шариках в начале и в конце опытов уже не будут вполне одинаковы вследствие несовершенства изоляции. Устранить эти несовершенства вполне — невозможно, можно только определить их влияние на результаты наблюдений особыми опытами и затем вводить каждый раз соответственные поправки в вычисления; это и было сделано Кулоном.

13. Абсолютные измерения. — Описанные в предыдущем параграфе опыты носят лишь относительный характер, так как ими доказывается только пропорциональность измеряемой силы некоторым дру-

гим величинам. Для того, чтобы сделать эти измерения абсолютными, необходимо определить силу взаимодействия в абсолютных единицах системы ***C-G-S***, т. е. в системе, в которой основными единицами служат ***сантиметр***, ***грамм*** и ***секунда*** (*см*, *г*, *сек*).

Единица силы в этой системе называется *диной* (dyn).

Дина есть сила, сообщающая массе в один грамм ускорение в один сантиметр в секунду. Ускорение свободно падающего тела равно 981 сантиметру в секунду; следовательно, каждый грамм притягивается землею с силою в 981 дину. Вес одного килограмма равен $9{,}81 \cdot 10^5$ дин, или около миллиона дин.

Итак, наблюдаемые нами силы необходимо измерить в динах.

Для этой цели было бы проще всего вместо крутильных весов Кулона употребить обыкновенные весы, подвесив к одному коромыслу изолированный шарик и поместив под ним на некотором расстоянии другой такой же шарик на изолированной подставке. Наэлектризовав оба шарика разноименными электричествами, мы можем сравнивать их взаимное притяжение с весом груза, привешенного к другому коромыслу весов. Положим, что взаимодействие между двумя данными зарядами уравновешивается на весах a граммами; тогда величина этой силы взаимодействия в абсолютной системе будет:

$$F = 981\ a \text{ дин.}$$

Однако гораздо более точный и в то же время более практичный способ абсолютных измерений основан не на взаимодействии шариков, а на взаимодействии двух наэлектризованных плоскостей. Такое расположение опыта реализовано в абсолютном электрометре Томсона (Кельвина), который будет описан ниже, в главе об измерительных приборах.

14. Единица количества электричества. — Теперь мы можем величины F и r, входящие в состав формулы Кулона, выразить в абсолютных единицах, а именно: в динах и в сантиметрах; остаются еще величины K, e_1 и e_2; но K есть численный коэффициент, зависящий от того, какие единицы мы приняли для F, r и e, и, следовательно, величина его будет в данном случае зависеть только от единиц, выбранных для e.

Относительно же этой последней величины необходимо заметить, что электричество или электрический заряд мы непосредственно наблюдать или измерять не можем; единственный признак присутствия электричества, который нам пока (т. е. в электростатике) известен, это — обнаружение им особых сил взаимодействия; величины этих сил выражаются законом Кулона. Таким образом нам ничего другого

не остается, как только воспользоваться тем же законом Кулона для того, чтобы установить, какое количество электричества нам считать за единицу.

Условимся *единицей количества электричества называть такое количество, которое действует на равное ему количество электричества, находящееся на расстоянии одного сантиметра, с силою одной дины.*

Выражая это условие математически, будем иметь: $e_1 = e_2 = 1$, когда $r = 1$ *см* и $F = 1$ дине, причем $K = 1$.

Закон Кулона будет, следовательно, в принятых нами единицах иметь вид

$$F = \frac{e_1 e_2}{r^2} \text{ дин.}$$

Установленная таким образом единица количества электричества называется *абсолютной электростатической* единицей потому, что она выведена из основных абсолютных единиц длины, массы и времени на основании законов *электростатики*. Впоследствии мы познакомимся с другой абсолютной единицей, выведенной из законов явлений электромагнетизма, которая носит название *абсолютной электромагнитной* единицы. Очевидно, что, выведенные из двух совершенно разнородных явлений, эти две единицы не одинаковы. Мы будем абсолютные электростатические единицы обозначать знаком ***C-G-S-E***.

В практических применениях, впрочем, электростатическая единица количества электричества не употребляется, так как она слишком мала, и величины, встречающиеся в практике, выражались бы очень большими цифрами; поэтому за *практическую* единицу количества электричества принимается один *кулон*, причем

$$\text{кулон} = 3 \cdot 10^9 \; \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}$$

Если принять за единицу количества электричества кулон, то коэффициент K в формуле Кулона уже не будет равен единице, а будет гораздо больше, и мы получим.

$$F = 3^2 \cdot 10^{18} \frac{e_1 e_2}{r^2} \text{ дин.}$$

15. Пример. — Два шарика небольшого диаметра подвешены на шелковинках так, что их поверхности соприкасаются. После сообщения этим шарикам заряда они оттолкнулись друг от друга (рис. 10), и их центры разошлись на расстояние $r = 5$ *см*. Определить, сколько было им сообщено электричества, если масса каждого шарика $m = 0{,}1$ *г*, а длина шелковинок $l = 25$ *см*

Когда наэлектризованные шарики отклонятся, то на каждый из них будут действовать две силы одна горизонтальная $F = \frac{e^2}{r^2}$ дин и другая вертикальная — сила тяжести $f = mg$ дин, и шелковинка покажет направление равнодействующей этих двух сил

Из чертежа имеем

$$\frac{r}{2} : l = \sin \alpha, \qquad F : f = \operatorname{tg} \alpha$$

По малости угла α мы можем положить $\sin \alpha = \operatorname{tg} \alpha$, и тогда

$$F : f = \frac{r}{2} : l,$$

откуда

$$F = \frac{r}{2l} f = \frac{rmg}{2l} = \frac{5 \cdot 0{,}1 \cdot 981}{2 \cdot 25} = 9{,}81 \text{ дин},$$

и количество электричества на каждом шарике

$$e = r\sqrt{f} = 5\sqrt{9{,}81} = 15{,}6 \ \textbf{\textit{C-G-S-E}},$$

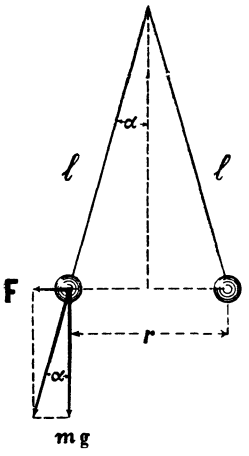


Рис 10.

или, переводя на практические единицы — кулоны.

$$e = \frac{15{,}6}{3 \cdot 10^9} = 5{,}2 \cdot 10^{-9} \text{ кулон}.$$

Из этого примера мы видим, что уже ничтожные доли кулона (около одной миллиардной) легко могут быть обнаружены на сравнительно грубом электроскопе. Два кулона, помещенные на расстоянии одного сантиметра друг от друга, обнаружили бы взаимодействие, равное $(3 \cdot 10^9)^2$ динам. или около $9 \cdot 10^{18}$ (девяти миллионам миллионов) килограммов. Однако такие громадные заряды на наших шариках держаться не будут, а потому и произвести этот опыт невозможно.

16. Распределение зарядов. — Когда мы заряжаем какой-нибудь изолятор трением или прикосновением, то заряды остаются в нем в тех именно местах, где мы их поместили, так что распределение зарядов на изоляторе вполне в нашей власти и может быть сделано произвольным. Мы можем, например, зарядить один конец стеклянной палочки положительным электричеством, а другой конец или не заряжать вовсе или даже зарядить отрицательным электричеством.

Другое дело в проводниках, где электричество может свободно передвигаться; там не всякое распределение зарядов остается непо-

движным. Если представить себе какое-нибудь произвольное распределение зарядов на проводнике, то прежде всего разноименные заряды притянутся друг другом и взаимно уничтожатся, а оставшиеся одноименные заряды будут отталкиваться друг от друга до тех пор, пока не займут крайних возможных положений на проводнике, т. е. пока не достигнут его поверхности, где проводник граничит с изолятором. Если у проводника две поверхности — наружная и внутренняя, например, если проводник есть полый шар, то, конечно, все заряды соберутся на наружной поверхности, потому что ее точки отстоят друг от друга дальше, чем точки внутренней поверхности.

Отсюда возникло такое общее правило: в проводниках электричество распределяется по наружной поверхности.

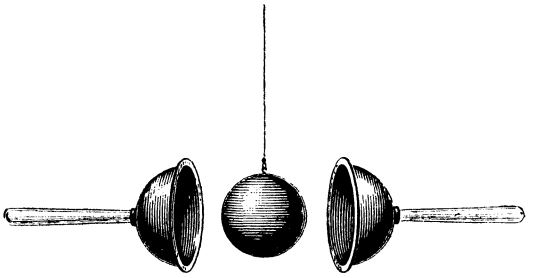


Рис. 11 Опыт Кулона

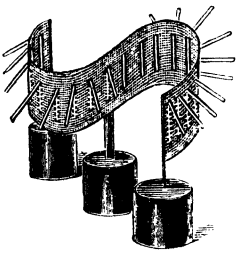


Рис. 12. Заряженная гибкая сетка

Впрочем это правило не всегда применимо. Так, например, если внутрь полого шара внести изолированное от шара тело, заряженное положительным электричеством, то отрицательные заряды шара притянутся и перейдут на его внутреннюю поверхность.

17. Опыты Кулона и Фарадея. — Для того чтобы демонстрировать распределение зарядов на поверхности проводника, Кулон сделал следующий опыт. Изолированный металлический шар (рис 11) заряжается электричеством и покрывается двумя металлическими изолированными полушариями. Пока полушария не соприкасаются с шаром, электричество остается на шаре, но как только полушария сомкнутся и прикоснутся к шару, то они уже образуют новую наружную поверхность заряженного проводника, и на них переходит весь заряд, находившийся прежде на шаре. По удалении полушарий шар оказывается уже более не наэлектризованным.

То же самое можно показать на гибкой металлической сетке (рис 12), укрепленной на изолированных подставках. Если зарядить сетку электричеством и выгибать ее в ту или другую сторону, то

прикрепленные к ней папиросные бумажки своим отклонением покажут, что заряды располагаются на наружной поверхности сетки.

Наконец можно сделать еще следующий опыт: возьмем металлическую клетку (рис. 13) и поместим снаружи и внутри ее по электроскопу. (Мы берем клетку вместо сплошной металлической поверхности только для того, чтобы сквозь отверстия был виден внутренний электроскоп.) Изолировав клетку стеклянной подставкой и соединив электроскопы с клеткой проволоками, мы можем зарядять ее электричеством. При этом мы увидим, что, в то время как листочки наружного электроскопа сильно расходятся, внутренний электроскоп не обнаруживает никакого заряда.

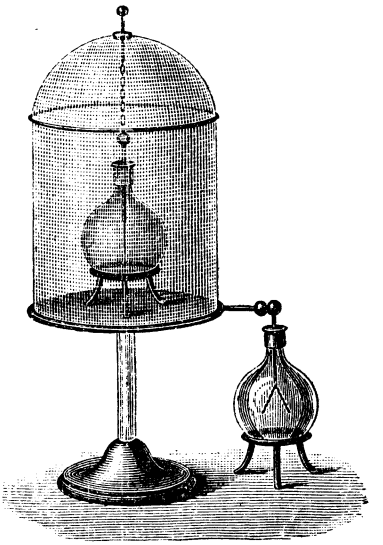


Рис. 13. Заряжение наружной поверхности проводника.

Фарадей сделал этот опыт в более грандиозном масштабе. Он построил большую камеру, стенки которой состояли из металлических проводников, и установил ее на изоляторах. Затем он сам поместился внутри камеры с очень чувствительным электроскопом, и несмотря на то, что снаружи камере сообщались сильные электрические заряды, внутри ее не было заметно и следа электричества.

18. Цилиндр Фарадея. — Основываясь на свойстве электричества распределяться на наружной поверхности проводника, Фарадей указал способ, каким образом можно передать заряд какого-либо тела *целиком* другому телу.

Представим себе на стержне электроскопа (рис. 14а) прикрепленным какое-либо полое проводящее тело, например медный цилиндр A с отверстием наверху, и предположим, что мы желаем сообщить этому цилиндру заряд от наэлектризованного шарика B. Прикоснемся шариком *к наружной* поверхности цилиндра (рис. 14а), тогда заряд шарика распространится по всей наружной поверхности вновь образованного проводника (шарик и цилиндр с электроскопом вместе), причем шарик будет составлять часть этой наружной поверхности, а поэтому и на нем останется часть заряда. Следовательно, таким способом мы не можем передать весь заряд шарика цилиндру.

Но если мы повторим тот же опыт, прикасаясь к цилиндру *с внутренней* его стороны (рис. 14b), то электричество распространится опять по наружной поверхности, и на шарике, составляющем в данном случае как бы часть внутренней поверхности цилиндра, ничего не останется.

Для того чтобы этот опыт хорошо удался, необходимо, чтобы отверстие полого тела, в нашем случае — цилиндра, было по возможности меньше. Лучше всего, если тело совершенно замкнутое. Вот почему к шелковинке кроме шарика B прикреплена еще изолированная крышка ab, которая замыкает полый цилиндр A в момент соприкосновения шарика B с внутренней поверхностью цилиндра; при этом шарик B отдает весь свой заряд цилиндру A.

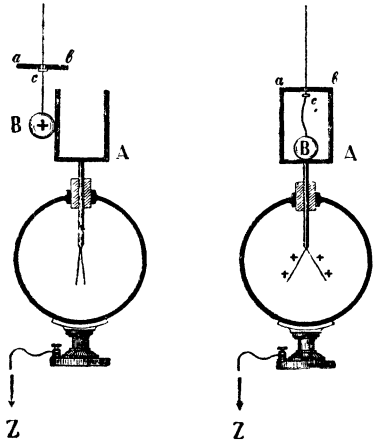


Рис. 14a. *Рис. 14b.*

Опыт с цилиндром Фарадея.

19. Плотность электричества. — Если некоторое количество электричества заполняет какой-либо объем непрерывно и равномерно, то мы можем охарактеризовать электрическое состояние этого тела, указав, какое количество электричества приходится на единицу его объема, т. е. указав, какова *объемная плотность* электричества в данном теле. Объемная плотность электричества ρ будет, следовательно, равна количеству электричества, приходящемуся на единицу объема тела, т. е. на кубический сантиметр.

Если электричество распределено в теле хотя и непрерывно, но не равномерно, то величина ρ будет для различных точек тела иметь различное значение.

Мы знаем, что распределяться непрерывно в некотором объеме электричество может только в изоляторах, тогда как в проводниках оно может находиться в равновесии лишь на поверхности. Поэтому в проводниках можно говорить лишь о *поверхностной плотности*.

Поверхностная плотность электричества σ, аналогично с объемною плотностью, определится как количество электричества, отнесенное к единице поверхности проводника, т. е. к квадратному сантиметру.

В различных точках поверхности проводника плотность σ может быть, вообще говоря, различною.

Не останавливаясь на разборе частных случаев, мы только укажем, что как опыт, так и теоретические соображения указывают, что в случае проводника удлиненной формы наибольшая плотность оказывается на его концах, а наименьшая — в середине. В этом можно легко убедиться на опыте, если к поверхности такого тела пристроить маленькие электроскопы. Расхождение листочков будет, очевидно, сильнее там, где плотность электричества больше.

II. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЛИЯНИЕ

20. Возбуждение электричества через влияние. — Производя опыты с электроскопом, мы не можем не обратить внимания на следующее интересное явление. Если мы, желая зарядить электроскоп, приблизим к шарику его какое-нибудь заряженное тело, то заметим, что еще раньше, чем это тело успеет прикоснуться к шарику электроскопа, листочки его уже расходятся и этим самым показывают, что электроскоп уже заряжен. Однако, если не прикасаться к электроскопу, то оказывается, что заряд этот только временный; он обнаруживается только тогда, когда заряженное тело находится *вблизи* электроскопа, и исчезает вместе с удалением этого тела. Итак, близость заряженного тела влияет на электрическое состояние электроскопа, и потому наблюдаемое нами явление носит название: *электризация через влияние* или путем *наведения* (*индукции*).

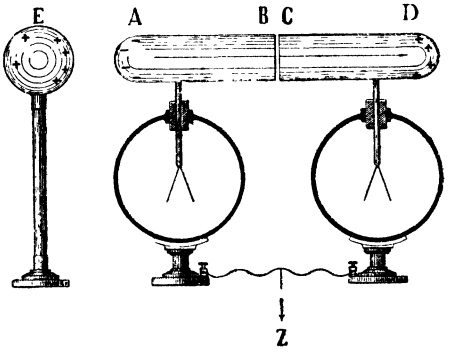


Рис. 15. Электризация посредством влияния.

21. Наведение одновременно обоих родов электричества. — На первый взгляд кажется трудным объяснить себе такое появление и исчезновение зарядов на совершенно изолированном теле, каким является средняя часть электроскопа. Но мы сейчас покажем, что через влияние всегда возбуждаются одновременно два рода электричества противоположных знаков, но в одинаковых количествах; оба эти электричества снова уничтожаются взаимно при удалении влияющего тела.

Возьмем для этого два электроскопа (рис. 15) и, надев на их стержни вместо шаров два металлических цилиндра AB и CD, составим их так, чтобы они соприкасались в BC, образуя как бы один проводник $ABCD$. Если теперь приблизить к одному концу A поло-

жительно наэлектризованное тело E, то оба электроскопа окажутся заряженными, и легко показать, что заряды их разноименные. Действительно, оставив E и AB на местах, отодвинем немного CD так, чтобы он не соприкасался больше с AB; затем, удалив E, мы увидим, что электроскопы остались заряженными; по испытании найдем, что AB заряжено отрицательно, а CD — положительно. Если бы тело E было заряжено отрицательно, то мы получили бы обратный результат: на AB оказался бы положительный заряд, а на CD — отрицательный. Вообще всегда ближайшая к телу E сторона цилиндра электризуется противоположно E.

Количества электричества, получаемые путем влияния на той и другой половине цилиндра AD, равны между собою, Это легко доказывается следующим образом. Разъединив AB и CD в присутствии наэлектризованного (влияющего) тела E, удалим это тело и снова соединим AB с CD; тогда увидим, что листочки обоих электроскопов тотчас сходятся — заряды электроскопов взаимно уничтожаются; следовательно, оба противоположных заряда их равны по величине.

Что касается самого влияющего тела E, то его электрическое состояние после всех этих опытов нисколько не меняется.

Заметим, что для разъединения обоих электричеств, получаемых через влияние, необходимо разделить проводник $ABCD$ на две части в то время, когда тело E помещено вблизи A (или D); если AB и CD были разъединены раньше и к ним приближено тело E, заряженное, например, положительно, то в A возникнет отрицательный заряд, а в B — такой же положительный; заряд B будет в свою очередь влиять на CD и даст нам в C отрицательный, а в D — положительный заряды в одинаковых количествах. По удалении тела E заряд A соединится с B, а C с D, и в результате ни на том ни на другом электроскопе зарядов не будет.

22. Объяснение электризации через влияние. — Описанные в предыдущем параграфе опыты показывают, что в любом проводнике можно получить электричество без трения и без соприкосновения его с заряженным телом, путем одного только влияния.

Для того чтобы объяснить этот факт, мы сделаем гипотезу, что в каждом проводнике находится всегда и положительное и отрицательное электричество в равных количествах. Когда к проводнику приближается наэлектризованное тело, то оно притягивает к себе разноименное и отталкивает одноименное с ним электричество, а так как оба эти электричества могут двигаться по проводнику свободно, то они и оказываются на разных концах проводника; при этом на ближайшей к влияющему телу части поверхности проводника

должно оказаться электричество, противоположное влияющему, тогда как на более удаленных частях поверхности — одноименное с влияющим; это и подтверждается на опыте.

Кроме того из такого объяснения непосредственно следует, что количества разноименных электричеств, возникающих через влияние, всегда должны быть одинаковы между собою,— так как до их разъединения, а также и после их соединения, тело должно быть незаряженным, как это показывает опыт.

23. Проводящая оболочка. — Положим, что мы приблизили некоторое положительно заряженное тело E к проводнику AB (рис. 15). Под влиянием заряда E, как это объяснено выше, взаимно противоположные заряды, находящиеся внутри проводника, разойдутся и расположатся на его поверхности. Пока эти заряды были попарно соединены вместе, их действия на другие заряды того же проводника взаимно уничтожались; когда же они разойдутся и расположатся на различных точках поверхности проводника, то их действия уже не будут взаимно уничтожаться, а они в свою очередь начнут действовать на другие парные заряды, находящиеся внутри проводника. Однако из чертежа (рис. 15) видно, что действие этих зарядов всегда будет противоположно действиям зарядов влияющего тела. Более того, разъединение парных зарядов внутри проводника и переход их на поверхность будет происходить именно до тех пор, пока все силы, действующие на внутренние точки проводника как со стороны влияющего тела, так и со стороны электрических зарядов, которые появились на поверхности проводника через влияние, взаимно не уничтожатся.

Только после взаимного уничтожения вышеупомянутых сил парные заряды внутри проводника *перестанут* расходиться, и тогда только может наступить равновесие электричества на проводнике.

Итак, для равновесия электричества на проводнике необходимо, чтобы действия всех электрических зарядов взаимно уничтожались во всех внутренних точках проводника.

Отсюда мы можем сделать такой вывод. Если какое-нибудь тело B окружено со всех сторон проводящею оболочкою AD и мы приблизим к этой оболочке с наружной стороны какое-нибудь наэлектризованное тело E, то, хотя на наружной оболочке AD и возникнет электричество через влияние, но на теле B, находящемся внутри, никакого электричества не окажется.

Вот почему обыкновенно электроскопы и электрометры бывают снабжены проводящею оболочкою (см. A на рис. 3b, стр. 5); эта обо-

лочка охраняет помещенные внутри части прибора, как, например, алюминиевые листочки, от непосредственного электрического влияния посторонних наэлектризованных тел.

24. Отведение к земле. — Приведем снова оба проводника AB и CD (рис. 15) в соприкосновение и приблизим опять к концу A наэлектризованное положительным электричеством тело E; листочки обоих электроскопов разойдутся, и мы знаем уже, что они заряжены разноименно. Прикоснемся теперь к $ABCD$ рукою, т. е. соединим проводник с землею; тотчас же мы заметим, что листочки CD сойдутся, а AB останутся в прежнем положении; следовательно, положительный заряд D ушел в землю, а отрицательный в A остался на месте. Причина этого явления делается тотчас же понятною, если принять во внимание, что прикосновением рукою мы делаем из $ABCD$

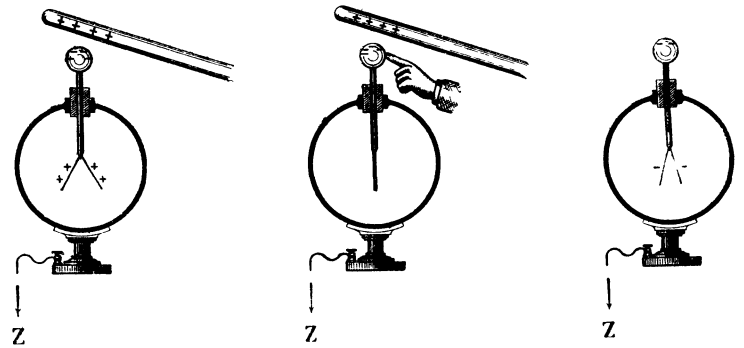


Рис. 16—18. Заряжение электроскопа посредством влияния.

и земли один проводник, а согласно прежним опытам одноименное с E электричество отталкивается от E как можно дальше, т. е. уходит в землю.

Если теперь отнять руку от $ABCD$, то на земле останется положительный заряд, а на $ABCD$ — отрицательный, в чем легко убедиться, удалив тело E и испытав заряд электроскопов: оба они окажутся заряженными отрицательно.

Этот опыт есть не что иное как повторение прежнего опыта, только прежде мы в присутствии влияющего тела E разъединяли AB и CD, а теперь раъединяем $ABCD$ и землю. При этом, конечно, безразлично, в какой точке тела $ABCD$ мы прикасались рукою, потому что дальняя точка земли всегда будет неизмеримо дальше, чем D от E.

Два электроскопа оказываются в предыдущем опыте также излишними, и мы повторим теперь его в следующем виде. Возьмем элек-

троскоп с шариком (рис. 16) и приблизим к нему наэлектризованную положительно стеклянную палочку; тогда на шарике через влияние получится отрицательное электричество, а на листочках — положительное, вследствие чего они разойдутся. Прикоснувшись на мгновение к шарику рукою (рис. 17), мы отводим положительный заряд к земле, и листочки сходятся. Отводя руку от электроскопа, мы оставляем стеклянную палочку на месте, вследствие чего отрицательный заряд продолжает оставаться на шарике. По удалении же стеклянной палочки (рис. 18) заряд шарика распространяется по стержню электроскопа и переходит частью на алюминиевые листочки, отчего последние расходятся.

Таким образом электроскоп оказывается заряженным, причем заряд электроскопа будет, очевидно, всегда противоположен заряду влияющего тела.

25. Механизм передачи заряда.—Приняв во внимание вышеописанные опыты, устанавливающие новый факт электризации через влияние, разберем теперь подробнее, что происходит при переходе электричества от заряженного тела к незаряженному путем соприкосновения.

Очевидно, что раньше, чем произошло соприкосновение заряженного тела E и незаряженного A, на последнем появляются два электричества через влияние, а во время соприкосновения ближайшее к влияющему телу разноименное электричество нейтрализуется зарядом тела E; в результате на теле A остается более удаленное от влияющего тела электричество, т. е. одноименное с E.

Итак, хотя результат соприкосновения заряженного тела E с незаряженным A и получился такой, как будто электричество перешло от E к A, но на самом деле, как видим, непосредственной передачи заряда никогда не происходит, а всегда сперва возбуждаются электричества через влияние, и противоположное с влияющим электричество уничтожается соприкосновением.

То же самое происходит, конечно, и при отведении заряда в землю. Когда мы приближаем к заряженному проводнику руку, то рука через влияние заряжается противоположным электричеством, одноименное же электричество уходит в землю.

При соприкосновении — электричества заряженного тела и руки взаимно уничтожаются.

Наконец, то же самое происходит и внутри проводника, который соединяет два электроскопа (рис. 4, стр. 6). Переход электричества от одного электроскопа к другому мы можем себе представить в виде постепенной передачи электричества от одной части проводника

к другой, а механизм этой передачи будет опять состоять из двух явлений: из возбуждения электричества через влияние и из соединения противоположных зарядов.

26. Исследование электризации посредством влияния.— Когда мы желали исследовать, наэлектризовано ли какое-нибудь данное тело или нет, и если оно наэлектризовано, то каков знак электричества, на нем находящегося, то мы обыкновенно поступали таким образом. Зарядив электроскоп каким-нибудь электричеством известного знака, например положительным, мы прибавляли затем заряд от исследуемого тела, прикасаясь им к шарику электроскопа. Если после этого листочки электроскопа расходились еще сильнее, то это указывало нам, что исследуемое тело заряжено тоже положительным электричеством, в противном случае заряд исследуемого тела мы считали отрицательным.

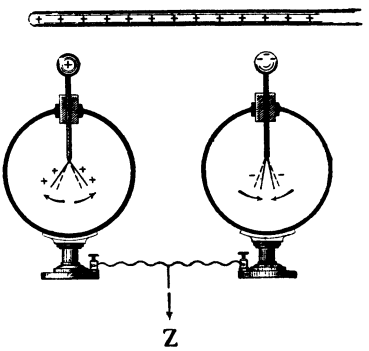


Рис. 19. Исследование заряда посредством влияния.

Пользуясь явлением электростатического влияния, нам уже нет необходимости прикасаться исследуемым телом к электроскопу, а достаточно, зарядив электроскоп, например положительным электричеством, только приблизить к его шарику испытуемое тело; тогда вследствие влияния на шарике появится противоположное электричество, к листочкам же оттолкнется электричество, одноименное с влияющим; если при этом угол расхождения листочков увеличится, то это будет служить указанием, что само тело заряжено таким же электричеством, как электроскоп, т. е. в нашем случае положительным.

Если же, приближая наэлектризованное тело, мы заметим уменьшение угла между листочками, то заключим, что данное тело заряжено электричеством, противоположным тому, которое находилось на электроскопе.

На рис. 19 показаны два электроскопа, из которых один заряжен $+e$, а другой $-e$. При приближении к ним положительно заряженной стеклянной палочки мы увидим, что на первом электроскопе листочки расходятся, а на втором они сходятся.

Однако в этом последнем случае, т. е. при схождении листочков электроскопа, опыт нужно производить с некоторою осторожностью, потому что при приближении противоположно заряженного тела к электроскопу листочки последнего могут совсем сомкнуться, а при

дальнейшем приближении вновь начать расходиться. Это последнее расхождение листочков происходит уже от избытка возникшего путем влияния одноименного электричества над противоположным электричеством электроскопа. Поэтому при подобных испытаниях электризации тел необходимо приближать испытуемое тело постепенно, чтобы не пропустить того момента, когда, при противоположных электричествах данного тела и электроскопа, показания последнего переходят через нуль.

27. Сущность электризации. — Электризовать, означает отделять положительное электричество от отрицательного.

Пользуясь явлением влияния, легко доказать, что при трении двух тел возникают электричества всегда противоположных знаков и притом в одинаковых количествах. Если взять две одинаковых по величине пластинки, одну стеклянную, а другую покрытую амальгамированной кожей, и, потерев их друг об друга, привести их в электрическое состояние, то, при вышеописанном способе испытания, они окажутся наэлектризованными противоположными электричествами. Если же, сложив обе пластинки вместе, приблизить их к незаряженному электроскопу, то мы не заметим расхождения его листочков; а так как обе пластинки несомненно заряжены электричеством и каждая в отдельности оказывает влияние на электроскоп, то отсутствие влияния двух пластинок, сложенных вместе, может быть объяснено только тем, что влияние одной пластинки уничтожается влиянием другой.

Отсюда заключаем, что заряды, полученные на пластинках посредством трения, равны и взаимно противоположны друг другу. Такой результат получится у нас при испытании любых двух тел; всегда *при взаимном трении тел количества электричества, возникающие на том и на другом тѣле, равны и противоположны.*

Если мы присоединим к этому еще нашу гипотезу (стр. 22, **22**) о существовании во всяком, даже не заряженном, теле положительного и отрицательного электричества в равных количествах, *так сказать в скрытом состоянии, то мы придем к заключению, что электричество* вообще не может быть *сделано*, а что электризация тела есть результат отделения уже существовавшего положительного электричества от отрицательного; когда эти электричества были в теле на очень близком расстоянии друг от друга, мы их не могли обнаружить.

28. Влияние незаряженного проводника. — Положим, что испытуемое тело — проводник, не заряженный электричеством. Тем не менее, если приблизить его к шарику электроскопа, то заметим, что листочки электроскопа сходятся. Как это объяснить? — Это объясняется тем, что в нашем опыте сам заряженный электроскоп становится влияющим телом и на приближаемом незаряженном проводнике

возникают заряды через влияние, и так как ближайший к электроскопу заряд (рис. 20а) противоположного знака, то он *притягивает* к себе часть зарядов электроскопа, отчего часть электричества переходит от листочков к шарику.

В особенности сильно это явление будет тогда, когда данный проводник велик или соединен с землею (можно приближать к заряженному электроскопу руку), так как в этом случае одноименное электричество может уйти далеко и не мешает притягательному действию электричества, противоположного заряду электроскопа.

Итак, мы видим, что незаряженный проводник производит, повидимому, те же действия на электроскоп, что и проводник, заряженный противоположным электричеством, — в обоих случаях листочки сходятся; однако имеется и некоторое различие, а именно, приближая незаряженное тело к электроскопу, мы никогда не будем наблюдать перехода показания электроскопа через нуль. Действительно. если проводник изолирован и не велик, то по мере его приближения листочки электроскопа будут медленно сходиться, а при соприкосновении покажут немного меньше заряд, чем до опыта; если же проводник соединен с землею, то схождение листочков будет происходить быстрее, а при соприкосновении тела с шариком электроскопа листочки последнего сойдутся совершенно (заряд уйдет в землю), нового же расхождения листочков, как это было в случае приближения заряженного тела, мы здесь наблюдать не будем.

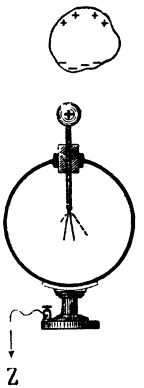


Рис. 20а. Влияние незаряженного проводника на электроскоп.

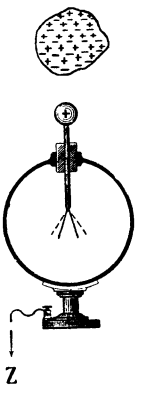


Рис. 20b. Влияние заряженного электроскопа на изолятор.

29. Влияние на изоляторы. — Разъединение двух разнородных электричеств под влиянием заряженного тела может, конечно, наступать только в проводнике, где свободному перемещению электричества не имеется, повидимому, никаких препятствий. Однако опыт показывает, что изолятор тоже электризуется через влияиие. Такой опыт можно, например, произвести при помощи заряженного электроскопа, как мы это делали в предыдущем параграфе, наблюдая его влияние на приближаемый к нему незаряженный изолятор.

Возьмем кусок стекла или эбонита и убедимся предварительно в том, что ни то ни другое тело не заряжено; для этого приблизим

их к незаряженному электроскопу и удостоверимся, что листочки не расходятся.

Теперь зарядим электроскоп каким-нибудь электричеством. Если затем приблизить к шарику электроскопа наше стекло или эбонит (рис. 20b), то мы сейчас же заметим схождение листочков. Это показывает, что приближаемые тела зарядились через влияние, причем влияющим телом был шарик заряженного электроскопа.

Если после этого опыта опять испытать стекло и эбонит на незаряженном электроскопе, то мы увидим, что они не заряжены.

Отсюда заключаем, что *и в диэлектриках посредством влияния возникают два взаимно противоположных электричества и притом в равных количествах*, как это нами показано было раньше в проводниках.

Впрочем, в диэлектриках явление носит несколько иной характер, а именно: хотя на изоляторах так же, как и на проводниках, на ближайших к влияющему телу частях появляется электричество противоположного знака с влияющим, а на удаленных частях электричество одноименное, но отделение одного электричества от другого путем разделения изолятора на две части оказывается невозможным. Если взять составной цилиндр $ABCD$ (рис. 15, стр. 21) из стекла и приблизить к концу его наэлектризованное тело E, то концы A и D зарядятся, как и в случае проводника. Так, на рис. 21 мы видим, что в присутствии заряженного шара стеклянная палочка зарядилась через влияние, и нижний конец ее притягивает бумажки. Если удалить заряженный шар, то бумажки отпадают. Однако, если бы мы разделили стеклянную палочку на две половины (как в опыте с проводником рис. 15, стр. 21), то на концах каждой половины оказалось бы ровно столько же электричества, сколько было на цельной палочке, и по удалении тела E ни на той, ни на другой половине (рис. 21) не получится избытка положительного или отрицательного электричества, и они не будут наэлектризованы.

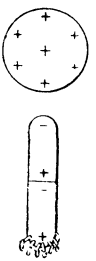


Рис. 21.

Таким образом отделение одного электричества от другого, как это возможно было в том случае, когда AD было проводником, здесь, в изоляторе, оказывается невозможным.

30. Поляризация диэлектриков. — Для того чтобы объяснить явления электрического влияния в изоляторах, мы применим ту же самую гипотезу (стр. 22, 22), которую мы приняли уже для объяснения электризации через влияние проводящих тел. А именно, мы предположим, что в каждой молекуле вещества изолятора находится одновременно и положительное и отрицательное электричество в одинаковых количествах, т. е. что эта молекула содержит в себе парные

электрические заряды. Ориентировка этих пар настолько разнообразна, что изолятор в своем обыкновенном состоянии не обнаруживает заметной электризации. На рис. 22 показано подобное распределение парных зарядов в диэлектрике, причем отдельные кружки обозначают молекулы диэлектрика, а белые и черные их половины обозначают положительные и отрицательные заряды. Если теперь приблизить к такому изолятору наэлектризованное тело, то все противоположные ему по знаку заряды притянутся им, а одноименные оттолкнутся. Хотя в изоляторе и не может произойти совершенного разделения парных зарядов, как это возможно в проводнике, но все же они способны несколько смещаться, оставаясь внутри молекулы связанными друг с другом, а сами молекулы могут повертываться. При этом заряд, противоположный заряду влияющего тела, станет немного

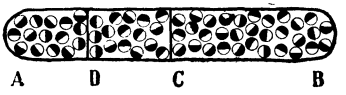


Рис. 22. Парные заряды в диэлектрике.

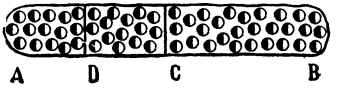


Рис. 23. Поляризация диэлектрика.

ближе к этому последнему, тогда как одноименный заряд отодвинется дальше от тела. Результатом такого смещения парных зарядов явится электризация поверхности изолятора (рис. 23) и, кроме того, особое состояние внутри его, которое носит название ***поляризации изолятора*** и состоит в определенной ориентировке всех его парных зарядов.

Конечно, вследствие постоянного теплового движения молекул и столкновения их друг с другом, ориентировка отдельных парных зарядов будет постоянно сбиваться, но если температура не слишком велика, то все же, в среднем итоге, окажется некоторая средняя ориентировка, некоторая средняя поляризация диэлектрика и некоторая средняя электризация его поверхности.

Из принятой нами гипотезы молекулярных зарядов диэлектрика прямо следует, что, при разделении поляризованного диэлектрика AB (рис. 23) на две части AC и CB, а также и при дальнейшем делении AC на AD и DC и т. д., мы никогда не отделим положительного электричества от отрицательного, предполагая, конечно, что при таком механическом разъединении отдельные молекулы остаются целыми.

Это следствие, как мы знаем, подтверждается на опыте, и этим самым диэлектрики отличаются от проводников. В проводниках электрические заряды не связаны друг с другом в пределах молекулы

а свободно перемещаются по проводнику, вследствие чего, при разделении проводника AD (рис. 15, стр. 21) на две части, мы могли отделить друг от друга и индуцированные на нем заряды.

31. Притяжение легких тел. — В самом начале нашего изучения электрических явлений мы наблюдали притяжение между наэлектризованными телами и ненаэлектризованными. Между тем, по закону Кулона, электрические взаимодействия могут происходить только между наэлектризованными телами.

Если одно из взаимодействующих тел ненаэлектризовано, т. е. если, например, в формуле Кулона e_1 равно нулю, то и сила F обращается в нуль, и никакое притяжение наблюдаемо быть не может. Однако, как мы знаем, наэлектризованный янтарь все-таки притягивает к себе ненаэлектризованную соломинку.

Такое противоречие устраняется само собою, если принять во внимание электризацию через влияние. Действительно, при приближении наэлектризованного тела к легкому проводнику или изолятору, на этих последних возникает электричество путем влияния (рис. 24), причем ближайшее к наэлектризованному телу электричество будет всегда противоположно влияющему, и у нас всегда в результате получится притяжение. Так, наэлектризованный янтарь всегда притягивает к себе легкие тела.

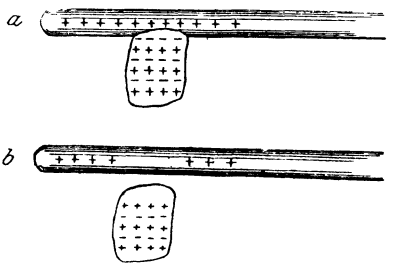


Рис. 24. Притяжение поляризованных диэлектриков.

Имея в виду только что приведенное объяснение, мы можем сказать, что все наблюдаемые нами электрические взаимодействия всегда происходят между наэлектризованными телами. Становясь на эту точку зрения, разберем подробнее еще следующие опыты.

Если притягиваемое легкое тело проводник, например, если это — алюминиевый листочек, то получится следующее: при приближении отрицательно наэлектризованного янтаря к алюминиевому листочку последний наэлектризуется через влияние; ближайшие к янтарю части листка будут наэлектризованы положительно, а более удаленные — отрицательно; действие первых будет сильнее, и листок притянется янтарем.

Но при соприкосновении листочка с янтарем все положительное электричество листочка тотчас же нейтрализуется отрицательным электричеством янтаря, и листок, заряженный одним лишь отрицательным электричеством, снова отскочит от янтаря.

Если вместо хорошего проводника — алюминия — взять дурной, например соломинку или бумажку, то сперва произойдет то же самое, т. е. бумажка притянется янтарем, но при соприкосновении нейтрализуется только тот заряд бумажки, который окажется непосредственно в точках соприкосновения бумажки с янтарем, а потому действие оставшихся на бумажке положительных зарядов может все же оказаться сильнее отрицательных, и бумажка не отскочит, а останется прилипшею к янтарю.

Все эти явления действительно наблюдаются.

32. Взаимодействие тел, погруженных в диэлектрик. — Взаимодействие двух наэлектризованных тел, вообще говоря, зависит от того, находятся ли вблизи них другие тела или нет, потому что на этих телах появляются через влияние новые заряды, и эти заряды в свою очередь взаимодействуют с прежними. Таким образом задача сильно осложняется даже и в том случае, если присутствует только одно постороннее тело.

Одна из таких задач имеет для нас наибольшее значение; это именно тот случай, когда постороннее тело заполняет собою все пространство между наэлектризованными телами. Само собою разумеется, что это может быть только диэлектрик, так как сквозь проводник, как мы знаем, никакие электростатические действия невозможны.

Итак, представим себе, что два наэлектризованных шарика взаимодействуют друг с другом в пустоте, а затем мы погружаем их в изолирующую жидкость, например керосин. Оказывается, что сила взаимодействия между шариками при погружении в керосин уменьшается приблизительно вдвое против той силы, которая наблюдалась между ними в воздухе или в пустоте. Уменьшение силы взаимодействия между шариками произошло, конечно, оттого, что сам керосин зарядился через влияние, т. е. поляризовался.

Это обстоятельство нам, конечно, необходимо принимать во внимание при наших вычислениях, и это можно сделать всего проще, введя в формулу Кулона некоторый коэффициент, который для различных диэлектриков будет различен.

Таким образом закон Кулона у нас теперь напишется так:

$$F = \frac{e_1 e_2}{\varepsilon r^2}.$$

Коэффициент ε называется *диэлектрической постоянной* данной среды. Для мирового эфира (пустоты) этот коэффициент ε принят нами равным единице (см. стр. 15, **14**); для всех газов и для воздуха ε очень близко к единице, для керосина $\varepsilon = 2$.

В главе об измерениях мы познакомимся со способами определения ε и с его значениями для различных тел.

33. Гипотезы об электричестве.— Для объяснения электрических явлений мы приняли гипотезу, что в природе существуют два различных электричества: положительное и отрицательное (так называемая дуалистическая гипотеза), и притом в одинаковых количествах. Однако можно сделать и другое предположение. Можно предположить, что в природе существует только один род электричества (унитарная гипотеза), — например положительное или отрицательное, и что оно имеется во всех телах в некотором нормальном количестве и в таком случае никаких электрических действий не обнаруживает. Если же в каком-либо теле оказывается избыток или недостаток электричества, то это тело является уже *заряженным* в том смысле, в каком мы до сих пор употребляли это слово.

Какой же из этих двух гипотез отдать предпочтение?

Ни та ни другая гипотеза не противоречит ни одному до сих пор известному опыту, и, по существу, обе гипотезы равнозначны. Действительно, по дуалистической гипотезе, $+e$ обозначает просто электричество, противоположное по знаку $-e$, и, если имеется тело, заряженное $+e$, то непременно где-нибудь имеется другое тело с зарядом $-e$. По унитарной гипотезе $+e$ означает *избыток* против нормального электричества данного тела, и этот избыток мог произойти только оттого, что где-либо в другом месте оказался недостаток электричества $-e$.

При изложении гораздо удобнее употреблять термины дуалистической гипотезы, поэтому в дальнейшем мы будем исключительно ею пользоваться.

Если бы в будущем оказалось, что в природе действительно существует только одно электричество, например, то, которое получается на эбоните, т. е. то, которое мы назвали отрицательным, тогда на положительное электричество, получающееся при трении стекла о шелк, мы стали бы смотреть как на *недостаток* отрицательного электричества. Однако и от этого те объяснения, какие мы даем всем до сих пор известным электрическим явлениям, изменились бы лишь незначительно, а, что самое главное, та количественная связь явлений, которую мы будем изучать сейчас подробнее, осталась бы без изменения.

Наконец, можно предположить, что электричество вообще не есть какая-либо особая сущность, а есть только особое состояние мирового эфира. Однако и эта гипотеза до сих пор не привела еще ни к каким новым результатам.

Когда мы перейдем к изучению электрохимических явлений (глава IX), то увидим, что электричество подобно материи состоит из атомов. Атомы отрицательного электричества, так называемые *электроны*, удалось даже наблюдать отдельно от материи (*катодные лучи*), между тем как положительное электричество всегда оказывается связанным с материей. Однако, если принять во внимание, что электроны почти в миллион раз меньше самих молекул, то станет совершенно ясным, что в целом ряде явлений атомистическое строение электричества не будет играть почти никакой роли, и мы можем считать электричество сплошным как жидкость.

В таком же положении мы находимся при изучении гидродинамики. Мы принимаем воду за сплошное непрерывное тело и изучаем законы ее движения, совершенно не принимая во внимание того обстоятельства, что вода на самом деле состоит из отдельных молекул, и это значительно облегчает изучение общих законов гидродинамики. Совершенно так же мы поступим и при изучении общих законов электродинамики. Но когда мы дойдем до *электрохимических* вопросов и коснемся радиоактивных процессов, то атомы электричества и притом, главным образом, атомы отрицательного электричества, т. е. *электроны*, выступят у нас на первый план наших интересов. В этих отделах, как и вообще в химических явлениях, мы без гипотезы атомистического, т. е. *прерывного*, строения вещества обойтись не можем.

III. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

34. Электрическая сила. — В предыдущих двух отделах мы познакомились с основными явлениями электростатики и формулировали некоторые из них известными правилами, как, например: электричество распределяется по поверхности, электричество уходит в землю и т. п. Однако все эти правила имеют лишь качественный характер, а иногда эти правила даже допускают исключения. Для того чтобы иметь твердую научную основу для наших умозаключений, нам необходимо выражать наблюдаемые явления *количественно*. Такому требованию прежде всего удовлетворяет закон Кулона, а потому теперь мы займемся изучением всех математических следствий, которые непосредственно вытекают из этого закона.

Пользуясь основным законом Кулона, мы можем в каждом частном случае вычислить силы взаимодействия между целой системой электрических зарядов, если только нам даны их величины и их взаимные расстояния. Так, например, если даны (рис. 25) заряды $+e_1$ и $\pm e_2$ и требуется определить, какая сила действует на заряд e, то

для этого определим сначала, по закону Кулона, силы F_1 и F_2, с которыми каждый из зарядов e_1 и e_2 действуют на заряд e.

Силы эти будут:

$$F_1 = \frac{e_1 e}{\varepsilon r_1^2} \quad \text{и} \quad F_2 = \frac{e_2 e}{\varepsilon r_2^2}.$$

Затем сложим эти две силы по правилу сложения сил вообще, т. е. по „правилу параллелограма". В результате такого сложения получим силу F.

Здесь нам важно обратить внимание на следующее обстоятельство: во-первых, так как обе слагаемые силы пропорциональны e, то и равнодействующая их F тоже будет пропорциональна e, и, во-вторых, направление этой равнодействующей не будет зависеть ни от e ни от ε. Действительно, если e и ε изменятся, то в одинаковой пропорции изменятся и F_1 и F_2, а следовательно, и F, и весь параллелограм изменит только свою величину, но не форму, — он останется себе подобным.

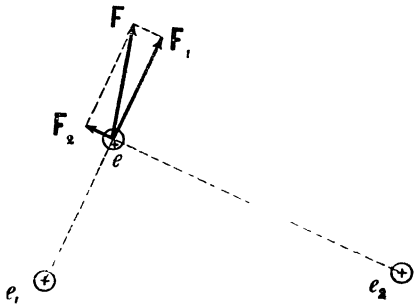


Рис. 25. Сложение электрических сил.

35. Поле сил. Напряжение поля.—Условимся все пространство, в котором обнаруживаются действия каких-либо сил, называть полем сил. Мы имеем, следовательно, в электростатике — *электростатическое поле*, в магнетизме — *магнитное поле*, наконец, всюду имеем *поле всемирного тяготения*.

Мы только что видели, что направление равнодействующей нескольких сил не зависит от величины того заряда e, к которому эти силы приложены; поэтому мы можем вести все расчеты сил так, как будто $e = +1$, а затем уже результат помножить на e.

Условимся вообще силу, отнесенную к единице (положительного) заряда e, называть *напряжением* поля; таким образом напряжение электрического поля

$$E = \frac{F}{e}.$$

Очевидно, что в различных точках поля могут быть различные напряжения. Для случая поля одной заряженной точки e_1 напряжение поля на расстоянии r_1 будет:

$$E_1 = \frac{e_1}{\varepsilon r_1^2}.$$

Для заряда e_2 на расстоянии r_2 получим:

$$E_2 = \frac{e_1}{\varepsilon r_2^2}.$$

При одновременном действии обеих точек e_1 и e_2 получим результирующее напряжение E в виде диагонали параллелограма, построенного на E_1 и E_2. Вообще наш чертеж для напряжений будет таким же, каким он был при построении сил, только все длины слагаемых векторов [1] будут в ε раз меньше.

Если нами вычислены величины и направления напряжений для различных точек поля, то для определения силы нам остается только результирующее напряжение в данной точке E помножить на заряд e, помещенный в эту точку, тогда получим силу

$$F = Ee.$$

Легко видеть, что сила F будет одного направления с E, когда e положительно; для отрицательного заряда e сила F будет направлена против напряжения поля E.

36. Электростатическая индукция. — В предыдущем параграфе мы познакомились с понятием о напряжении электрического поля E. В дальнейшем полезно будет ввести еще один термин, а именно: *электростатическую индукцию* D поля, понимая под этим произведение из диэлектрической постоянной ε той среды, где обнаруживается данное поле, и напряжения поля E, так что индукция электрического поля

$$D = \varepsilon E.$$

Очевидно, что индукция D тоже вектор; она имеет то же направление [2], что и напряжение E, но величину в ε раз бо́льшую.

Поэтому индукции нескольких полей так же, как и напряжения, складываются в одну равнодействующую индукцию по правилу параллелограма.

[1] Всякая величина, для полного определения которой необходимо указать ее направление в пространстве, называется *вектором*, например: скорость, сила, напряжение поля — суть векторы. Величина, не требующая указания своего направления, называется *скаляром*, например: время, температура, количество электричества — суть скаляры.

Векторы складываются геометрически (по правилу параллелограма), скаляры же складываются алгебраически.

[2] В кристаллах направления D и E могут и не совпадать, но мы этих случаев касаться не будем.

Для случая поля одной наэлектризованной точки мы имеем:
сила поля

$$F = \frac{e_1 e}{\varepsilon r^2};$$

напряжение поля

$$E = \frac{e_1}{\varepsilon r^2};$$

индукция

$$D = \frac{e_1}{r^2}.$$

Для чистого эфира, где $\varepsilon = 1$,

$$D = E.$$

В чистом эфире индукция равна напряжению.

37. Силовые линии. — В каждой точке a (рис. 26) какого-либо силового поля мы можем провести небольшую черточку ab по направлению равнодействующей E_a силы поля в данной точке. Это будет то направление, по которому положительное электричество $+e$ начнет двигаться из данной точки поля a в соседнюю точку b. В соседней точке b направление равнодействующей силы может оказаться уже несколько иным, например E_b, и потому заряженная точка может изменить свое движение. Вообще говоря, движение заряда в поле будет происходить по некоторой кривой линии abc, причем направление этой кривой, или точнее — направление касательной к этой кривой в любой ее точке, будет совпадать с направлением силы и напряжения поля в этой точке. Такие линии, мысленно проведенные в поле, носят название *линий сил*, или *силовых линий*.

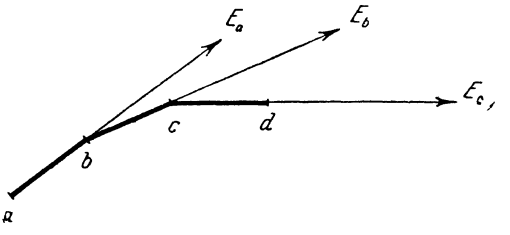


Рис. 26.

38. Воззрение Фарадея. — Представление о линиях сил было введено в науку Фарадеем и оказалось очень полезным, потому что оно дает наглядное понятие о распределении напряжения в различных точках поля. Но в нашем изложении понятие о напряжении поля E было введено лишь как особая вспомогательная величина для вычисления силы поля F, сила же F может быть обнаружена только при наличности заряда e, на который эта сила действует. По Фарадею же, напряжение E в данной точке поля, образованного какими бы

то ни было зарядами e_1 и e_2, существует *реально* даже и тогда, когда заряд e отсутствует.

Для того чтобы уяснить себе происхождение воззрения Фарадея, вспомним (см. стр. 32), что силы взаимодействия между двумя наэлектризованными точками A и B зависят не только от их зарядов и расстояний, но также и от свойств той среды (ε), в которую погружены взаимодействующие заряды. Это последнее обстоятельство и навело Фарадея на мысль приписать этой среде главное значение во всем механизме электрических взаимодействий.

По воззрению Фарадея наэлектризованная точка A даже и в том случае, когда она находится в пустоте, то есть в чистом эфире, не действует непосредственно на другую наэлектризованную точку B, а изменяет лишь состояние прилегающего к ней диэлектрика, т. е. эфира. В чем состоит это изменение, мы в точности не знаем. Фарадей предполагал, правда, что в диэлектрике возникают под влиянием электризации особые натяжения и давления, аналогичные тем натяжениям и давлениям, при посредстве которых передаются силы в упругих телах, но мы эту гипотезу Фарадея оставим пока в стороне и охарактеризуем лишь состояние диэлектрика вокруг наэлектризованной точки словом *напряжение*. Это состояние диэлектрика передается во все стороны, последовательно от одной точки к другой, в окружающее точку A пространство и, между прочим, достигает диэлектрика около точки B. Вот это-то измененное состояние диэлектрика около точки B и обнаруживается в виде силы, приложенной к заряду B.

Совершенно подобным же образом мы рассуждаем, когда наблюдаем взаимодействие двух точек в каком-либо упругом теле. Так, например, если, потянув за один конец проволоки A, мы видим, что приходит в движение другой ее конец B, то мы не говорим, что точка A действует непосредственно на точку B, а уверены, что передача этого движения происходит от A постепенно через все промежуточные точки проволоки, хотя бы мы этих промежуточных точек не видели. Более того, мы говорим, что во всех промежуточных точках в самом материале проволоки в это время возникают особые упругие напряжения, и мы, пользуясь теорией упругости, можем вычислить эти напряжения, хотя природа сил упругости нам в точности неизвестна. Природа электрических напряжений нам тоже неизвестна, но это не мешает предполагать их существование и вычислять их величину и направление в пространстве.

Итак, по гипотезе Фарадея непосредственное действие на расстоянии есть только кажущееся и должно быть рассматриваемо как результат передачи силы при посредстве окружающей среды.

Спрашивается теперь: какое преимущество имеет воззрение Фарадея? — Можно ли указать какой-нибудь опыт, который бы делал принятие принципа непосредственного действия на расстоянии невозможным? — Или можно ли указать какой-либо опыт, который бы доказывал, что напряжение E реально существует в данной точке поля даже и тогда, когда заряда e мы в данную точку еще не помещали?

В электростатике такого опыта указать нельзя, но в других отделах учения об электричестве имеются опыты [1], которые самым решительным образом говорят против непосредственного действия на расстоянии и в пользу вышеизложенного воззрения Фарадея. Поэтому мы будем исключительно его держаться.

39. Примеры линий сил. — Определим направление линий сил в некоторых простейших случаях.

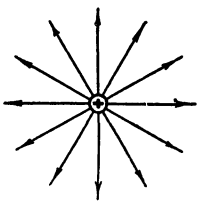


Рис. 27.
Линии сил заряженной точки.

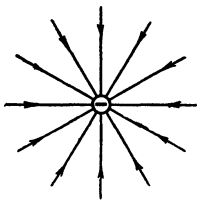


Рис. 28.

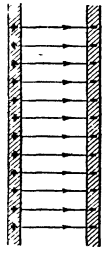


Рис. 29.
Линии сил однородного поля.

В случае одной наэлектризованной точки или равномерно наэлектризованного шара линии сил, очевидно, будут радиусы, проведенные из точки или из центра шара по всем направлениям. Если данная точка наэлектризована *положительно*, то линии сил *выходят* из этой точки (рис. 27), потому что положительный заряд *отталкивает* от себя положительное электричество. Если данная точка наэлектризована *отрицательно*, то линии сил *сходятся* у этой точки (рис. 28), потому что отрицательный заряд *притягивает* к себе положительное электричество.

Вообще линии сил всегда будут выходить или начинаться у положительных зарядов и сходиться или кончаться у отрицательных зарядов.

Для случая двух параллельных наэлектризованных разноименно плоскостей линии сил будут параллельные прямые, нормальные к этим плоскостям (рис. 29). Такое поле называется *однородным*.

[1] А именно, электромагнитные волны, существование которых было предсказано теорией Максвелла и доказано опытами Герца.

На рис. 30 построены линии сил для двух одинаковых зарядов разного знака.

На рис. 31 построены линии сил для двух одинаковых и однозначных зарядов.

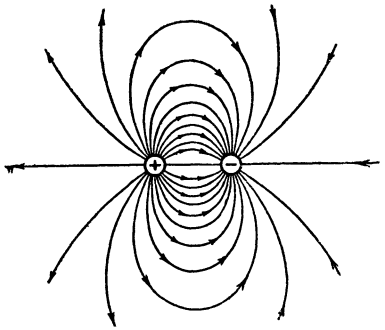


Рис. 30.

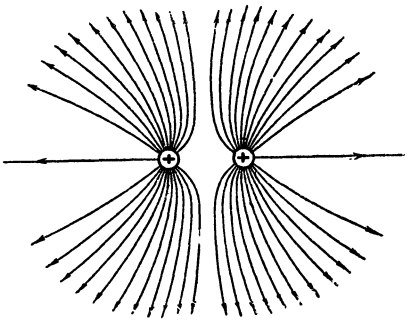


Рис. 31.

Линии сил в поле двух равных зарядов.

Линии сил можно вопроизвести и в действительности.

С этой целью наливают в сосуд с плоским дном какую-нибудь изолирующую жидкость, например вазелин, в которой, по возможности равномерно, распределены кристаллики хинина, кусочки азбеста или вообще какие-нибудь небольшие тельца удлиненной формы. Погрузив в такую жидкость два наэлектризованных шарика, мы тотчас же увидим, как плавающие в вазелине тельца, наэлектризовавшись и притянувшись друг к другу, образуют собою кривые линии (рис. 32) как раз той же самой формы, которая была получена нами чисто теоретическим путем (рис. 30).

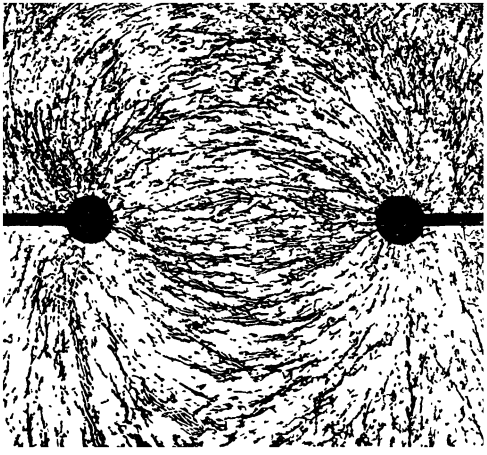


Рис. 32. Линии сил, образуемые кристалликами хинина в вазелине.

40. Густота линий индукции. — До сих пор мы ограничивались черчением только одной формы линий сил. Эти чертежи дают, правда, *направление* напряжения и индукции в каждой точке поля, но они ничего не говорят о *величине* напряжения или

индукции. Для того чтобы усовершенствовать наш чертеж, условимся чертить наши линии ближе друг к другу, т. е. гуще, там, где индукция поля больше, и реже там, где индукция поля меньше. Слова „гуще" и „реже" требуют, однако, более точного определения. Имея в виду, что линии эти надо себе представлять во всем поле, т. е. в пространстве, а не только в плоскости чертежа, мы условимся под *густотою линий* подразумевать *число линий, проходящих в данном месте поля сквозь площадку в один квадратный сантиметр, поставленную перпендикулярно к этим линиям* (рис. 33). Очевидно, что, чем больше линий сил придется на один квадратный сантиметр, тем они будут ближе друг к другу, т. е. гуще. Впрочем, абсолютное значение числа линий в каждом квадратном сантиметре совершенно произвольно, и чем, точнее мы пожелаем иметь чертеж, тем больше линий мы должны начертить в нем; однако, если мы хотим по густоте линий судить о величине индукции D, то необходимо, чтобы густота эта в разных частях поля была пропорциональна соответственной индукции D. Для простоты мы примем коэффициент этой пропорциональности равным единице. Тогда число линий, проведенных нами в какой-либо точке поля перпендикулярно к площадке в один квадратный сантиметр, будет везде равно D, т. е. индукции поля в этой точке[1].

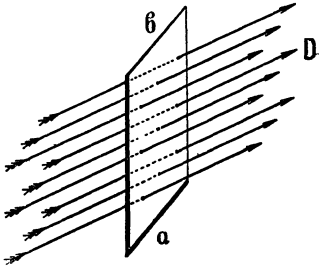


Рис. 33. Линии сил пронизывают площадь ab.

41. Поток индукции. — Число линий сил, проходящих сквозь какую-либо поверхность, проведенную в поле, называется *потоком индукции* сквозь данную поверхность. Рассмотрим сперва какое-либо однородное поле, т. е. такое, где густота линий сил везде одинакова и все линии параллельны. В таком поле индукция D имеет везде одну и ту же величину и одно и то же направление. Проведем в однородном поле (рис. 34) какую-либо площадку ab в S квадратных сантиметров перпендикулярно к линиям сил. Так как сквозь каждый квадратный сантиметр этой площадки проходит D линий сил, то сквозь всю площадку число линий сил или поток индукции будет

$$N = D \cdot S.$$

[1] Число линий сил по существу своему есть число *целое*, между тем как равная этому числу величина индукции может оказаться дробным числом. Но этим обстоятельством не нужно смущаться: ведь понятие о линиях сил и о числе их введено нами только для большей наглядности, тогда как во все наши расчеты будет всегда входить величина индукции.

Если наша площадка не перпендикулярна к линиям сил, а помещена наклонно, например как ab_1 (рис. 34), тогда, очевидно, сквозь нее пройдет меньшее число линий сил. Из чертежа видно, что число линий, проходящих сквозь ab_1, меньше, чем сквозь ab, и притом в отношении $\cos(bab_1) = \cos\alpha$. Но угол α между ab и ab_1 равен углу α между D и n, где n — направление нормали к площадке ab_1. Поэтому поток индукции сквозь какую-либо площадку S, помещенную как угодно наклонно в однородном поле D, будет равен

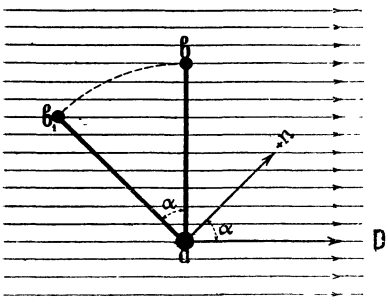


Рис. 34. Поток индукции.

$$N = D \cdot S \cos(Dn).$$

Заметим, что при вычислении потока необходимо обращать внимание на знак $\cos(Dn)$, т. е. на угол, образуемый направлением индукции D с нормалью к площадке. Поэтому, когда мы проводим в поле какую-нибудь площадку или вообще поверхность, необходимо указать и направления ее положительных нормалей $+n$ (рис. 34). Конечно, направление $+n$ вполне условно, тем не менее не нужно забывать указывать каждый раз, где мы считаем $+n$ у данной поверхности, иначе и знак потока индукции N будет неопределенный.

Условимся раз навсегда для *замкнутых* поверхностей считать положительными *наружную сторону и наружные нормали*. Тогда получим положительный $\cos(Dn)$ в тех местах, где D направлено наружу; в этих местах и поток индукции будет положительным. Наоборот, $\cos(Dn)$ и самый поток индукции будут отрицательными в тех местах, где линии индукции входят внутрь объема, ограниченного нашей поверхностью.

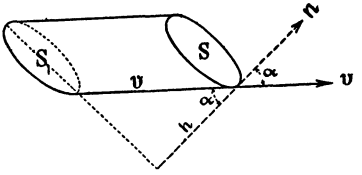


Рис. 35. Вычисление потока.

42. Происхождение термина „поток“. — Термин *поток* для числа линий индукций взят по аналогии полученного нами выражения для N с выражением *потока жидкости*, т. е. количества жидкости (объем), протекающей сквозь какую-либо поверхность в единицу времени (в секунду). Действительно, возьмем внутри текущей жидкости какую-либо площадку (рис. 35) в S квадратных сантиметров и определим объем жидкости, которая протекает сквозь эту площадку ежесекундно.

Проведем для этого к контуру площадки S линии по направлению, параллельному скорости жидкости v; эти линии образуют собою цилиндрическую поверхность. Отложив на этих линиях против течения жидкости величину v, получим вторую площадку S_1, равную и параллельную площадке S. Очевидно, что если представить себе S неподвижною, а площадку S_1 связанной с частицами жидкости, то в течение одной секунды площадка S_1 пройдет путь v и совпадет с площадкой S; в то же самое время вся жидкость, находившаяся внутри нашего цилиндрика, протечет сквозь S.

Следовательно, для того чтобы определить количество жидкости, протекающей сквозь S ежесекундно, необходимо вычислить объем полученного нами цилиндрика. Объем этот будет равен произведению площади основания S на высоту цилиндрика h; а последняя, в свою очередь, равна образующей цилиндра v, помноженной на cos угла между направлением v и направлением n, т. е. направлением скорости v и направлением нормали к площадке S.

Итак, поток жидкости (ежесекундный) сквозь площадку S выражается формулою:

$$N = vS\cos(vn),$$

которая построена аналогично с полученной нами формулой для потока индукции. Только вместо скорости v у нас там другой вектор, а именно индукция D.

Подобные выражения часто встречаются и в других отделах физики.

Так как мы условились считать наружную нормаль поверхности положительной, то положительный поток будет означать *вытекание*, тогда как отрицательный поток — *втекание*.

43. Теорема Гаусса. — Рассмотрим опять случай одной наэлектризованной точки e; все линии сил в этом случае суть радиусы, исходящие из точки e во все стороны. Проведем мысленно какую-нибудь шаровую поверхность с центром в e и вычислим поток индукции или число линий сил [1], пронизывающих эту шаровую поверхность.

Так как густота линий сил на всей шаровой поверхности будет одна и та же, а именно: $D = \frac{e}{r^2}$, и так как направление линий пер-

[1] Величину $N = DS\cos(Dn)$ мы будем называть: *поток индукции, число линий индукции, поток сил, силовой поток, число линий сил.* Все эти термины в настоящее время употребительны. Что же касается величины $N_1 = ES\cos(En)$, то она называется *потоком напряжения*, и ее не следует смешивать с потоком индукции. Для чистого эфира, где $\varepsilon = 1$ и $D = E$, оба эти выражения равны.

пендикулярно к шару, а линии направлены наружу, т. е. $\cos(Dn) = +1$, то полное число линий сил, выходящих из этой шаровой поверхности, будет, очевидно, равно D, помноженному на поверхность шара $4\pi r^2$:

$$N = D \cdot 4\pi r^2 = \frac{e}{r^2} 4\pi r^2 = 4\pi e.$$

Как видим, в результате r^2 сократилось; это означает, что N не зависит от r, т. е. что одно и то же число линий N мы получим для любого шара, описанного вокруг точки e как центра. Следовательно, $4\pi e$ линий сил, выходящих из заряда e, пронизывают все эти шары, и ни одна линия, вышедшая из какого-либо шара, не может пропасть на пути, а непременно пройдет и сквозь следующий шар. Короче говоря, все *линии сил, выходящие из e, непрерывны во всем поле, и полное число этих линий равно* $4\pi e$.

А если это так, то можем сказать еще общее, а именно: *какую бы замкнутую поверхность мы ни провели вокруг данного заряда e, всегда полное число линий сил, или полный поток индукции, пронизывающий эту поверхность, будет равен* $4\pi e$.

Это и есть знаменитая теорема Гаусса.

44. Случай нескольких зарядов. — Если мы имеем несколько зарядов *внутри* какой-либо *замкнутой поверхности*, то, так как из каждого заряда e выходит $4\pi e$ линий индукции, весь поток индукции, выходящий из этой поверхности, будет равен сумме отдельных потоков, выходящих из каждого заряда, и мы получим

$$N = 4\pi\Sigma e.$$

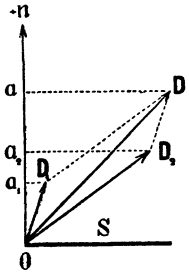


Рис. 36. Сложение потоков.

При этом может, однако, возникнуть следующее сомнение. Ведь поле нескольких зарядов получается из полей отдельных зарядов путем *геометрического* сложения, можно ли при этом число линий индукции складывать, как это мы сделали выше, *алгебраически?* — Но легко убедиться, что это так. Для этого рассмотрим какую-либо площадку нашей поверхности S (рис. 36), и пусть даны два поля с индукциями D_1 и D_2, которые складываются по правилу параллелограма (геометрически) и дают результирующее поле D.

Потоки индукции каждого из этих полей сквозь нашу площадку будут соответственно равны

$$N_1 = SD_1 \cos(D_1 n),$$
$$N_2 = SD_2 \cos(D_2 n),$$
$$N = SD \cos(Dn).$$

Но из геометрических свойств параллелограма следует, что

$$D_1 \cos(D_1 n) + D_2 \cos(D_2 n) = D \cos(Dn);$$

поэтому

$$N_1 + N_2 = N.$$

Итак, именно потому, что индукции нескольких полей складываются геометрически, потоки индукции складываются алгебраически.

Замечательно, что ни расположение зарядов внутри того объема, который ограничен нашей замкнутой поверхностью, ни форма самой поверхности на результат нашего подсчета потока индукции N нисколько не влияют. В этом и заключается особое значение теоремы Гаусса.

Из теоремы Гаусса непосредственно следует, что если внутри данной замкнутой поверхности будет больше положительных зарядов, чем отрицательных, то поток будет положительный, и наоборот.

Все заряды, которые находятся снаружи нашей поверхности, тоже дают линии индукции, пронизывающие эту поверхность, но вследствие непрерывности этих линий каждая из них и войдет и выйдет из нашей поверхности; при входе в поверхность каждая линия дает отрицательный поток ($\cos(Dn) < 0$), при выходе же линии из поверхности поток нужно считать положительным; поэтому общий поток индукции всех наружных зарядов сквозь данную поверхность будет равен нулю.

45. Незамкнутая поверхность. — Если проведенная нами поверхность не замкнутая, то, конечно, из данного заряда e не все $4\pi e$ линий индукции будут пронизывать эту поверхность, а только часть этих линий, и именно та часть, которая находится внутри конуса, проведенного из заряда e к контуру данной поверхности (рис. 37). Легко подсчитать эту часть линий. Если обозначить через φ телесный угол этого конуса, то, очевидно, число N_1 линий, находящихся внутри этого угла φ, относится ко всему числу линий $4\pi e$, как величина угла φ к 4π.

Следовательно,

$$N_1 = \frac{\varphi}{4\pi} 4\pi e = \varphi e.$$

Этот поток будет положительный, если линии индукции D будут образовывать углы α с нормалями к поверхности меньше прямого, причем $\cos(Dn) > 0$; в противном случае, при $\cos(Dn) < 0$, и поток N_1 будет отрицательным.

Для замкнутой поверхности ABC, охватывающей наш заряд, угол φ обращается в 4π; для замкнутой поверхности, не охватывающей наш заряд, мы имеем $\varphi = 0$. Таким образом опять получаем результаты предыдущего параграфа.

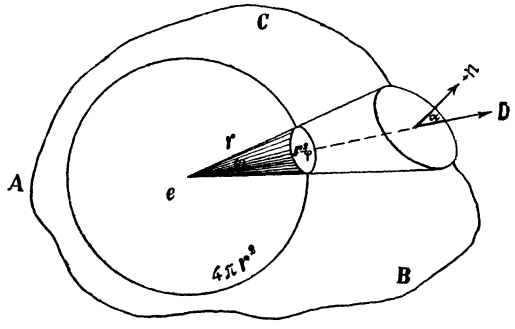


Рис. 37. Поток сквозь незамкнутую поверхность.

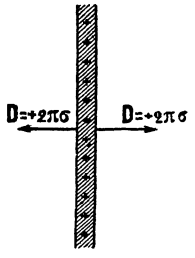


Рис. 38. Заряженная плоскость.

46. Заряженные плоскости. — Применим теорему Гаусса к случаю одной плоскости (рис. 38), на которой электричество распределено с равномерною плотностью $+\sigma$. С каждого квадратного сантиметра этой плоскости будет выходить $4\pi\sigma$ линий сил. Вследствие симметрии эти линии должны итти нормально к плоскости и притом в обе стороны в одинаковом количестве. Следовательно, половина всех линий пойдет вправо, а другая половина влево; по обе стороны заряженной плоскости мы получим индукцию

$$D = 2\pi\sigma$$

и напряжение

$$E = \frac{2\pi\sigma}{\varepsilon}.$$

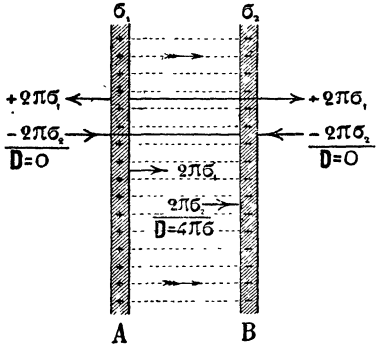


Рис. 39. Поле двух заряженных плоскостей.

Другой, тоже простой, случай мы получим, если возьмем две таких плоскости A и B (рис. 39), параллельных друг другу, из которых одна заряжена положительным электричеством плотности $+\sigma$, а другая отрицательным электричеством плотности $-\sigma$. Если поле этих зарядов ограничено пространством между плоскостями A и B и наружное поле равно нулю, то все линии сил, выходящие из

плоскости A, пойдут к плоскости B. В этом случае индукция между плоскостями будет равна

$$D = 4\pi\sigma,$$

а напряжение поля

$$E = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}.$$

Мы можем это поле разложить на две части и представить его составленным из поля заряженной плоскости A и из поля плоскости B. Каждая из этих плоскостей даст нам индукцию $2\pi\sigma$, как и в предыдущем случае, когда мы имели только одну заряженную плоскость. При сложении же обоих полей мы получим внутри, между плоскостями, где оба поля сложатся, индукцию $D = 4\pi\sigma$, между тем как снаружи оба поля будут противоположно направлены и взаимно уничтожат друг друга (см. рис. 39).

47. Взаимодействие двух плоскостей. — Сила, с которой поле E_0 действует на заряд e, равна, как мы знаем,

$$F = E_0 e,$$

причем под E_0 нужно подразумевать напряжение поля всех остальных зарядов кроме e. В нашем случае напряжение поля, образуемого одною плоскостью A (рис. 39) в том месте, где находится плоскость B, согласно с выводом предыдущего параграфа, равно

$$E_0 = \frac{2\pi\sigma}{\varepsilon}.$$

Если вырезать в плоскости B площадь в S квадратных сантиметров, то на этой площади поместится количество электричества

$$e = \sigma \cdot S,$$

и, следовательно, на эту часть плоскости будет действовать сила

$$F = E_0 e = \frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon} \cdot S.$$

Такая же сила будет действовать на площадку S, вырезанную в плоскости A.

Мы видим, что сила взаимодействия между плоскостями пропорциональна квадрату плотности электричества σ и обратно пропорциональна диэлектрической постоянной ε той среды, которая помещена между плоскостями; но эта сила не зависит от расстояния между плоскостями.

Заметив, что $\varepsilon E = D = 4\pi\sigma$, мы можем написать также:

$$F = \frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon} \cdot S = \frac{D}{2\varepsilon}\sigma S = \frac{E}{2}\sigma S.$$

18. Цилиндр Фарадея. — В заключение этого отдела полезно будет применить понятие о линиях сил к какому-нибудь из тех случаев, которые мы рассмотрели раньше с точки зрения непосредственного взаимодействия электрических зарядов.

Мы выберем для этого опыт с цилиндром Фарадея (стр. 19).

Положим, что мы имеем шарик (рис. 40), заряженный положительным электричеством; вокруг него образуется электрическое поле. Некоторые линии сил этого поля, выходя из шарика, доходят до ци-

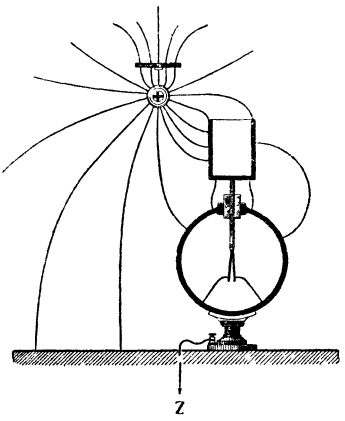


Рис. 40.

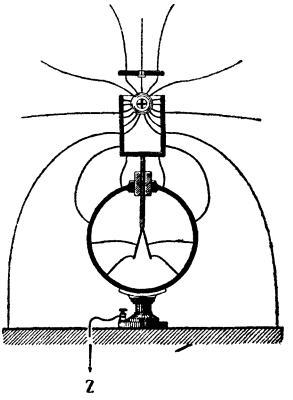


Рис. 41.

линдра Фарадея, и там, где эти линии *кончаются* на цилиндре, мы должны иметь *отрицательные* заряды (см. стр. 38); это — те заряды, которые возбуждаются „через влияние". Одновременно с отрицательными зарядами, как мы знаем, возникают через влияние и положительные заряды; следовательно, у нашего цилиндра должны *начинаться* новые линии сил, причем число *концов* и *начал* линий сил на цилиндре будет одинаково. Часть этих новых линий сил придется на долю листочков электроскопа; внутри электроскопа тоже образуется поле, отчего листочки расходятся.

Пока шарик еще далеко от цилиндра, бóльшая часть его линий сил идет мимо цилиндра и кончается на других предметах, например: на столе (рис. 40), на наружной оболочке электроскопа, на стенах комнаты и т. п. По мере приближения шарика к цилиндру (рис. 41) все большее число линий кончается в этом последнем, и, на-

конец, когда шарик помещен внутри цилиндра, закрытого со всех сторон (рис. 42), то все $4\pi e$ линий шарика кончаются на внутренней поверхности цилиндра. В этот момент и число концов линий сил, а следовательно, и количество электричества на шарике, на внутренней поверхности цилиндра и на его наружной поверхности оказывается совершенно одинаковым. Что же касается распределения наружных линий, то благодаря проводящей оболочке цилиндра наружное поле делается совершенно независимым от внутреннего (рис. 42, 43,

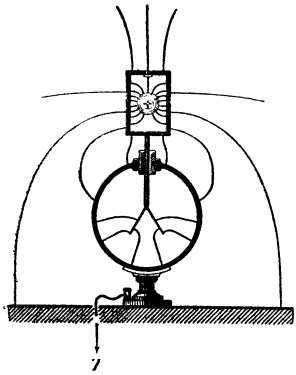


Рис. 42.

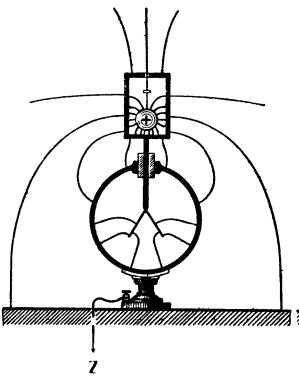


Рис. 43.

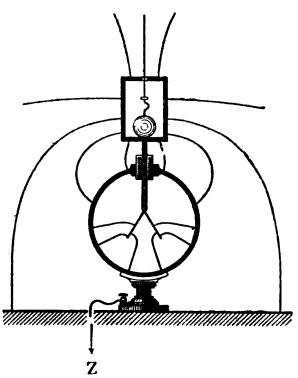


Рис. 44.

44). Даже при соприкосновении шарика с внутренней поверхностью цилиндра (рис. 44), когда внутреннее поле совершенно исчезает, снаружи поле остается неизменным. В конце концов на электроскопе оказывается то же количество электричества, что было раньше на шарике, и притом того же знака.

IV. ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРОВОДНИКИ И ИЗОЛЯТОРЫ

49. Проводник в поле. — Рассмотрим теперь, как линии сил относятся к проводникам. Прежде всего заметим, что если внутри проводников появятся какие-либо линии сил, то благодаря подвижности электричества в проводнике в нем сейчас же начнется движение зарядов по этим линиям, и получится то, что называется *электрическим током*; другими словами, электричество в проводнике в этом случае не будет в равновесии. Поэтому в электростатике, где рассматриваются только случаи равновесия электрических зарядов, линии сил внутри проводников проходить не могут, а следовательно, внутри проводников не может быть и электростатического поля

$$E_0 = 0.$$

Далее, если проводник помещен в электростатическом поле, то линии сил, не входя в проводник, должны кончаться на его поверхности; но ведь конец линии сил есть не что иное как электрический заряд; отсюда следует, что электрические заряды могут быть только на поверхности проводника, а не внутри его, и притом на той именно поверхности, которая обращена к электрическому полю.

Наконец, легко доказать, что линии сил, упираясь в проводник, всегда нормальны к его поверхности.

Действительно, предположим, что линия сил была бы в каком-либо месте не нормальна к проводнику, а направлена под каким-нибудь углом α (рис. 45) к этой нормали; тогда мы можем разложить напряжение поля в этом месте на две составляющие: одну E_n — нормальную и другую E_t — касательную к проводнику. Эта последняя составляющая приведет, очевидно, электричество в движение вдоль по поверхности проводника, и если мы желаем, чтобы электричество в проводнике было в равновесии, то эта касательная составляющая должна равняться нулю. А это означает, что линии сил должны быть нормальны к поверхности проводника.

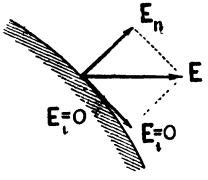


Рис. 45.

Пусть плотность электричества в каком-либо месте поверхности проводника будет σ. По теореме Гаусса, с каждого квадратного сантиметра около этого места проводника должны выходить $4\pi\sigma$ линий. Мы знаем, что все эти линии должны выходить наружу проводника, так как внутри его линий сил быть не может; кроме того, мы знаем, что линии эти должны быть перпендикулярны к поверхности проводника. Следовательно, число линий сил, выходящих из каждого квадратного сантиметра поверхности проводника перпендикулярно к этой поверхности, другими словами, густота линий сил, или индукция D_n, у поверхности проводника равна $4\pi\sigma$.

Касательная же составляющая индукции D_t, так же, как и E_t, равна нулю. Итак, для проводника имеем:

$$D_n = \varepsilon E_n = 4\pi\sigma,$$
$$D_t = \varepsilon E_t = 0,$$
$$D_0 = E_0 = 0.$$

50. Трубка сил. — Если к контуру какой-либо площадки провести в данном поле такую поверхность, которая везде направлена по линиям сил, то такая поверхность называется *трубкою сил*. Если внутри данной трубки нет электрических зарядов, то все линии сил, находя-

щиеся внутри этой трубки, будут непрерывны, и так как через боковую поверхность трубки линии сил выходить не могут, ибо эта поверхность им параллельна, то мы можем высказать следующую теорему:

Число линий сил (или линий индукции), проходящих сквозь любое сечение трубки сил, одно и то же, или *поток индукции вдоль всей трубки сил в поле один и тот же:*

$$N = DS\cos(Dn) = \text{const}.$$

Если под поперечными сечениями трубки подразумевать сечения, перпендикулярные к линиям индукции [$\cos(Dn) = 1$], то, согласно нашей теореме, для двух сечений S_1 и S_2 (рис. 46) можно написать:

$$D_1 S_1 = D_2 S_2.$$

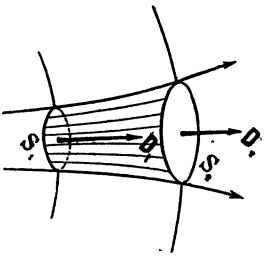


Рис. 46.

Это означает, что индукция в трубке сил, в которой нет зарядов, обратно пропорциональна поперечному сечению трубки. Там, где трубка индукции расширяется, индукция D уменьшается, где она суживается, индукция растет, причем произведение из индукции D на поперечное сечение трубки S везде постоянно.

Так как величину потока индукции мы условились иллюстрировать числом линий сил, то при сужении трубки вместе с увеличением индукции будет увеличиваться и густота линий сил; а это вполне соответствует тому, что мы говорили на стр. 41, 40.

Любопытно отметить здесь же, что совершенно такое же соотношение мы имеем и в случае потока жидкости, текущей по какой-либо трубке. Там, где трубка шире, — скорость жидкости меньше, где трубка уже, — скорость больше; но произведение из скорости течения на площадь поперечного сечения трубки, т. е. количество протекающей в единицу времени жидкости (поток жидкости), везде одинаково.

51. Соответственные заряды. — Начало и конец трубки сил, т. е. места, откуда выходят линии сил и куда они входят, будут, очевидно, заряжены электричеством.

Положим, что трубка наша начинается и кончается у зарядов, размещенных на проводниках; тогда у этих проводников линии сил будут нормальны к поверхности.

У *начала* трубки на поверхности проводника мы будем иметь количество электричества

$$e_1 = \frac{D_1 S_1}{4\pi},$$

тогда как у *конца* трубки, где $\cos(Dn) = -1$, мы получим:

$$e_2 = -\frac{D_2 S_2}{4\pi},$$

а так как величина DS вдоль всей трубки постоянна, то получаем:

$$e_1 = -e_2.$$

Следовательно, оба заряда проводников в начале и в конце трубки будут равны и противоположны.

Такие заряды, которые связаны одною и тою же трубкою сил, называются *соответственными*.

52. Фиктивная электризация.— Перейдем теперь к изучению действия электрического поля на диэлектрики. Прежде всего, как мы знаем, диэлектрики, как и проводники, помещенные в электрическое поле, электризуются через влияние.

Мы выяснили также, что заряды, которые получаются через влияние на проводнике и диэлектрике, отличаются друг от друга тем, что в проводнике заряды разных знаков отделимы друг от друга, тогда как в диэлектрике это отделение невозможно.

Это различие между диэлектриками и проводниками очень важно, и его следует постоянно иметь в виду; мы будем называть заряды, получаемые через влияние в проводниках, *действительными* зарядами, а заряды, индуцируемые в диэлектриках,— *фиктивными*.

Из только что сказанного не следует, однако, что диэлектрики вообще неспособны электризоваться действительными зарядами. Нет, на диэлектриках можно получить и действительные заряды, только для этого одного электростатического влияния недостаточно, а, как мы видели, необходимо трение и т. п. Фиктивная электризация поверхности диэлектрика получается вследствие поляризации молекул, находящихся в его объеме, и нам необходимо теперь установить количественную связь между этими двумя явлениями.

Представим себе некоторый объем диэлектрика в неполяризованном состоянии; пусть это будет параллелепипед длиною l и поперечного сечения S (рис. 47,*a*, стр. 53). Внутри этого параллелепипеда, как мы знаем, имеются парные заряды, т. е. положительные и отрицательные заряды в одинаковом количестве. Сдвинем положительные заряды по длине параллелепипеда немного вправо (рис. 47,*b*, стр. 53), оставив отрицательные заряды на месте; тогда наш диэлектрик поляризуется. При этом во всем его объеме его заряды останутся парными, и средняя его электризация останется равною нулю; только на его поверх-

ности выступят справа положительные, а слева отрицательные заряды. Если мы через σ_1 обозначим поверхностную плотность этих зарядов, то поляризованный диэлектрик будет иметь на каждом своем конце количество электричества

$$e_1 = \pm S\sigma_1.$$

Произведение из зарядов e_1 на их взаимное расстояние l называется электрическим моментом диэлектрика

$$P = le_1 = lS\sigma_1.$$

Электрический момент в единице объема будет, очевидно,

$$J = \frac{P}{lS} = \sigma_1.$$

Эта величина характеризует степень поляризации данного диэлектрика и называется интенсивностью поляризации.

Очевидно, чем большее число зарядов сдвинулось при поляризации и чем на большее расстояние они сдвинулись, тем больше будет и величина интенсивности поляризации.

Из написанной выше формулы мы видим, что

$$J = \sigma_1,$$

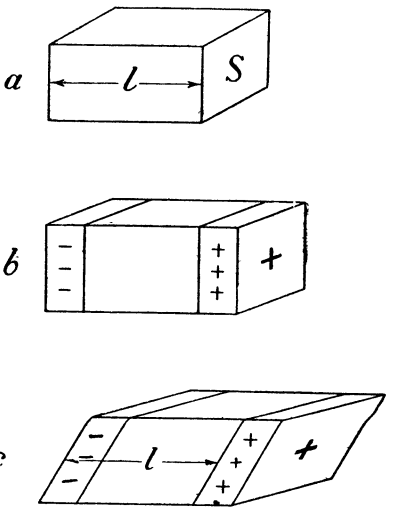


Рис. 47. Поляризация и поверхностные заряды диэлектрика.

т. е. что интенсивность поляризации равна плотности фиктивных зарядов на поверхности диэлектрика.

Впрочем, такое простое соотношение не всегда имеет место. Действительно, если бы наш параллелепипед был косой (рис. 47,*c*), то его электрический момент все равно был бы

$$P = lS\sigma_1,$$

но его объем был бы

$$lS\cos(ln),$$

где n — направление нормали к его поверхности S. В этом случае мы получили бы для интенсивности поляризации:

$$J = \frac{\sigma_1}{\cos(ln)},$$

или, так как поляризация у нас направлена по длине параллелепипеда l, то $\cos(ln) = \cos(Jn)$, и мы можем написать:

$$\sigma_1 = J\cos(Jn).$$

Это и есть искомая общая связь между фиктивной электризацией поверхности диэлектрика и интенсивностью поляризации его объема в непосредственной близости у рассматриваемой точки поверхности.

Если поляризация параллельна к поверхности, то $\cos(Jn) = 0$, и никаких фиктивных зарядов на ней не получается. Наоборот, если поляризация нормальна к поверхности, $\cos(Jn) = 1$, и тогда ее интенсивность равна плотности поверхностных зарядов, как это мы получили раньше.

Для различных точек поверхности одного и того же диэлектрика $\cos(Jn)$ может, конечно, иметь различные значения.

Нам остается еще найти связь между поверхностною плотностью электризации σ_1 и напряжением электрического поля.

Если все фиктивные заряды известны, напряжение электрического поля можно вычислять так, как будто эти заряды действительны и как будто диэлектрическая постоянная во всем поле одинакова и равна единице. Действие диэлектриков сводится, таким образом, к действию их поверхостных зарядов.

Однако в большинстве случаев фиктивные заряды не даны, и приходится решать обратную задачу: дано внешнее поле или даны действительные заряды и требуется определить и фиктивные заряды диэлектриков и их поляризацию. Решение этой задачи в общем виде представляет значительные затруднения, и мы рассмотрим ниже только самые простые и наиболее важные случаи.

53. Диэлектрическая постоянная и коэффициент электризации. — Положим, что диэлектрик с диэлектрической постоянной ε граничит с проводником. Поверхностная плотность электричества на проводнике связана с напряжением поля у его поверхности формулой:

$$D = \varepsilon E = 4\pi\sigma,$$

которую мы нашли, применяя теорему Гаусса (см. стр. 50, **49**). Но коэффицент ε был нами введен в формулу Кулона (см. стр. 32) потому, что окружающий наэлектризованный проводник диэлектрик сам электризуется через влияние и своими зарядами изменяет силы взаимодействия между погруженными в него проводниками. Мы можем, однако, не вводить коэффицента ε, а рассматривать поле в этом случае как составленное из двух частей: во-первых, из поля действи-

тельных зарядов проводника $E_1 = 4\pi\sigma$ и, во-вторых, из поля фиктивных зарядов диэлектрика $E_2 = 4\pi\sigma_1$. Оба поля будут противоположных направлений, потому, что ближайшее к влияющему электричеству σ электричество σ_1 будет противоположного знака. Значит, у поверхности проводника у нас будут два слоя электричества $+\sigma$ и $-\sigma_1$, которые дадут в диэлектрике поле

$$E = 4\pi\sigma - 4\pi\sigma_1.$$

Опыт показывает, что в первом приближении σ_1 пропорционально напряжению поля E, т. е.

$$\sigma_1 = kE.$$

Коэффициент k называется *коэффициентом электризации*.

Сопоставляя эти формулы вместе, мы получаем:

$$(1 + 4\pi k)E = 4\pi\sigma$$

и, сравнивая это с нашей прежней формулой для потока индукции мы видим, что

$$\varepsilon = 1 + 4\pi k.$$

Эта формула связывает диэлектрическую постоянную с коэффициентом электризации.

Так как для эфира $\varepsilon = 1$, а для всех других тел ε больше единицы, то коэффициент электризации для эфира $k = 0$, а для других тел k больше нуля, т. е. положительная величина.

54. Граница двух диэлектриков. — Мы только что рассматривали случай, когда проводник граничит с диэлектриком. Теперь рассмотрим случай, когда два разных диэлектрика I и II граничат друг с другом и находятся в электрическом поле E. В каждом из этих диэлектриков под влиянием электрического поля возникнут поверхностные (фиктивные) заряды. Разложим напряжение поля E у границы обоих диэлектриков на две составляющие, а именно, вдоль этой границы E_t и нормально к ней E_n. Легко видеть, что составляющая напряжения поля E_t, касательная к поверхности раздела диэлектриков, раздвинет парные заряды в молекулах обоих диэлектриков вдоль поверхности, и потому под ее влиянием на поверхности окажется столько же положительных зарядов, сколько и отрицательных. Что же касается нормальной составляющей E_n, то, под ее влиянием, на прилегающих друг к другу поверхностях обоих диэлектриков возникнут через влияние фиктивные заряды. Пусть на одном из диэлектриков плотность поверхностных зарядов будет $+\sigma_1$, тогда на прилегающей поверхности

другого диэлектрика заряды будут противоположного знака, и мы обозначим их плотность через $-\sigma_2$. Таким образом поверхность раздела обоих диэлектриков окажется наэлектризованною плотностью $\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$. Эти заряды дадут в каждую сторону сквозь каждый $см^2$ поток

$$2\pi\sigma = 2\pi(\sigma_1 - \sigma_2)$$

(см. стр. 46); поэтому разность нормальных напряжений поля во втором и первом диэлектрике будет $4\pi\sigma$:

$$E_{n2} - E_{n1} = 4\pi(\sigma_1 - \sigma_2).$$

Полагая, как и прежде, $\sigma_1 = k_1 E_{n1}$ и $\sigma_2 = k_2 E_{n2}$, получаем:

$$(1 + 4\pi k_1) E_{n1} = (1 + 4\pi k_2) E_{n2},$$

или

$$\varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2},$$

$$D_{n1} = D_{n2}.$$

Это означает, что нормальная составляющая индукции одна и та же в обоих диэлектриках; нормальная же составляющая напряжения разная и притом так, что напряжение поля обратно пропорционально диэлектрической постоянной ε.

Так как наши фиктивные заряды дают поле, перпендикулярное к поверхности раздела, то, очевидно, на тангенциальную составляющую напряжения они никакого влияния оказывать не могут, и поле E_t будет таким, как будто никаких поверхностных зарядов не было, т. е. в обоих диэлектриках одно и то же:

$$E_{t1} = E_{t2};$$

зато, вследствие этого, индукции D_t будут разные, а именно:

$$E_t = \frac{D_{t1}}{\varepsilon_1} = \frac{D_{t2}}{\varepsilon_2},$$

и индукции D_t будут пропорциональны соответственной диэлектрической постоянной.

Для того чтобы иметь более наглядное представление о линиях сил, пронизывающих диэлектрики, предположим, что нам дан заряженный проводник A (рис. 48, *а*), на котором наложено несколько параллельных слоев различных диэлектриков B, C, D, из которых D представляет собой чистый эфир. Линии индукции, выходящие из зарядов проводника, мы можем себе представлять состоящими из двух частей: одна часть их проходит, не касаясь молекул диэлектрика,

как бы в чистом эфире, другая же часть, выходя из поверхностных зарядов проводника, кончается на ближайших фиктивных зарядах молекул диэлектрика; здесь начинаются новые линии сил, идущие затем к следующему слою молекул и так далее от молекулы к молекуле через весь диэлектрик. При этом парные заряды поляризованных молекул оказываются нанизанными на линиях индукции, как бусы (рис. 48, *а*).

На границе двух разных диэлектриков перпендикулярная к ним индукция остается неизменною; тем не менее число линий сил, пронизывающих молекулы, сразу меняется, и, следовательно, плотность фиктивных зарядов — тоже. Те линии сил, которые не касаются молекул,

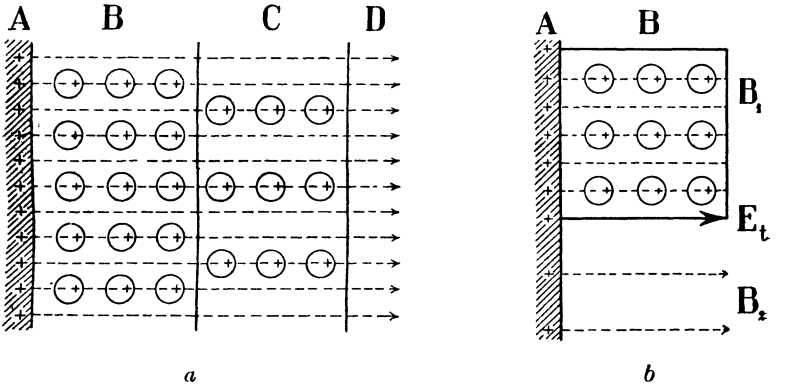


Рис. 48. Линии сил в смежных диэлектриках.

обусловливают собою то, что мы назвали напряжением электрического поля внутри диэлектрика. Чем бо́льшая часть линий сил занята молекулами, тем меньше приходится на долю напряжения поля. Отношение числа линий индукции к числу линий напряжения поля и есть диэлектрическая постоянная рассматриваемого диэлектрика. На нашем чертеже в диэлектрике *B* половина линий сил занята молекулами, другая половина проходит мимо, следовательно, здесь $\varepsilon = 2$; в диэлектрике *C* одна треть линий занята молекулами, следовательно, $\varepsilon = 1{,}5$; наконец, в чистом эфире *D* совсем нет молекул, и $\varepsilon = 1$.

Конечно, наш рисунок представляет только наглядную схему, и на самом деле молекулы могут заключать в себе не одну пару зарядов, а несколько; кроме того молекулы в действительности находятся в движении, и наша схема представляет собою только некоторое среднее расположение молекул и линий сил.

Теперь представим себе, что мы срезали и удалили нижнюю часть диэлектрика B_2 (рис. 48, *b*); при этом, конечно, будут удалены и его

фиктивные заряды. Действительные заряды проводника, которые соответствовали удаленным фиктивным зарядам, теперь уже не будут ими удерживаться на своих местах и должны будут под действием соседних зарядов тоже уйти. В результате останутся только те линии сил, которые проходили в диэлектрике мимо молекул, т. е. которые соответствовали *напряжению поля*. Отсюда заключаем, что в двух смежных диэлектриках B_1 и B_2 напряжение поля, касательное к их границе, должно быть одинаково, хотя индукции в них разные. Это мы и вывели выше.

55. Преломление линий сил.—Мы только что доказали, что при переходе из одной диэлектрической среды в другую нормальная составляющая напряжения поля меняется, тогда как составляющая по касательной к поверхности раздела двух диэлектриков остается без изменений.

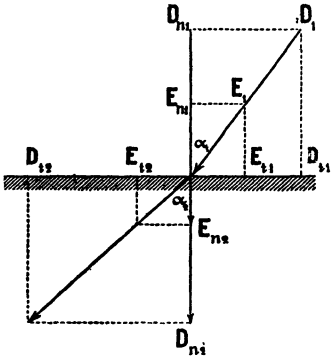


Рис. 49. Преломление линий сил.

Отсюда следует, что линии сил должны на границе диэлектриков сразу менять свое направление, т. е. преломляться.

Действительно, если в первом диэлектрике составляющие по нормали и по касательной к поверхности раздела будут соответственно E_{n1} и E_{t1} (рис. 49), а во втором E_{n2} и E_{t2}, то углы наклонения, которые образуют равнодействующие этих напряжений с нормалью, будут определяться из формул:

$$\operatorname{tg}\alpha_1 = \frac{E_{t1}}{E_{n1}},\quad \operatorname{tg}\alpha_2 = \frac{E_{t2}}{E_{n2}},$$

а так как в предыдущем параграфе мы доказали, что

$$\varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2},\qquad E_{t1} = E_{t2},$$

то

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}.$$

Эта формула выражает закон преломления линий сил.

Заметим, что преломление линий сил у границы двух диэлектриков отчасти напоминает собою преломление лучей света при переходе из одной среды в другую, но законы этих двух явлений существенно различны. Предоставляем читателю самому убедиться в том, что линии

сил не могут претерпевать полного внутреннего отражения, как это возможно для лучей света.

Когда линии сил переходят из воздуха в какой-нибудь диэлектрик с большою диэлектрическою постоянною, то вследствие преломления у поверхности диэлектрика линии сил оказываются в диэлектрике ближе друг к другу, чем в воздухе (рис. 50). В этом смысле можно говорить, что диэлектрик с большей диэлектрической постоянной, помещенный в среду с меньшей диэлектрической постоянной, концентрирует в себе линии сил поля; в противном случае происходит, наоборот, рассеивание линий сил.

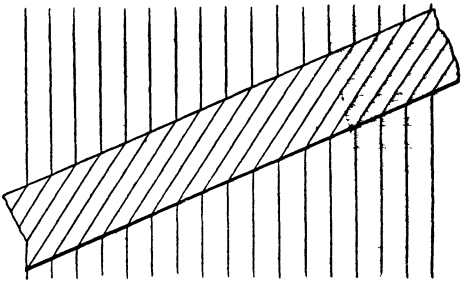
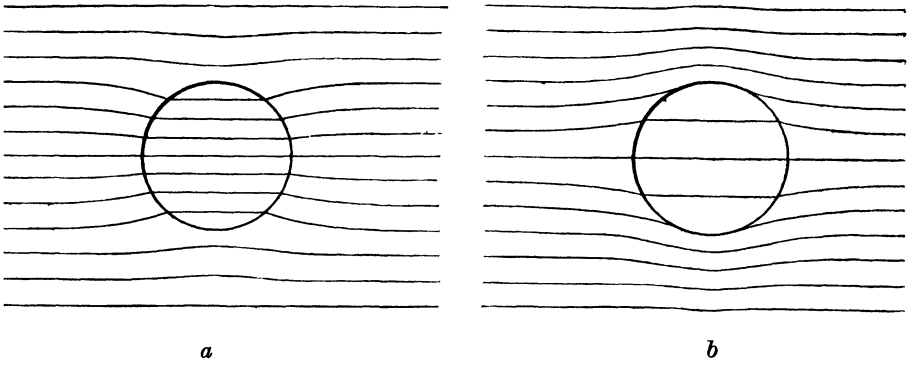


Рис. 50.

На рис. 50 изображена пластинка диэлектрика бесконечной длины, помещенная под некоторым углом к направлению электрического поля. Пластинка имеет бо́льшую диэлектрическую постоянную, чем окружающая ее среда, и в ней линии сил преломляются и концентрируются; поле везде остается однородным.

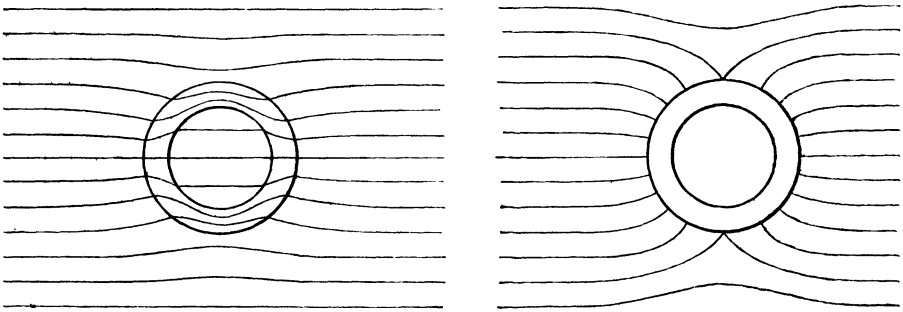
На рисунке 51 изображено изменение однородного поля при внесении в него диэлектрического шара (или цилиндра, коего ось нормальна к чертежу). Когда диэлектрическая постоянная тела больше, чем окружающей среды, то в нем линии сил концентрируются (рис. 51,*a*); в противном случае они в нем расходятся (рис. 51,*b*). Мы можем про этот последний случай сказать, что линии сил концентрируются во внешнем пространстве, где диэлектрическая постоянная больше.



a *b*

Рис. 51. Массивный диэлектрик в однородном поле.

56. Полые тела. — Если в каком-нибудь поле поместить полый диэлектрик, например в виде цилиндра, то, вследствие концентрации линий сил в диэлектрике, внутри его полости поле будет ослаблено (рис. 52,*a*). Это ослабление будет тем значительнее, чем толще стенки диэлектрика, чем совершеннее замкнута сама полость и чем больше диэлектрическая постоянная диэлектрика.



a *b*

Рис. 52. Полый диэлектрик (*a*) и проводник (*b*) в однородном поле.

Если же в электростатическом поле будет помещен полый проводник, то во внутренней полости такого проводника совсем не будет линий сил (рис. 52,*b*), т. е. наружное поле совсем не будет действовать на тела, окруженные проводящей оболочкой, что и подтверждается известным опытом Фарадея (стр. 19).

57. Случай электрического отталкивания. — В § **31**, стр. 31, мы выяснили, почему незаряженные тела всегда притягиваются телами заряженными. Теперь мы можем указать и на исключение из этого правила.

Действительно, если поверхность раздела двух диэлектриков под действием электрического поля покрывается зарядами (**54**, стр. 55) плотностью

$$\sigma = \sigma_1 - \sigma_2 = k_1 E_{n1} - k_2 E_{n2},$$

то, приняв во внимание соотношение (стр. 56)

$$(1 + 4\pi k_1) E_{n1} = (1 + 4\pi k_2) E_{n2},$$

получим:

$$\sigma = (k_1 - k_2) \frac{E_{n1}}{1 + 4\pi k_2}.$$

Если первый диэлектрик имеет меньший коэффициент электризации, чем второй, $k_1 < k_2$, например, если первый диэлектрик — эфир,

для которого $k_1 = 0$, то σ будет отрицательно, т. е. поверхность диэлектрика будет заряжаться электричеством, противоположным влияющему, и мы будем наблюдать притяжение.

Если же $k_1 > k_2$, то будем наблюдать отталкивание.

Этот последний случай можно наблюдать на следующем опыте. В стакане с керосином (рис. 53) помещен металлический шарик P, вблизи которого из трубки B выходят небольшие пузырьки воздуха. Если зарядить шарик электричеством, то пузырьки воздуха будут отталкиваться от палочки, а не притягиваться ею. Это происходит оттого, что коэффициент электризации для керосина около 0,1, тогда как для воздуха он близок к нулю.

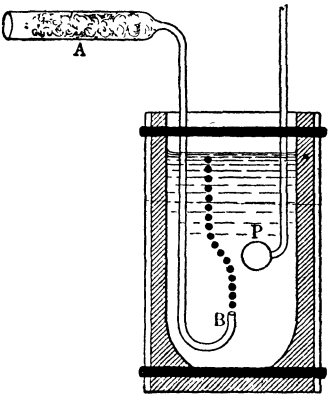


Рис. 53.

Впрочем, описанный опыт нужно производить с некоторыми предосторожностями, чтобы сами пузырьки воздуха не были заряженными, иначе, смотря по знаку зарядов воздуха и шарика, мы будем наблюдать то притяжение то отталкивание. Во избежание этого нужно стараться выпускать воздух как можно медленнее.

58. Действие поля на незаряженные тела.—Не вдаваясь в сложные вычисления, мы можем установить следующие общие правила относительно тех сил, с которыми данное поле будет действовать на помещенные в нем тела.

Если поле однородное и тело симметрично относительно поля (рис. 54,a), то силы, приложенные к обоим концам тела, будут одинаковы, и тело останется в покое.

Если поле однородно, но тело удлиненной формы помещено под некоторым углом к полю (рис. 54c), то хотя силы, приложенные к обоим концам тела, будут и в этом случае равны и противоположны, но они будут действовать уже не по одной линии и дадут пару сил, стремящуюся поставить тело длинной стороной вдоль по полю.

Отсюда мы заключаем, что тело удлиненной формы, например палочка, поставленная поперек поля (рис. 54b), хотя и будет в равновесии, ибо обе силы F равны между собою, но равновесие это будет неустойчивым. При малейшем отклонении от перпендикулярного к полю направления палочка тотчас же повернется, чтобы стать вдоль по полю (рис. 54a); здесь равновесие будет устойчивым.

Наконец, в случае неоднородного поля (рис. 55) силы будут в том конце тела больше, где напряжение поля сильнее, а потому поме-

щенное в неоднородное поле тело, проводник или диэлектрик, будет двигаться в том направлении, где электрическое поле сильнее.

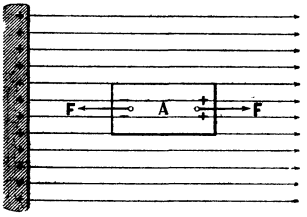


Рис. 54a.

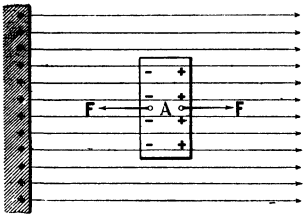


Рис. 54b.

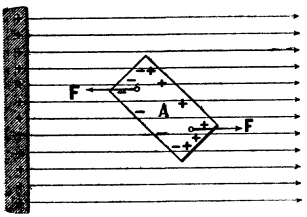


Рис. 54c.

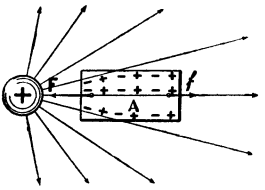


Рис. 55.

Действия поля на ненаэлектризованное тело.

Конечно, если мы имеем случай тела, погруженного в диэлектрик, в котором k_1 больше k_2 данного тела, то, как это мы уже выяснили в предыдущем параграфе, все силы меняют свой знак, а потому тело будет стремиться двигаться туда, где поле слабее.

V. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ

59. Превращение энергии. — Изучив различные явления электризации и различные свойства электрического поля, мы перейдем теперь к изучению электрической энергии.

В существовании электрической энергии мы убеждаемся из самого первого произведенного нами опыта над притяжением наэлектризованных тел друг к другу. Когда, например, янтарь притягивает соломинку, он совершает механическую работу, правда небольшую, но все же определенной конечной величины. Так, например, если соломинка весила 0,1 *г* и была притянута янтарем вверх с расстояния в 2 *см*, то совершенная при этом работа равна 0,2 *г.см* = 0,2 · 981 = 196 эрг.

По принципу сохранения энергии никакая работа не может ни появиться, ни уничтожиться в природе; энергия может только принимать различные формы; она может, как говорят, превращаться из

одного своего вида в другой вид. Так, в вышеприведенном примере, электрическая энергия, очевидно, превращалась в механическую работу. Величина полученной нами механической работы равнялась 196 эргам; на основании принципа сохранения энергии мы можем, следовательно, сказать, что количество электрической энергии, перешедшее во время этого опыта в механическую, тоже было 196 эрг.

Теперь является вопрос: если всякая энергия может быть получена только путем превращения из другой какой-нибудь энергии, то откуда же у нас появилась электрическая энергия?

Но мы уже раньше, на основании разнообразных опытов над электризацией тел, пришли к заключению, что всякая электризация, какими бы способами она ни была произведена,— посредством ли трения, или посредством влияния, или другим каким-либо способом,— во всех случаях *сводится к разъединению некоторого количества положительного электричества от такого же количества отрицательного электричества,* которые до электризации уже существовали совместно в ненаэлектризованном теле. Так как оба эти электричества притягивали друг друга, то на разъединение их необходимо было затратить определенное количество работы. Эта затраченная нами механическая работа и будет равна полученной при электризации электрической энергии.

Таким образом при электризации, например, янтаря мы превращаем механическую энергию в электрическую; наоборот, при притяжении янтарем соломинки электрическая энергия превращается в механическую.

Электрическая энергия способна превращаться и во все другие известные нам виды энергии, и, что особенно характерно для электрических явлений, это превращение может быть достигнуто чрезвычайно простыми средствами.

Если зарядить два каких-нибудь проводника противоположными электричествами и постепенно приближать их друг к другу, то, наконец, между ними проскакивает искра. В такой искре одновременно обнаруживаются весьма различные виды энергии:

a) при проскакивании искры мы слышим треск, который есть не что иное, как сотрясение воздуха; это — энергия механическая;

b) кроме того мы видим свет искры, следовательно, наблюдаем световую энергию;

c) свет искры происходит от того, что сама искра состоит из раскаленных газов, которые обладают, следовательно, тепловой энергией;

d) наконец, после целого ряда искр мы можем заметить особый характерный запах озона[1] вблизи искрового разряда, что указывает на особые химические процессы, имеющие место при электрическом разряде.

Таким образом в искровом разряде мы наблюдаем превращение электрической энергии почти во все другие известные нам виды энергии: механическую, световую, тепловую и химическую.

Позже мы познакомимся еще с одним видом энергии, а именно, с магнитной энергией, и покажем, что электрическая энергия может особенно легко превращаться в энергию магнитную.

Какие бы, однако, превращения мы ни совершали с электрической энергией, нам, конечно, прежде всего необходимо уметь определять, какое же количество электрической энергии имеется в нашем распоряжении. Так как электрическая энергия обусловлена электризацией тел, а эта последняя, как мы видели, всегда требует разъединения двух противоположных электричеств, то наша задача сводится к определению той работы, которая необходима, чтобы передвинуть один электрический заряд в поле другого заряда. К этой задаче мы теперь и приступим.

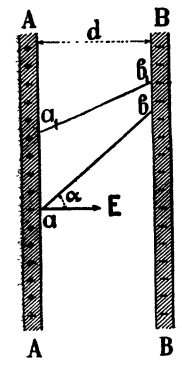


Рис. 56.

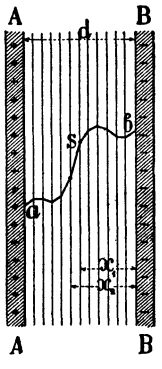


Рис. 57.

Вычисление работы при движении заряда в однородном поле по прямому и по криволинейному пути.

60. Работа при движении заряда в однородном поле. — Представим себе опять простейший случай, а именно, случай *однородного поля*, образованного двумя параллельными плоскостями (рис. 56), заряженными противоположными электричествами. Мы знаем, что в этом случае все линии сил перпендикулярны к этим плоскостям, и если A заряжено положительно, то напряжение поля E будет направлено от A к B.

Будем двигать некоторый заряд e против действия поля, т. е. от B к A, по какому-нибудь пути $ba = s$. Так как сила поля равна

$$F = eE,$$

то работа, которую мы должны будем затратить на это движение, будет

$$W = Fs\cos(Fs) = eEs\cos(Es) = eEd,$$

[1] Озон есть газ, молекулы которого состоят из трех атомов кислорода — O_3; молекулы же кислорода состоят только из двух атомов — O_2. На присоединение третьего атома необходимо затратить энергию. Молекулярный вес озона: $3 \times 16 = 48$. Если взять одну граммолекулу (т. е. 48 *г*) озона, то в ней будет заключаться на 29,6 *кал* больше химической энергии, чем в 48 *г* кислорода.

где d — расстояние между плоскостями B и A. Это выражение показывает, что работа, которую мы затратили на пути s, вовсе не зависит от величины этого пути, а зависит только от расстояния между плоскостями B и A. Если бы мы вышли из другой точки плоскости B, например b_1, и пошли бы по другому пути $s_1 = b_1a_1$, то должны были бы затратить ту же работу, что и по пути ba. Это в высшей степени важное свойство электрического поля можно доказать не только для однородного поля, но и в любом более сложном случае.

Наконец, если движение точки происходило не по прямой, а по какой-либо кривой линии ba (рис. 57), то мы всегда можем расслоить поле между A и B целым рядом параллельных плоскостей, настолько близких друг к другу, чтобы отдельные отрезки пути s можно было считать прямыми. Тогда работа, произведенная на каждом из этих отрезков, будет равна $W_1 = eEn$, где n — расстояние между двумя смежными плоскостями. Полная же работа на пути ba будет равна eE, помноженному на сумму этих расстояний n, т. е. опять-таки на d. Итак, для криволинейного пути так же, как и для прямолинейного, работа, затраченная на движение заряда e от плоскости B к плоскости A, будет

$$W = eEd.$$

61. Потенциал. — В одном из предыдущих отделов мы нашли полезным *силу* поля F относить к единице заряда e, и это отношение мы назвали *напряжением* поля

$$E = \frac{F}{e}.$$

Теперь, имея в виду, что работа W так же, как и сила F, пропорциональна e, введем новое понятие, а именно отношение *работы* к единице передвигаемого заряда, и назовем это отношение *потенциалом*

$$V = \frac{W}{e}.$$

Обратим внимание на существенное различие самых понятий: напряжение поля и потенциал. В то время как сила F и напряжение E представляют собою величины вполне определенные для *каждой точки* поля, работа W и потенциал V могут быть определены только тогда, когда известно, откуда началось движение заряда e и где оно кончилось, т. е. когда даны две точки поля.

Возьмем, например, однородное поле, которое мы рассматривали в предыдущем параграфе. Передвигая заряд e от какой-либо точки

плоскости B до какой-либо точки плоскости X_1 (рис. 57) по какому угодно пути, мы должны затратить работу

$$W_1 = eEx_1,$$

а, дойдя до плоскости X_2, затратим работу

$$W_2 = eEx_2.$$

Согласно нашему определению мы можем приписать всем точкам наших плоскостей X_1 и X_2 потенциалы соответственно:

$$V_1 = Ex_1 \quad \text{и} \quad V_2 = Ex_2.$$

Работа, затраченная нами на пути от какой-либо точки плоскости X_1 до какой-либо точки плоскости X_2, будет, очевидно,

$$W = W_2 - W_1 = e(Ex_2 - Ex_1),$$

или

$$W = e(V_2 - V_1).$$

Так как X_1 и X_2 суть *любые* две плоскости, параллельные A и B (перпендикулярные к полю), и так как можно начинать и кончать движение заряда в любых точках этих плоскостей, то мы можем сказать вообще, что *работа*, затраченная на передвижение заряда e от одной точки поля к другой, *равна количеству передвигаемого электричества, умноженному на разность потенциалов* конечной и начальной точек пути.

62. Разность потенциалов. — До сих пор при вычислении потенциалов V мы предполагали, что все заряды начинают свое движение от плоскости B, а потому у самой этой плоскости B мы считали $W = 0$, а также и $V = 0$; однако в этом нет никакой необходимости. Действительно, если заряд e еще раньше, чем притти к плоскости B, уже совершил некоторую работу W_0, то плоскости B надо будет приписать потенциал

$$V_0 = \frac{W_0}{e}.$$

От этого все вычисляемые нами работы увеличатся на величину W_0, а потенциалы всех точек увеличатся на величину V_0. Тем не менее, разности работ, а следовательно, и разности потенциалов от этого нисколько не изменятся, и общее выражение для W останется в силе:

$$W = e(V_2 - V_1).$$

Итак, мы приходим к заключению, что абсолютные значения потенциалов отдельных точек поля не имеют никакого значения, физический смысл имеют лишь *разности потенциалов* в отдельных точек.

Однако для удобства мы можем одной из точек поля приписать условно потенциал, равный нулю; тогда и потенциалы всех других точек поля тоже получат определенные значения, если известны соответственные разности потенциалов.

63. Единица потенциала. — Из самого определения потенциала следует и величина его единицы. Очевидно, за единицу мы должны принять такую разность потенциалов, которая при передвижении единицы количества электричества от одной точки к другой дает в результате работу, равную единице (т. е. один эрг). Это и будет абсолютная электростатическая единица потенциала.

За практическую единицу потенциала принят *вольт*, который в 300 раз меньше абсолютной электростатической единицы потенциала:

$$\text{Вольт} = \frac{1}{300}\ \textit{C-G-S-E}.$$

Чтобы иметь наглядное представление о том, что такое *один вольт*, скажем, что наиболее употребительные гальванические элементы дают на своих полюсах разность потенциалов около одного вольта. Далее, для того чтобы в воздухе получить электрическую искру в один миллиметр длиною, необходима разность потенциалов между заряженными шариками в 3 000 вольт, или 10 *C-G-S-E* единиц потенциала.

64. Практическая единица электрической работы. — В абсолютной системе единиц за единицу работы принимается один эрг.

$$\text{Эрг} = \text{дина} \cdot \text{сантиметр} = \frac{1}{981}\ \text{грамм} \cdot \text{сантиметр} = \frac{10^7}{9{,}81}\ \textit{кг} \cdot \textit{м}.$$

Положим, что мы переносим количество электричества в *один кулон* (стр. 16) в электростатическом поле из одной точки в другую, причем разность потенциалов этих двух точек равна *одному вольту*; тогда работа, затраченная на этот перенос, будет:

$$\text{кулон} \cdot \text{вольт} = 3 \cdot 10^9 \cdot \frac{1}{300}\ \textit{C-G-S-E} = 10^7 \text{ эргов}.$$

Такую работу принято называть *джоулем*. Итак,

$$\text{кулон} \cdot \text{вольт} = \text{джоуль} = 10^7 \text{ эргов} = \frac{1}{9{,}81}\ \textit{кг} \cdot \textit{м}.$$

Значит, джоуль равен около $^1/_{10}$ килограммометра.

Одна малая калория, т. е. количество теплоты, необходимое для нагревания одного грамма воды на один градус, равна

$$1\ кал = 0{,}425 \text{ килограммометра;}$$

следовательно,

$$1 \text{ джоуль} = \frac{1}{9{,}81 \cdot 0{,}425} = 0{,}24\ кал.$$

65. Эквипотенциальные плоскости однородного поля. — В рассмотренном нами однородном поле **(61, 60)** все точки, лежащие в какой-либо плоскости, параллельной A и B, имеют один и тот же потенциал $V_x = Ex$; поэтому можно назвать эти плоскости *плоскостями равных потенциалов*, или *эквипотенциальными плоскостями*.

При движении заряда в любой из этих плоскостей разность $V_2 - V_1 = 0$, а следовательно, и работа W тоже будет равна нулю. Это, впрочем, следует уже из того, что плоскости эти перпендикулярны к линиям сил, а всякое движение, перпендикулярное к силам [$\cos(Fs) = 0$], должно дать работу, равную нулю.

66. Эквипотенциальные поверхности. — Теперь возьмем общий случай неоднородного поля и проведем в нем линии сил, а кроме того проведем нормально к этим линиям целый ряд поверхностей. Если двигать заряд в любой из этих поверхностей, то движение будет происходить все время перпендикулярно к силе поля, а потому на такое движение не будет тратиться никакой работы. Отсюда следует, что все точки такой поверхности будут при одном и том же потенциале: это будет *поверхность равных потенциалов*, или *эквипотенциальная поверхность*.

Итак, эквипотенциальными поверхностями в любом поле будут поверхности, перпендикулярные к линиям сил.

На рис. 58 показаны линии сил и эквипотенциальные поверхности в поле двух разноименно наэлектризованных точек. На рис. 59 изображено поле двух разноименно заряженных дисков A и B.

67. Работа при движении в неоднородном поле. — Возьмем (рис. 60) две эквипотенциальных поверхности, проходящих через mn и c на небольшом расстоянии l друг от друга, и пусть их потенциалы будут V_1 и V_2. Выделим на этих двух смежных поверхностях две площадки, настолько малые, чтобы, при малом расстоянии n, их можно было считать двумя параллельными плоскостями. Тогда заключенное между ними поле (рис. 60, заштрихованная часть) можно будет считать однородным и применить к нему формулу параграфа **61**. Работа,

затраченная на движение заряда e от поверхности V_1 к соседней поверхности V_2, будет равна

$$W = e(V_2 - V_1).$$

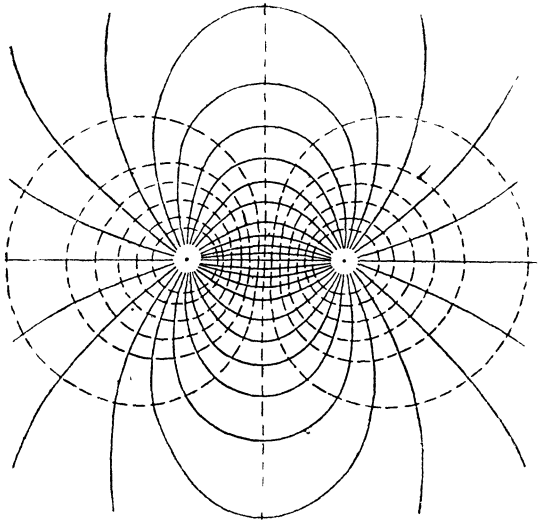


Рис. 58. Линии сил и эквипотенциальные поверхности двух противоположных зарядов.

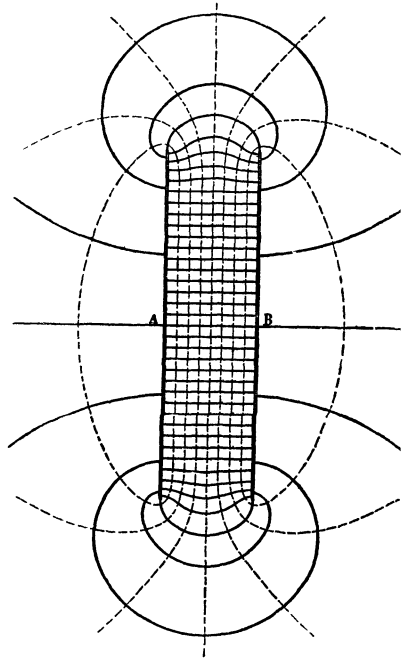


Рис. 59. Линии сил и эквипотенциальные поверхности двух дисков.

Если заряд e пройдет на своем пути два слоя, границы коих имеют потенциалы V_1, V_2, V_3, то, очевидно, работа будет

$$W_{123} = e(V_2 - V_1) + e(V_3 - V_2) = \\ = e(V_3 - V_1).$$

Мы видим, что в окончательное выражение W входят только значения потенциалов V_1 начальной и V_3 — конечной точки пути; промежуточные потенциалы не имеют значения.

Обобщая это на целый ряд слоев между целою системою проведенных нами в поле эквипотенциальных поверхностей, мы приходим к заключению, что работа, затрачиваемая нами на движение заряда e в каком угодно сложном поле по какому угодно пути $abcd$, будет выражаться формулой:

$$W_{ad} = e(V_a - V_a),$$

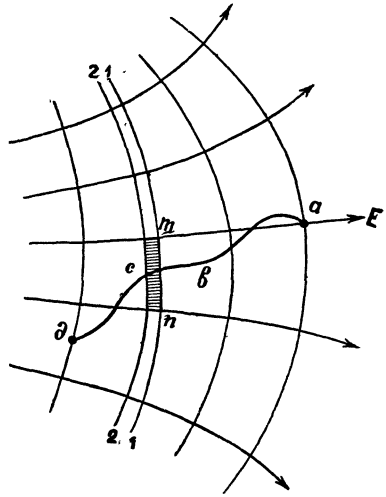


Рис. 60. Работа в неоднородном поле.

где e — количество передвигаемого электричества, V_a — потенциал начальной точки, V_d — потенциал конечной точки пути.

Длина и форма пути $abcd$ здесь не имеют никакого значения.

68. Напряжение поля и потенциал. — Мы видели, что если даны потенциалы различных точек поля, то легко вычисляется и работа; покажем теперь, как из данных потенциалов вычислять напряжение поля. Прежде всего легко сообразить, что линии сил, а следовательно, и напряжение поля всегда направлены в сторону *уменьшения* потенциалов. Это видно уже из того, что для совершения положительной работы нам нужно двигать положительное электричество против линий сил. Отсюда заключаем, что положительное электричество, предоставленное самому себе, под действием поля будет всегда двигаться от высшего потенциала к низшему; отрицательное же электричество пойдет по противоположному направлению.

Если заряд e под действием силы поля eE пройдет небольшой путь l по линии сил, то он совершит работу eEl.

С другой стороны, мы знаем, что на передвижение заряда e от потенциала V_1 до потенциала V_2 мы должны затратить работу

$$W = e(V_2 - V_1).$$

Если мы передвигаем электричество, то работа наша может быть как положительная, так и отрицательная, смотря по знаку разности $V_2 - V_1$; но если электричество движется под действием самого электрического поля, то оно будет двигаться всегда к более *низкому* потенциалу, и разность

$$V_2 - V_1 = -V$$

вдоль пути будет иметь *отрицательное* значение. На этом основании величину $-V$ называют *падением* потенциала на пути l. Из выражения для работы

$$W = eE \cdot l = e(V_2 - V_1) = -eV$$

мы получаем:

$$E = \frac{-V}{l}.$$

Это можно выразить словами следующим образом: *напряжение поля в данной точке равно падению потенциала, приходящемуся на единицу длины линии сил.*

Наоборот, если дано напряжение поля во всех точках, то разность потенциалов в двух соседних точках можно получить из формулы

$$-V = El,$$

а разность потенциалов между двумя любыми точками d и a (рис. 60) получим, суммируя все выражения El по всему пути da. Легко видеть, что для данной разности потенциалов V напряжение поля E будет тем больше, чем меньше l, т. е. чем ближе друг к другу расположены данные эквипотенциальные поверхности.

69. Аналогия между потенциалом и высотою. — Мы постоянно уподобляем электричество жидкости, мы говорим: «электричество течет», «электрический ток»; с таким же правом мы можем потенциал уподобить гидростатическому давлению. Действительно, жидкость всегда течет от высшего давления к низшему, как положительное электричество всегда течет от высшего потенциала к низшему.

Давление внутри жидкости измеряется высотою ее уровня; если уровень в сосуде или в нескольких сообщающихся сосудах одинаков, то жидкость двигаться не будет; точно так же и электричество в проводнике находится в равновесии, когда весь проводник или все соединенные между собою проводники имеют один и тот же потенциал.

Для того чтобы определенное количество жидкости, например m граммов, поднять с некоторого уровня h_1 на некоторый другой уровень h_2, необходимо затратить работу в $W = m\ (h_2 - h_1)$; величина этой работы совершенно не зависит от того пути, по которому мы перемещаем жидкость; точно так же в случае электричества: работа при перемещении электричества e от одного потенциала V_1 к другому V_2 не зависит от пути перемещения и выражается аналогичною же формулою:

$$W = e(V_2 - V_1).$$

Вследствие такой аналогии потенциал часто называют уровнем, а эквипотенциальные поверхности — поверхностями равных уровней.

Для того чтобы легче было определить, как будет происходить движение электричества в данном электростатическом поле, мы расслаивали это поле эквипотенциальными поверхностями, которые в свою очередь пронизывались нормальными к ним линиями сил. Аналогичное построение можно сделать и для исследования течения жидкости.

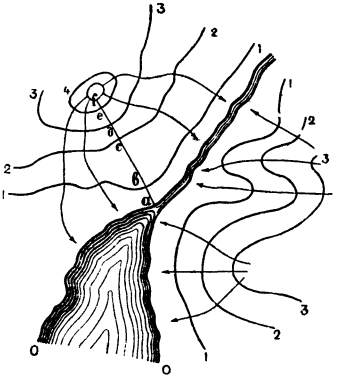


Рис. 61. План местности с горизонталями.

Положим, что нам дан план какой-нибудь местности (рис. 61). Соединим на этом плане точки равных высот линиями; так, например, проведем на уровне моря линию 0; далее, все точки местности, которые на 1 метр выше, соединим линией 1; точно так же проведем

линии 2, 3 и т. д. Эти линии будут, вообще говоря, кривые линии; они носят название *горизонталей*, или *линий равных уровней*. Такие планы с нанесенными на них горизонталями часто употребляются и могут с удобством служить для решения целого ряда вопросов. По такому плану легко, например, определить *уклон* местности между двумя какими-нибудь соседними точками; для этого нужно определить по плану разность уровней этих точек и расстояние между ними; тогда отношение первой величины ко второй и будет уклоном местности, т. е. tg угла наклонения линии к горизонту.

Уклон этот будет, очевидно, больше там, где горизонтали на плане ближе сходятся; наоборот, уклон будет меньше там, где те же горизонтали отходят друг от друга на плане, — это ясно видно из вертикального разреза данной местности (рис. 62), сделанного по линии $abcdef$. В какой-нибудь данной точке мы получим наибольший уклон, проведя линию нормально к горизонталям. По линиям наибольших уклонов, следовательно, по линиям, нормальным к горизонталям, и будет стекать вода в данной местности во время дождя.

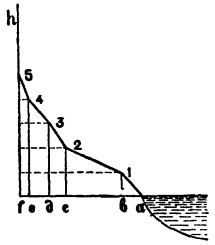


Рис. 62. Разрез.

Легко видеть, что в приведенном примере горизонтали соответствуют эквипотенциальным поверхностям, уклоны — напряжению электрического поля, линии течения дождевой воды — линиям, по которым электричество будет двигаться в электростатическом поле, т. е. линиям сил, и т. д.

Мы уже знаем, что вопрос о том, какая точка имеет нулевой потенциал, решается условно, ибо непосредственно предметом наших наблюдений служат лишь разности потенциалов; абсолютные значения потенциалов совершенно недоступны нашему наблюдению, а потому и не могут иметь для нас никакого значения. Но если мы потенциалу какой-нибудь одной точки поля уже приписали, хотя бы условно, определенное значение, то потенциалы всех других точек поля тоже будут вполне определены по соответствующим разностям потенциалов.

Условимся для всех опытов, производимых на земной поверхности, считать потенциал земли равным нулю [1]. Все проводники, которые

[1]. В теоретической физике принимают за нуль потенциал бесконечно удаленных точек. Тогда потенциал любой точки поля можно определить следующими словами: *потенциал в какой-либо точке электрического поля равен работе, которую нужно затратить, чтобы заряд* $e = +1$ *передвинуть из бесконечности в данную точку.* Сопоставляя это определение с нашей формулой

$$W = e(V_2 - V_1)$$

соединены с землею проводниками же, тоже, следовательно, будут при нулевом потенциале.

Если при каких-нибудь научных исследованиях окажется, что потенциал земли удобнее считать не нулем, а какою-нибудь положительною или отрицательною величиною, например V_0, тогда и потенциалы всех других тел, которые участвовали в наших опытах, придется изменить на ту же величину V_0; но разности потенциалов, а следовательно, и все наблюденные нами явления и все толкования, которые мы даем этим явлениям, от этого нисколько не изменятся.

Совершенно в подобном же смысле мы употребляем слово «высота», или «уровень». Предметом непосредственного наблюдения служит всегда только разность уровней в двух точках местности, и любой из уровней мы можем принять за основной, считая все высоты вверх от этого уровня положительными, а вниз — отрицательными. Как известно, за нулевой уровень при отсчете высот на земной поверхности принят уровень моря.

70. Энергия электрического поля. — Рассмотрим опять поле между двумя параллельными плоскостями, заряженными электричеством с плотностью $\pm\sigma$.

Всякий процесс заряжения связан с разъединением положительного электричества от отрицательного; а так как оба эти электричества действуют друг на друга притягательными силами, то разъединение их сопровождается всегда затратой некоторой работы, которая и идет на повышение потенциальной энергии заряжаемых тел. Каким способом мы будем заряжать данное тело, другими словами, — по какому пути будет происходить отделение положительного электричества от отрицательного, это, как мы уже знаем, для определения величины получившейся потенциальной энергии совершенно безразлично.

Поэтому предположим, что наши две плоскости были вначале почти в соприкосновении друг с другом, а затем мы развели их на расстояние d, и вычислим работу, приходящуюся на площадь в S *см*^{2} каждой плоскости.

и имея в виду, что $e = +1$, а для бесконечно удаленной точки мы приняли $V_1 = 0$, получаем, действительно, $W = V_2$.

В бесконечно удаленных точках и напряжение поля тоже равно нулю. Действительно, если все заряды находятся на конечном расстоянии, а заряды, как мы знаем, всегда бывают положительные и отрицательные, притом в равных количествах, то действия этих зарядов на удаленную точку будут тоже взаимно противоположны и дадут тем меньшее результирующее поле, чем дальше рассматриваемая точка; следовательно, на бесконечно удаленную точку это действие сведется к нулю.

Так как сила их взаимодействия (стр. 48, 47) не зависит от расстояния d и равна

$$F = \frac{E\sigma}{2} S,$$

то работа, затраченная на пути d, будет:

$$W = Fd = \frac{E\sigma}{2} Sd.$$

Эту формулу можно представить в двух видах:
Во-первых, подставим

$$\sigma S = e,$$

$$Ed = V;$$

тогда получим:

$$W = \frac{eV}{2}.$$

В этом виде наша формула дает выражение энергии через заряды и через потенциалы этих зарядов.

Но мы можем заменить

$$\sigma = \frac{D}{4\pi},$$

$$Sd = Q,$$

где Q — объем поля, заключенного между двумя площадками S с зарядами $\pm e$; тогда

$$W = \frac{DE}{8\pi} Q = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} Q,$$

и теперь энергия выражена через напряжение поля и пропорциональна объему поля Q.

Это последние выражение позволяет нам считать энергию не в зарядах, а в электрическом поле, причем в каждом кубическом сантиметре нашего поля находится энергия

$$W_e = \frac{DE}{8\pi} = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \frac{\text{эрг}}{см^3}.$$

Количество энергии в единице объема называется *плотностью энергии.*

Легко обобщить полученный нами результат на случай какого угодно неоднородного поля. Действительно, вырежем часть поля,

ограниченного трубкою сил с малым сечением, и разделим эту трубку нормальными к ней эквипотенциальными поверхностями на целый ряд небольших объемов, настолько малых, чтобы поле в них можно было считать однородным (см. рис. 60, стр. 69, заштрихованная часть).

Плотность энергии в любом из этих объемов будет выражаться формулою:

$$W_e = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \frac{\text{эрг}}{см^3},$$

и если объем этот обозначить через Q_0, то энергия всего поля будет, очевидно, равна сумме энергий всех этих элементарных объемов:

$$W = \Sigma \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} Q_0.$$

Это выражение тоже можно представить в другом виде. Если выразить элементарный объем Q_0 через элементарную площадь поперечного сечения трубки S и толщину слоя между двумя смежными эквипотенциальными поверхностями l, то получим:

$$W = \Sigma \frac{\varepsilon ES}{8\pi} \cdot El;$$

но величина $\varepsilon ES = DS$ есть поток индукции в трубке, который для всех поперечных сечений трубки один и тот же, а потому его можно вынести за знак суммы; кроме того мы знаем, что $\varepsilon ES = 4\pi e$, где e — количество электричества, находящееся на поверхности проводника, где начинается и кончается данная трубка. Следовательно, можно написать, что

$$W = \frac{e}{2} \Sigma El.$$

После этого преобразования под знаком суммы осталось выражение разности потенциалов начала и конца трубки (ср. стр. 70), и мы получили, следовательно,

$$W = \frac{eV}{2}.$$

Это последнее выражение можно, впрочем, получить и независимым путем. Будем постепенно заряжать оба данных проводника, между которыми мы хотим образовать электрическое поле, перенося электричество e от одного из них к другому по небольшим частям e_0, настолько малым, чтобы разность потенциалов V_0 при этом менялась

лишь незначительно. Работа, которую надо будет затратить при каждом таком переносе, будет равна $e_0 \cdot V_0$, а на полную зарядку придется затратить

$$W = \Sigma e_0 V_0.$$

Для вычисления этой суммы заметим, что потенциал V будет расти пропорционально с накопившимся зарядом e, и эту пропорциональность можно изобразить чертежом (рис. 63). Если по горизонтальной линии откладывать заряды e, а по вертикальной — потенциалы V, то получим прямую линию OV; действительно, легко видеть из подобия треугольников, что при этом V пропорционально e.

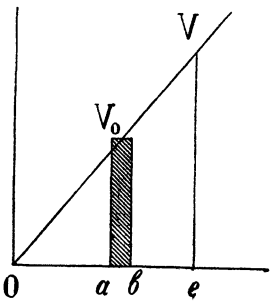


Рис. 63. Расчет электрической энергии.

Далее, произведение $e_0 V_0$ будет изображаться на чертеже *площадью* тонкой полоски шириною $ab = e_0$ и высотою V_0, так как заряды e_0 нами взяты настолько малыми, что в пределах этой полоски можно считать V_0 постоянным. Сумма всех произведений $e_0 V_0$ будет равна сумме всех площадей этих полосок, т. е. будет равна площади треугольника OVe. Но площадь треугольника OVe, в котором основание равно всему заряду e, а высота равна окончательной разности потенциалов V, — эта площадь равна $\frac{eV}{2}$. Итак,

$$W = \frac{eV}{2} = \Sigma \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} Q_0.$$

Из всего вышеизложенного мы видим, что электрическую энергию всегда можно предполагать либо сосредоточенною в зарядах, либо распределенною, и притом вполне определенным образом, во всем объеме диэлектрика.

Спрашивается: какое же из этих двух предположений соответствует действительности?

Все явления, изученные нами в этой главе, т. е. в электростатике, одинаково хорошо могут быть объясняемы как при том, так и при другом предположении об электрической энергии, и только явления электрических волн принуждают нас принять одно из этих предположений, а именно, принять распределение электрической энергии в поле. Поэтому мы будем говорить об энергии поля, а не об энергии зарядов, образующих данное поле.

VI. ЭЛЕКТРОЕМКОСТЬ

71. Понятие о емкости. — Нам необходимо познакомиться еще с одним понятием, которое бывает очень полезно при обсуждении и при расчете явлений электростатики, — это понятие об электроемкости.

Мы знаем, что для получения электрического поля необходимо тем или другим способом отделить положительное электричество от отрицательного. При таком разделении мы, во-первых, получаем некоторое количество электричества $+e$ и $-e$ и, во-вторых, затрачиваем определенное количество энергии, т. е. получаем между теми двумя проводниками, на которых мы поместили $+e$ и $-e$, некоторую разность потенциалов V. Сколько при этом мы затратили работы, это зависит от относительного расположения наших зарядов; во всяком случае полученная нами разность потенциалов будет тем больше, чем больше электричества мы разъединили, а потому, обозначив через C некоторый коэффициент пропорциональности, мы можем написать:

$$e = CV, \text{ или } C = \frac{e}{V}.$$

Этот коэффициент C и называется *электроемкостью* или просто *емкостью* данных двух проводников.

Очевидно, величина емкости C равна количеству электричества e, которым нужно зарядить *каждый* из двух проводников, для того чтобы разность потенциалов между ними V равнялась единице.

72. Плоский конденсатор. — Как пример применения понятия емкости мы возьмем случай двух параллельных заряженных плоскостей (стр. 46). Если на каждой из этих плоскостей вырезать площадь S, то на ней будет количество электричества

$$e = \sigma S.$$

Разность потенциалов между этими плоскостями (стр. 69), при их взаимном расстоянии d, будет:

$$V = Ed.$$

Но, как мы видели (стр. 46),

$$E = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}.$$

Следовательно, емкость плоского конденсатора определится формулою:

$$C = \frac{e}{V} = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}.$$

Из этой формулы следует, что если мы хотим, чтобы при данной нам разности потенциалов V на площадках S поместилось как можно больше электричества, т. е. чтобы емкость была как можно больше, то нам необходимо, во-первых, подобрать диэлектрик с возможно большей диэлектрической постоянной ε и, во-вторых, сделать его возможно тоньше (малое d).

Такие приборы, которые имеют целью при данной разности потенциалов собрать или сгустить на себе возможно большее количество электричества, называются *конденсаторами*, или сгустителями.

Каждый конденсатор должен состоять из двух изолированных друг от друга проводников, или *обкладок*, на которых могут быть помещаемы электричества разных знаков; между обкладками должен находиться изолятор, или *диэлектрик*, в котором при заряжении конденсатора образуется электрическое поле.

Емкость конденсатора зависит, конечно, от размеров составляющих его проводников, но, кроме того, как мы видели, эта емкость зависит также от расположения проводников относительно друг друга. Вообще говоря, чем ближе проводники друг к другу, тем их емкость больше.

В этом мы можем убедиться следующим путем.

Пусть A и B представляют собою две обкладки конденсатора какой угодно формы и размеров. Так как обкладки сделаны из проводников, то это будут две эквипотенциальные поверхности с потенциалами V_1 и V_2. Но мы знаем, что, чем ближе друг к другу две эквипотенциальные поверхности, тем сильнее напряжение поля E, а следовательно, и индукции D; а так как $D = 4\pi\sigma$, то, чем ближе обе обкладки друг к другу, тем больше будет плотность электричества σ при данной разности потенциалов. Следовательно, чем ближе обкладки друг к другу, тем, при прочих равных условиях, емкость конденсатора будет больше.

Рассмотрим еще один простой случай плоского конденсатора, в котором диэлектрик состоит из двух слоев различного материала. Обозначим напряжение полей в этих диэлектриках соответственно через E_1 и E_2, их диэлектрические постоянные — через ε_1 и ε_2, а общую сквозь них индукцию через D. Тогда

$$D = \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2 = 4\pi\sigma,$$

где σ — плотность электричества на обкладках конденсатора.

Разность потенциалов на границах первого диэлектрика при его толщине d_1 будет равна $E_1 d_1$; точно так же на границах второго диэлектрика получим разность потенциалов $E_2 d_2$. Полная разность

потенциалов между обкладками конденсатора A и B будет, следовательно,

$$V = E_1 d_1 + E_2 d_2.$$

Эту формулу можно написать несколько иначе:

$$V = D\left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2}\right) = 4\pi\sigma\left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2}\right),$$

и емкость такого конденсатора будет:

$$C = \frac{e}{V} = \frac{S\sigma}{V} = \frac{S}{4\pi\left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2}\right)}.$$

Заметим, что эта емкость не зависит от порядка расположения диэлектрических слоев. Поэтому, если мы, например, в воздушном конденсаторе при неизменном расстоянии его обкладок поместим слой стекла, то емкость его не будет изменяться, поместим ли мы стекло вблизи одной обкладки, или вблизи другой, или посредине между ними. В этом последнем случае d_1 будет означать сумму обоих слоев воздуха с обеих сторон стекла.

Если один из диэлектрических слоев, например стекло в предыдущем примере, отнять прочь, то

$$d_2 = 0,$$

и мы получим прежнюю формулу емкости плоского конденсатора:

$$C = \frac{S \cdot \varepsilon}{4\pi d}.$$

Предлагаем читателю в вышеприведенном примере двуслойного конденсатора вычислить напряжение поля внутри каждого диэлектрика, его поляризацию и его фиктивные заряды.

73. Измерение разностей потенциалов электроскопом. — До сих пор мы пользовались алюминиевыми листочками электроскопа только как указателем того количества электричества, которое на них помещалось, ибо, очевидно, чем больше это количество, тем сильнее должны были отталкиваться друг от друга алюминиевые листочки. Но если мы подробнее вглядимся в явления, происходящие в электроскопе, то сейчас же увидим, что заряженные листочки должны образовать вокруг себя электрическое поле, линии сил которого, начинаясь у листочков, должны кончаться на внутренней стороне его металлической

оправы (см. рис. 44, стр. 49); другими словами: эта оправа, даже если она и соединена с землею, все же заряжается через влияние электричеством, противоположным заряду листочков.

Таким образом листочки электроскопа и его оправа представляют собою две обкладки конденсатора; между этими двумя обкладками при зарядке электроскопа возбуждается электрическое поле, коего напряжение E будет тем сильнее, чем больше заряд; но, чем сильнее поле E, тем больше и разность потенциалов между обкладками конденсатора. Поэтому степень расхождения листочков электроскопа может измерять не только количество помещенного на нем электричества, но также и разность потенциалов между его листочками и его оправой. Если у листочков приделать шкалу и проградуировать ее на вольты, то из электроскопа сделается *электрометр*, или *электростатический вольтметр*, т. е. прибор, который может служить для измерения потенциалов данных проводников или, точнее, разностей потенциалов между данными проводниками и оболочкой электроскопа.

С электрометрами мы подробнее познакомимся ниже.

74. Опыт Фарадея с диэлектриком. — Соединим электроскоп с конденсатором, состоящим из двух параллельных дисков A и B

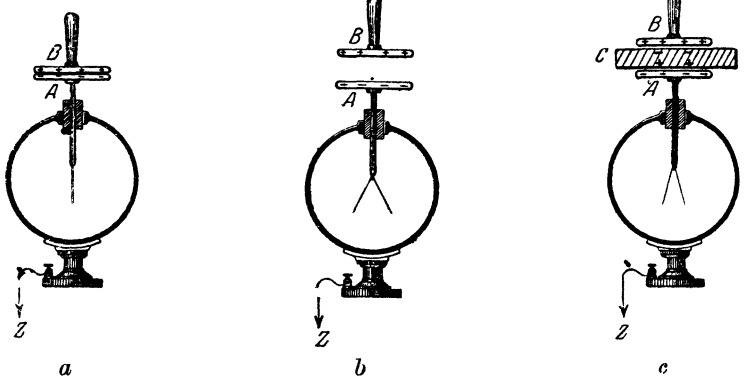


Рис. 64. Электроскоп с конденсатором и опыт Фарадея с диэлектриком.

(рис. 64b). Заряжая электроскоп, соединим B с землею, а затем опять изолируем B от земли. Если теперь приблизить B к A, то увидим, что листочки электроскопа сходятся (рис. 64a).

Если оставить расстояние между B и A неизменным, а поместить между ними какой-нибудь диэлектрик, диэлектрическая постоянная которого больше, чем диэлектрическая постоянная воздуха, — например, если поместить между B и A стекло, серу или эбонит, — то листочки электроскопа сойдутся (рис. 64c).

Полезно будет рассмотреть только что описанные явления с трех различных точек зрения.

Во-первых, с точки зрения сил, действующих непосредственно на расстоянии по закону Кулона.

Когда мы приближаем положительно заряженный диск B к диску A, то отрицательный заряд электроскопа оттягивается от листочков кверху; на листочках остается меньше электричества, и они сходятся. При удалении диска B электричество снова распространяется по стержню, переходит на листочки, отчего эти последние расходятся. Когда мы вводим между A и B какой-нибудь диэлектрик, то он заряжается через влияние и действует на электроскоп (стр. 28, рис. 20b), листочки которого сходятся, но не так сильно, как при приближении диска B.

Во-вторых, мы можем смотреть на электроскоп как на измеритель потенциалов (вольтметр).

Приближение B к A увеличивает емкость конденсатора AB. Аналогично действует и введение между A и B диэлектрика с большею диэлектрическою постоянною, чем воздух. Так как количество электричества в конденсаторе у нас остается постоянным, то при увеличении емкости потенциал должен падать. Это именно и показывают сходящиеся листочки.

Наконец, рассмотрим наши опыты с точки зрения энергии.

Когда мы поднимаем диск B, мы совершаем работу против сил притяжения, действующих между дисками A и B. Наша работа идет на увеличение потенциальной энергии электрического поля; а так как количество электричества у нас не меняется, то его потенциал должен повышаться: листочки нашего электрометра расходятся.

Опыт Фарадея с диэлектриком, вдвигаемым между A и B, имеет важное историческое значение, так как на таком именно опыте Фарадей в первый раз установил факт влияния среды на электрические явления.

На основании опыта Фарадея над изменением емкости и потенциала проводника, в зависимости от изменения диэлектрической постоянной той среды, которая разделяет между собою проводники, мы легко можем вывести заключение, что и сила взаимодействия между наэлектризованными телами должна тоже измениться от той же причины. Действительно, если мы наблюдаем, что замена в конденсаторе AB одного диэлектрика другим, например воздуха — стеклом, уменьшает разность потенциалов $V_1 - V_2$ в ε раз, то, приняв во внимание, что $V_1 - V_2 = Ed$, мы заключаем, что и напряжение E уменьшается тоже в ε раз, а вместе с напряжением поля E уменьшается и сила взаимодействия между зарядами обкладок.

Это заключение вполне подтверждается опытом. Непосредственные измерения показали, что два заряда, помещенные в изоляторе с диэлектрическою постоянною ε, притягивают друг друга с силою $F = \frac{e_1 e_2}{\varepsilon r^2}$, т. е. в ε раз слабее, чем в пустоте (стр. 32, 32).

75. Соединение конденсаторов. — Если даны два конденсатора емкостью C_1 и C_2, то их можно соединить в один конденсатор, коего емкость пусть будет C, причем это соединение может быть сделано либо *параллельным* (рис. 65), либо *последовательным* (рис. 66).

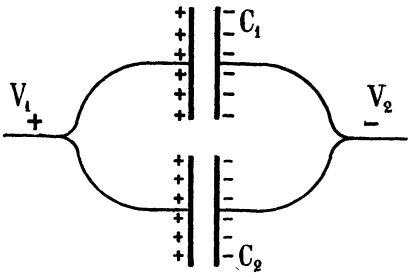


Рис. 65. Параллельное соединение конденсаторов.

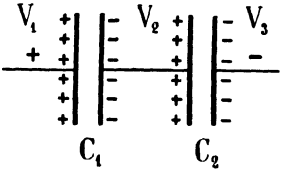


Рис. 66. Последовательное соединение конденсаторов.

При *параллельном* соединении разности потенциалов в обоих конденсаторах будут, очевидно, одинаковы; количества же электричества в них могут быть разные, а именно:

$$e_1 = C_1 V, \qquad e_2 = C_2 V.$$

Полное количество электричества в конденсаторе C будет поэтому

$$e = e_1 + e_2 = (C_1 + C_2) V = C V,$$

и емкость его будет

$$C = C_1 + C_2.$$

При *последовательном* (рис. 66) соединении средние обкладки соседних конденсаторов составляют как бы один проводник, заряжающийся через влияние; поэтому на нем возникают одновременно электричества разных знаков, но в *равных* количествах. Таким образом в данном случае мы будем иметь как в том, так и в другом из двух соединенных вместе конденсаторов одинаковое количество электричества, разности же потенциалов в них будут разные, а именно:

$$V_1 - V_2 = \frac{e}{C_1},$$

$$V_2 - V_3 = \frac{e}{C_2}.$$

Разность потенциалов на обкладках составного конденсатора C должна равняться сумме этих разностей потенциалов:

$$V = V_1 - V_3 = e\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) = e\frac{1}{C},$$

и, следовательно,

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}.$$

Итак, при параллельном соединении конденсаторов емкости их складываются, тогда как при последовательном соединении — сумма обратных величин емкостей дает обратную же величину емкости составного конденсатора. Приведенный вывод для двух конденсаторов легко распространить и на случай нескольких конденсаторов.

Соединение нескольких конденсаторов носит название батареи конденсаторов.

Соединив n равных конденсаторов параллельно и зарядив их до некоторого потенциала V вольт количеством электричества e кулонов мы можем затем пересоединить их последовательно; тогда у нас получится батарея, заряженная до nV вольт, зато количество электричества на каждой обкладке будет только $\frac{e}{n}$ кулонов.

76. Сложный конденсатор. — Бывают случаи, когда электрическое поле распределяется между несколькими проводниками более сложным образом, чем в вышеприведенных примерах. Так, например, на рис. 67 (стр. 84) мы видим, что линии сил от тела V_1 идут к нескольким телам: V_2, V_3 и V_4; кроме того между этими последними тоже имеются свои линии сил. При взгляде на рис. 67 мы можем сказать следующее: очевидно, что потенциалы V_1, V_2 и V_3 — разные, но V_3 и V_4 могут быть и одинаковыми, ибо между ними нет линий сил. Далее, количество электричества на каком-нибудь из этих тел, например на V_1, можно выразить через произведение емкости C на разность потенциалов, только теперь необходимо емкость каждой из частей ab, bc, cd и da тела V_1 отдельно помножить на соответственную разность потенциалов и затем все эти произведения сложить. Тогда получим на теле V_1 количество электричества

$$e = C_{ab}(V_1 - V_4) + C_{bc}(V_1 - V_3) + C_{cd}(V_1 - V_2) + C_{da}(V_1 - V_5),$$

где V_5 означает потенциал того тела, к которому идут линии сил с части da; если эти линии идут к земле (или в бесконечность), тогда $V_5 = 0$. Подобные же формулы можно написать и для других тел.

Практически важен следующий случай. Если нам дан конденсатор с наружными и внутренними обкладками, — например лейденская банка, — то при той же разности потенциалов на нем будет различное количество электричества, и, следовательно, у нас получится различная кажущаяся емкость, соединим ли мы наружные или внутренние его обкладки с землею. Действительно, в последнем случае эта емкость будет зависеть от близости посторонних проводников, в особенности тех, которые соединены с землею. Такой случай бывает, между прочим, при последовательном соединении банок; здесь

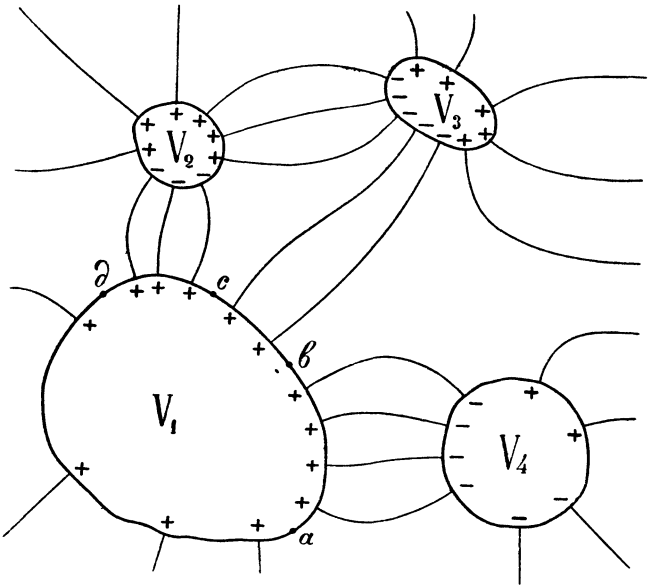


Рис. 67. Сложное электрическое поле.

непременно одна или некоторые из наружных обкладок уже не будут соединены с землею.

Во всех подобных случаях необходимо вышеуказанное обстоятельство иметь в виду и либо принять его во внимание при расчетах, либо по возможности уменьшить его влияние на результат, удаляя от наружных обкладок проводники, соединенные с землею.

Точно так же легко видеть, почему важно соединять наружные оболочки электроскопов и электрометров с землею. В противном случае при малой емкости этих приборов мы можем получить совсем неверные результаты.

77. Единица емкости. — Формула емкости плоского конденсатора

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$$

содержит в себе, кроме отвлеченных величин 4π и ε, в числителе площадь S, а в знаменателе длину d. Отсюда мы заключаем, что электрическая емкость имеет в абсолютных электростатических единицах измерение длины, а потому должна выражаться в *сантиметрах*.

В практических единицах мы должны принять за единицу емкости такую емкость, при которой заряд в один *кулон* повышает потенциал проводника на один *вольт*.

Такая емкость называется *фарад*, так что

$$\text{фарад} = \frac{\text{кулон}}{\text{вольт}} = \frac{3 \cdot 10^9}{1/300}\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E} = 9 \cdot 10^{11}\ \text{сантиметрам}.$$

Часто употребляется более мелкая единица — *микрофарад*, равная одной миллионной фарада,

$$\text{микрофарад} = 10^{-6}\ \text{фарад} = 9 \cdot 10^5\ \textit{см} = 9\ \text{километрам}.$$

78. Энергия заряженного конденсатора. — Заряжение конденсатора требует затраты определенного количества энергии, и мы знаем, что эта энергия вообще выражается формулою (стр. 74, **70**):

$$W = \frac{eV}{2}.$$

Применяя это к конденсатору и положив в этой формуле $e = CV$, или $V = \frac{e}{C}$, мы можем легко получить величину энергии конденсатора, выраженную через его емкость C. Вообще для энергии конденсатора получаем три формулы:

$$W = \frac{eV}{2} = \frac{CV^2}{2} = \frac{e^2}{2C}.$$

Конечно, для вычисления энергии плоского конденсатора можно пользоваться и формулою стр. 74.

Возьмем, например, конденсатор в 10 микрофарад, который часто встречается в лабораториях, и зарядим его до 120 вольт.

Тогда получим заряд каждой его обкладки

$$e = CV = 10 \cdot 10^{-6} \cdot 120 = 0{,}0012\ \text{кулона},$$

а энергия, накопленная в нем,

$$W = \frac{CV^2}{2} = \frac{10 \cdot 10^{-6}}{2} (120)^2 = 0{,}072 \text{ джоуля.}$$

В абсолютных единицах получим:

$$10 \cdot 10^{-6} \text{ фарад} = 9\,000\,000 \text{ } см,$$

$$120 \text{ вольт} = \frac{120}{300} = 0{,}4 \text{ } \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E},$$

откуда

$$e = 0{,}4 \cdot 9 \cdot 10^6 = 3\,600\,000 \text{ } \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E},$$

$$W = \frac{eV}{2} = 720\,000 \text{ эрг.}$$

79. Электрическая энергия шарового заряда и емкость шара. — Разберем следующий пример. Представим себе шар радиуса a заряженным электричеством e и удаленным от всех других проводников настолько, чтобы они не влияли на распределение его зарядов. Вычислим энергию образованного зарядом e электрического поля.

Мы знаем, что в каждом $см^3$ электрического поля заключается энергия

$$W_e = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi},$$

или, так как на расстоянии r от центра шара

$$\varepsilon E = \frac{e}{r^2},$$

а ε мы примем равным единице, то

$$W_e = \frac{e^2}{8\pi r^4}.$$

Опишем около заряда e два концентрических шара радиусами r_1 и r_2 так, чтобы r_1 было немного меньше r, а r_2 немного больше r. Объем вырезанного нами тонкого шарового слоя будет $4\pi r^2 (r_2 - r_1)$, и энергия в нем

$$W_1 = \frac{e^2}{8\pi r^4} 4\pi r^2 (r_2 - r_1) = \frac{e^2}{2} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r^2}.$$

Так как r очень мало отличается от r_1 и r_2, то мы можем положить $r^2 = r_1 r_2$, и тогда электрическая энергия, заключенная в шаровом слое, будет:

$$W_1 = \frac{e^2}{2}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right).$$

Все наше поле мы можем расслоить такими шаровыми поверхностями и затем все заключенные в них энергии сложить. При этом легко видеть, что сумма

$$\Sigma\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{r_1}\right) + \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + \ldots + \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{\infty}\right) = \frac{1}{a},$$

а потому электрическая энергия всего поля будет:

$$W = \frac{e^2}{2a}.$$

Далее, мы знаем (стр. 85, 78), что энергия проводника, имеющего емкость C и заряженного до потенциала V, выражается так:

$$W = \frac{eV}{2} = \frac{e^2}{2C}.$$

Сопоставляя эти формулы, мы видим, во-первых, что емкость шара, удаленного от всех других проводников, равна его радиусу:

$$C = a,$$

и, во-вторых, что разность потенциалов между заряженным шаром и бесконечно удаленными от него точками пространства равна

$$V = \frac{e}{a}.$$

Предлагаем читателю самому доказать, что разность потенциалов между любою точкою поля шарового заряда и бесконечностью равна

$$V_0 = \frac{e}{r}$$

и что, следовательно, потенциалы в различных точках этого поля обратно пропорциональны расстоянию их от центра заряда.

VII. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

80. Электрические машины. — Мы познакомились с двумя основными способами электризации тел, а именно: с электризацией посредством трения и посредством влияния.

Сообразно с двумя основными способами электризации существуют и два различных типа электрических машин, а именно: машины с трением и машины с влиянием. Так как конструкция машин различных изобретателей весьма различна, но основной принцип действия их все же одинаков, то мы ограничимся описанием лишь двух машин, по одному экземпляру каждого типа. Для описания нами выбраны наиболее употребительные типы.

81. Машина с трением. — Стеклянный круг S (рис. 68) может быть приведен во вращение вокруг горизонтальной оси при помощи рукоятки. Две кожаных подушки R, покрытые каким-нибудь проводящим веществом, обыкновенно цинковою амальгамою, обжимают стеклянный диск с обеих сторон и, вследствие трения о стекло, амальгама и подушки электризуются отрицательным электричеством, которое они передают проводнику (кондуктору) M; положительное же электричество стекла переносится по направлению вращения диска и подходит к проводнику C, снабженному кольцом с остриями. Так как с остриев электричество очень легко переходит в воздух, а затем и на вращающийся диск, то в результате положительное электричество стекла нейтрализуется отрицательным электричеством, стекающим с остриев проводника, сам же проводник C электризуется при этом положительно. Итак, при вращении диска на двух его кондукторах, или полюсах M и C, накопляются разноименные электричества, которые могут быть употреблены для опытов.

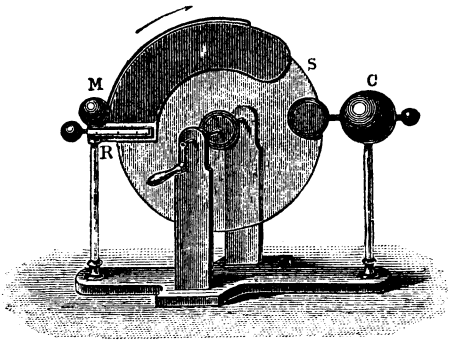


Рис. 68. Электрическая машина с трением.

Одновременно с накоплением зарядов на кондукторах увеличивается и их разность потенциалов. До каких пределов может повышаться эта разность, зависит от степени изоляции машины. Машины с трением теперь редко употребляются, так как на трение тратится непроизводительно работа, причем стеклянный диск и подушки нагреваются.

82. Машина с влиянием. — Этот класс машин свободен от только что указанных недостатков и потому чаще встречается. Мы опишем машину Вимшёрста. Она состоит из двух эбонитовых дисков (рис. 69), свободно насаженных на горизонтальную ось. Посредством рукоятки K с двумя шкивами R, один из которых соединен прямым ремнем с осью одного диска, тогда как другой соединен с осью второго диска по-

средством перекрещенного ремня, оба диска приводятся во вращение одновременно, но в противоположные стороны. На наружной поверхности каждого диска наклеены в небольшом расстоянии от краев металлические пластинки a. Эти пластинки при вращении дисков приходят в соприкосновение с мишурными щеточками, помещенными на концах кондукторов m, n и F. Кондукторы m и n имеют щеточки, соприкасающиеся как с тем, так и с другим диском машины, щеточки же кондукторов F соединены вместе проводником и соприкасаются только с передним диском, тогда как щеточки другого такого же проводника F, помещенного за машиной и не видного на чертеже, соприкасаются только с пластинками заднего диска.

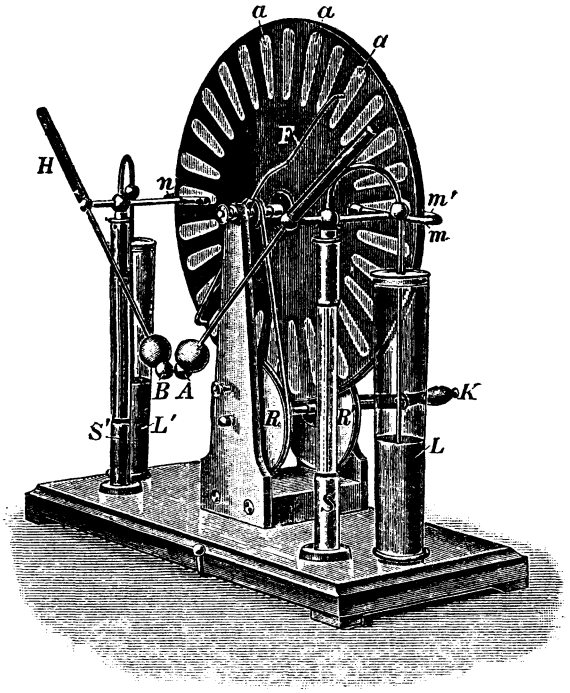


Рис. 69. Электрическая машина Вимшёрста.

Чтобы яснее представить себе действие машины Вимшёрста, разберем следующую схему (рис. 70, стр. 90). Здесь каждый из дисков изображается заштрихованным кругом; оперенные стрелки показывают направление вращения кругов, тогда как неоперенные стрелки показывают направление движения положительного электричества.

Предположим сначала, что наружный круг неподвижен и что его пластинки заряжены положительным электричеством (см. рис. 70, наверху). При движении внутреннего круга его пластинки будут поочередно соприкасаться со щеточкой a_1, соединенной с землей, а потому под влиянием положительного заряда наружного круга все пластинки внутреннего круга зарядятся отрицательно. Дойдя до остриев, они отдадут свой отрицательный заряд кондуктору B.

Между a_1 и B пластинки внутреннего круга будут в свою очередь влиять на пластинки наружного круга, и если привести этот

последний во вращение, то щеточка a_3 будет отводить к земле отрицательный заряд, сами же наружные пластинки зарядятся положительно и при дальнейшем своем движении отнесут этот заряд кондуктору A.

На нижней половине рис. 70 будет происходить то же самое, с тою лишь разницей, что пластинки внутреннего круга здесь будут заряжены положительным электричеством, пластинки же наружного круга — отрицательным.

Таким образом при движении оба круга, вследствие взаимного электрического влияния, будут накоплять и переносить на себе все новые и новые количества электричества; при этом — перенос электричества противоположных знаков будет происходить в противоположные стороны, и кондукторы A и B будут заряжаться все сильнее и сильнее.

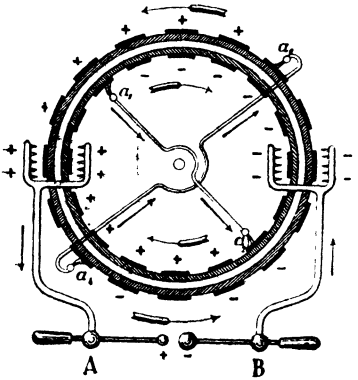


Рис. 70. Схема машины Вимшёрста.

Конечно, для этого необходимо, чтобы в самом начале движения пластинкам обоих кругов уже сообщены были хотя бы и очень малые электрические заряды.

На деле же оказывается, что для этого достаточно уже той ничтожной разности потенциалов, которая всегда существует между двумя изолированными друг от друга проводниками, и пластинкам совсем не приходится сообщать заряды от какого-нибудь постороннего источника.

Электрические машины, обладающие этим свойством, называются *самовозбуждающимися*.

Не нужно думать, что возникающие во всех подобных машинах разности потенциалов и электричество получались бы без соответственной затраты энергии. Каково бы ни было устройство машин, нам всегда приходится отдалять в них положительное электричество от отрицательного, т. е. затрачивать работу. Эта работа и обращается в электрическую энергию полученного поля. Машину нужно считать тем совершеннее, чем меньшая часть этой работы тратится на побочные явления, как, например, на неизбежное во всякой машине трение и т. п., и чем бо́льшая часть обращается в энергию электрическую.

Другими словами, машина тем лучше, чем коэффициент ее полезного действия больше.

Что касается длины искр, даваемых какой-нибудь машиной, то длина эта зависит от той разности потенциалов, которая может быть получена в машине данной конструкции. С теоретической точки зрения, изложенной выше при объяснении действия машины, величина этой разности ничем не ограничена, но на практике достигаемая разность потенциалов ограничивается степенью изолировки машины. Впрочем материалы, которые употребляются в подобных машинах для изоляции, выдерживают большею частью очень значительные разности потенциалов; гораздо труднее избежать недостатков изоляции на поверхности этих изоляторов. Так, например, поверхность стекла, будучи гигроскопична, покрывается тонким слоем влаги, который хорошо проводит электричество.

Чтобы избавиться от этого, помещают электрические машины в закрытых ящиках, внутренность которых поддерживают сухою, ставя в них сосуды с серною кислотою или с хлористым кальцием, которые имеют свойства поглощать влагу из окружающего их воздуха. Стеклянные диски электрических машин покрывают слоем шеллака, который не так гигроскопичен, как стекло, и потому изоляция его более надежна.

В последнее время обкладки машин стали помещать не на поверхности, а внутри эбонитовых дисков, вследствие чего изоляция получилась еще более совершенная, и, кроме того, емкость этих пластинок, заключенных в эбонит, тоже увеличилась. Подобные машины (так называемые конденсаторные машины) были построены Версеном и Воммелсдорфом, и опыты показали, что они способны давать почти в 10 раз большее количество электричества ежесекундно, чем обыкновенные машины Вимшёрста.

Так, например, одна из машин Воммелсдорфа с двумя кругами диаметром в 50 *см* может дать искру в 25 *см* длины, что соответствует разности потенциалов около 130 000 вольт; при этом количество ежесекундно даваемого электричества было около 0,0005 кулонов.

83. Устройство конденсаторов. — Желая устроить конденсатор по возможности большей емкости, мы должны поместить его обкладки как можно ближе друг к другу. Но вместе со сближением обкладок увеличивается опасность, что диэлектрик конденсатора при высоких потенциалах будет пробит электрическою искрою. Поэтому устройство конденсаторов значительной емкости, способных в то же время выдерживать высокие разности потенциалов между обкладками, представляет значительные затруднения.

Плоские конденсаторы устраивают обыкновенно из парафинированной бумаги, переложенной листовым оловом (станиолем). Листовое

олово соединяют через один лист (рис. 71) между собою так, что все нечетные листы, соединенные вместе, представляют собою одну обкладку конденсатора, тогда как четные листы составляют другую обкладку. Такие конденсаторы могут иметь емкость в несколько десятков микрофарад и выдерживать несколько сот вольт, не будучи особенно громоздкими. Иногда, для большей безопасности, парафинированную бумагу заменяют слюдою или миканитом (смесь слюдяных листочков с шеллаком), которые при меньшей толщине выдерживают большие разности потенциалов.

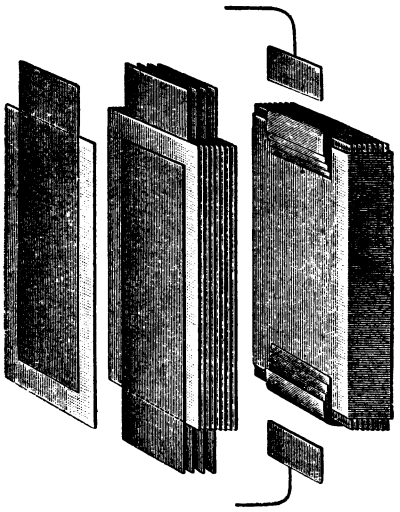


Рис. 71. Устройство конденсатора.

На рис. 72*a* показана схема конденсатора с переменною емкостью. Посредством соединительных штепселей s к медным полосам A и B можно присоединить 1, 2, 3, 4 или все 5 обкладок, соединенных параллельно. На рис. 72*b* показан внешний вид такого конденсатора, применяемого при лабораторных измерениях.

84. Пример. — Требуется построить конденсатор емкостью в 2 микрофарада для небольших напряжений около 100 вольт.

Для таких небольших напряжений диэлектриком может служить парафинированная бумага толщиною в 0,02 *мм*, диэлектрическую по-

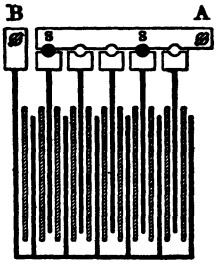


Рис. 72a. Разрез конденсатора.

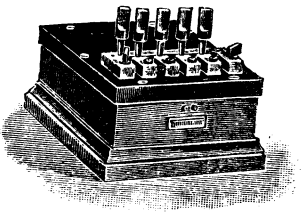


Рис. 72b Конденсатор.

стоянную которой можно принять равной $\varepsilon = 1{,}8$. Обе обкладки можно сделать из станиоля (по схеме рис. 71).

Итак, для данного случая у нас в формуле

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$$

будет:

$$C = 2 \cdot 10^{-6} \text{ фарад} = 2 \cdot 10^{-6} \cdot 9 \cdot 10^{11} \text{ см} = 1{,}8 \cdot 10^{6} \text{ см};$$

$$d = 0{,}002 \text{ см}; \quad \varepsilon = 1{,}8.$$

Площадь каждой обкладки получится поэтому в

$$S = \frac{4\pi d C}{\varepsilon} = 14\,000 \text{ см}^2,$$

а так как каждый листик станиоля (кроме крайних) заряжается с обеих сторон, то площадь каждого листа станиоля должна быть в 7 000 $см^2$. Если считать толщину станиоля в 0,001 $см$, то объем всего конденсатора получится приблизительно в 50 $см^3$, и его можно поместить в небольшую коробочку.

Такие конденсаторы имеются в продаже и употребляются в телефонных установках. Они имеют внешний размер $3 \times 5 \times 5 = 75$ $см^3$ и вес с металлической оболочкой около 200 $г$.

Конечно, для напряжений бóльших, чем 100 вольт, потребовалось бы увеличить толщину d. Положим, что мы увеличили толщину d в n раз; от этого площадь S, при той же емкости, увеличилась бы тоже в n раз, а объем и вес конденсатора увеличились бы приблизительно в n^2 раз.

85. Лейденские банки. — Для опытов с высокими напряжениями употребляются всем известные лейденские банки (рис. 73a и 73b).

Это — стеклянные банки C, обклеенные изнутри и снаружи станиолем B и A. Внутренняя обкладка банки B соединяется со стержнем DD, выходящим наружу и снабженным на конце своем шариком.

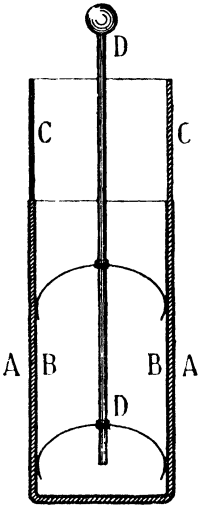


Рис. 73a. Разрез лейденской банки.

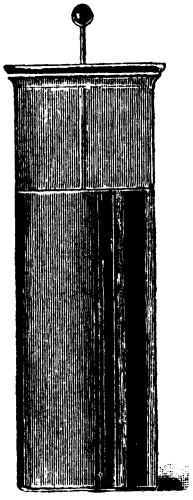


Рис. 73b. Лейденская банка.

Лейденские банки могут выдерживать несколько десятков тысяч вольт, но зато емкость их обыкновенно незначительна.

Пусть банка имеет толщину 5 миллиметров и площадь каждой ее обкладки $45 \times 25 = 1\,125$ $см^2$. Это уже довольно большая банка; она будет иметь высоту стекла около 40 $см$ и диаметр около 15 $см$.

Принимая диэлектрическую постоянную стекла $\varepsilon = 5$ и рассчитывая (приблизительно) по формуле плоского конденсатора, получим:

$$C = \frac{1\,125}{4\pi \cdot 0{,}5}\,5 = 900\ см = 10^{-9}\ \text{фарад} = 0{,}001\ \text{микрофарад}.$$

Для получения больших емкостей лейденские банки соединяют параллельно в батареи (рис. 74). Но даже для получения одного микрофарада потребовалось бы 1 000 таких банок.

86. Разряд конденсатора. — Электрическая энергия, накопленная в конденсаторе, может быть легко превращена в другие формы энергии.

Соединим обе обкладки лейденской банки рукою. Так как человеческое тело хороший проводник, то оба разноименных электричества, находящиеся на обкладках банки, тотчас же соединятся друг с другом через руку, и

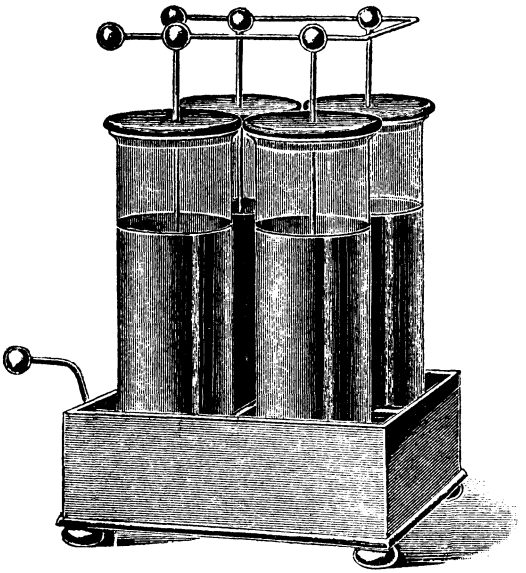


Рис. 74. Батарея лейденских банок.

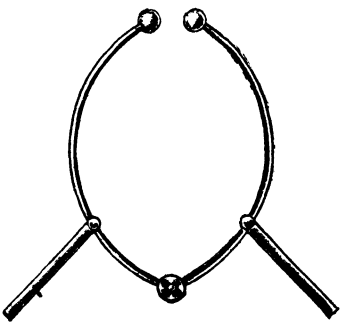


Рис. 75. Разрядник.

банка разрядится. В то же самое время мы почувствуем в нашей руке толчок, или сотрясение, или, как его иногда называют, — электрический удар. Ощущение это происходит от свойства наших мускулов сокращаться под влиянием электрического разряда. Чтобы не подвергать себя действию электрических разрядов, гораздо удобнее пользоваться при разряде конденсаторов так называемым разрядником.

Разрядник (рис. 75) состоит обыкновенно из двух медных проволок, с шариками на концах, соединенных шарниром и снабженных эбонитовыми ручками. Шарнир устроен для того, чтобы можно было устанавливать концы разрядника на различных друг от друга расстояниях.

Держа разрядник за ручки и прикасаясь одним концом его к наружной обкладке лейденской банки, а другим концом к шарику, который соединен с внутренней ее обкладкой, мы заметим, что еще раньше, чем мы успеем коснуться шарика, между ним и разрядником появится искра, а конденсатор разрядится.

Искра эта будет тем длиннее, чем разность потенциалов между обкладками больше, и она будет тем шире и ярче, чем емкость банки больше.

87. Разрядный потенциал и электрическая прочность. — Длина искры, как мы уже сказали, зависит от разности потенциалов тех проводников, между которыми она проскакивает. Однако зависимость эта довольно сложная, потому что появление искры обусловлено, кроме разности потенциалов, еще целым рядом других причин, как то: материалом диэлектрика, формой проводников и т. п. Но для общей ориентировки полезно себе заметить следующие *разрядные*, или *искровые, потенциалы.*

Между двумя шариками диаметром в 2,5 *см*, помещенными на расстоянии одного миллиметра друг от друга в воздухе при атмосферном давлении и температуре около 20°, разряд происходит при разности потенциалов в 5 000 вольт. Если раздвинуть эти шарики на расстояние в 5 *мм*, то для разряда необходимо 18 000 вольт. Для искры в 1 *см* необходимо 30 000 вольт. Троубридж (W. Trowbrige) получал искры длиною в 2 метра, на что потребовалось около 3 миллионов вольт.

Для шариков большего диаметра или для плоскостей искровые потенциалы при тех же условиях оказываются больше; наоборот, при острых концах проводников разряд происходит с особенной легкостью.

То обстоятельство, что появление искры зависит от формы проводников, указывает, что разряд обусловлен распределением линий сил в поле и их густотою, т. е. *напряжением* электрического поля, а не непосредственно разностью потенциалов. Это предположение вполне оправдывается на опыте, и в электротехнике при расчете изоляторов для высоких напряжений проектируют расположение и форму проводников таким образом, чтобы получающиеся при этом напряжения электрического поля не превосходили известных пределов. Этот предел называется *электрической прочностью* данного изолирующего материала. Подобные расчеты очень напоминают собою расчеты обыкновенной механической прочности.

Для воздуха, при нормальных условиях, можно считать электрическую прочность в 30 000 вольт на сантиметр длины. Для водорода прочность вдвое меньше.

Очищенное минеральное (трансформаторное) масло раза в 3 прочнее воздуха. Парафин, фарфор, эбонит — в 5 раз, стекло — в 6 раз; парафинированная бумага — почти в 10 раз, а слюда почти в 100 раз прочнее воздуха.

Впрочем, для всех этих материалов большое значение имеет их чистота и однородность. При технических расчетах, в сооружениях допускают напряжения не более одной трети, а иногда даже только одну десятую вышеуказанной предельной прочности для того, чтобы иметь запас прочности на случай непредвиденных обстоятельств.

В особенности изменчива электрическая прочность газов. При повышении температуры на 3° прочность воздуха уменьшается приблизительно на 1%. То же самое происходит при понижении давления воздуха примерно на 8 *мм*. Однако при очень низких давлениях, ниже 0,0001 атмосферы, электрическая прочность быстро растет, и в пустоте разряд совсем происходить не может.

Герц открыл, что искровые потенциалы понижаются под действием света, в особенности под действием ультрафиолетовых лучей. Еще сильнее действуют лучи, открытые Рентгеном (см. ниже).

88. Острие. — Мы уже сказали выше, что острые проводники не выдерживают сколько-нибудь значительных потенциалов. Острие в воздухе при нормальных условиях еще может выдерживать потенциал в 1 500 вольт, но уже при 1 600 вольтах с него начинает стекать отрицательное электричество, а при 2 200 вольтах и положительное. В этом опыте мы впервые встречаемся с различием в свойствах отрицательного и положительного электричества. В дальнейшем это различие будет нам встречаться все чаще и чаще. Сейчас мы укажем еще на следующие явления.

Истечение электричества из острия сопровождается световыми явлениями, которые для положительного и отрицательного электричества различны. Положительное электричество при истечении дает видимую в темноте, светящуюся кисть фиолетового цвета, тогда как отрицательный разряд происходит в виде небольшой светлой звездочки.

При истечении электричества из острия, прилегающие к острию частички воздуха образуют так называемый электрический ветер. Этот ветер легко демонстрировать, приблизив к заряженному острию пламя обыкновенной свечи. Пламя отклонится ветром, а при сильном истечении свеча даже потухнет.

Если поместить острие на подвижном проводнике, то он придет в движение. Франклин устроил из острых проволок подобие сегнерова колеса, которое при электризации приходит в движение так,

как будто бы из острия вытекала действительно жидкость. На самом же деле причиною этого явления нужно считать отчасти реакционное действие электрического ветра, отчасти различное действие электрического поля на острый и тупой конец проволоки.

Острием часто пользуются для того, чтобы снять заряд с какого-нибудь диэлектрика. Простое соприкосновение диэлектрика с проводником, соединенным с землею, недостаточно для снятия всего заряда, потому что проводник трудно привести в соприкосновение с каждой наэлектризованной точкой диэлектрика. Если же приблизить к заряженному диэлектрику острие, то оно само заряжается через влияние, и стекающее с него электричество, будучи по знаку противоположно электричеству диэлектрика, нейтрализует это последнее.

Еще лучше можно удалить электричество с заряженного диэлектрика, если провести по нем каким-нибудь пламенем, например пламенем спиртовой или газовой бунзеновской горелки.

Острием можно воспользоваться также и для того, чтобы зарядить какой-нибудь диэлектрик электричеством посредством влияния, не прикасаясь к диэлектрику непосредственно. С этой целью приближаем с одной стороны к данному диэлектрику заряженное тело, а с другой — острие. Под влиянием заряженного тела диэлектрик поляризуется, и поверхности его покроются фиктивными зарядами; одновременно с сим зарядится через влияние и острие, но заряд последнего стечет на ближайшую поверхность диэлектрика, которая и окажется заряженною уже не фиктивными, а действительными зарядами. Этим пользуются в электростатических машинах, как было описано выше.

Свойство электричества так легко стекать с острия нужно всегда иметь в виду в тех случаях, когда мы желаем удержать заряд на каком-нибудь проводнике. Для этого недостаточно окружить этот проводник изоляторами, но необходимо еще самым тщательным образом удалить с его поверхности все острия или зазубрины, так чтобы поверхность проводника была совершенно гладкою.

По этой же причине все проводники, служащие для электростатических опытов и имеющие вид проволок или палочек, снабжаются на концах своих гладкими шариками.

Конечно, при низких потенциалах (менее 1 000 вольт) эти предосторожности излишни.

89. Абсолютный электрометр Томсона. — Мы уже говорили, каким образом посредством крутильных весов Кулона можно делать абсолютные измерения количества электричества. Такие измерения очень затруднительны, и их приходится делать сравнительно редко, и это тем более, что всякое определение количества электричества

можно свести на определение разности потенциалов, если известна емкость проводника, так как

$$e = CV.$$

Даже и в том случае, если емкость проводника неизвестна, но остается во время опытов постоянною, мы можем сравнить два количества электричества, сравнивая те потенциалы, до которых данные заряды доводят данную емкость.

Впрочем, всегда можно изготовить конденсатор такой формы, что емкость его может быть определена с достаточной точностью из его размеров. Так, например, если взять два гладко отполированных диска A и B (рис. 76), поместить их горизонтально и параллельно друг

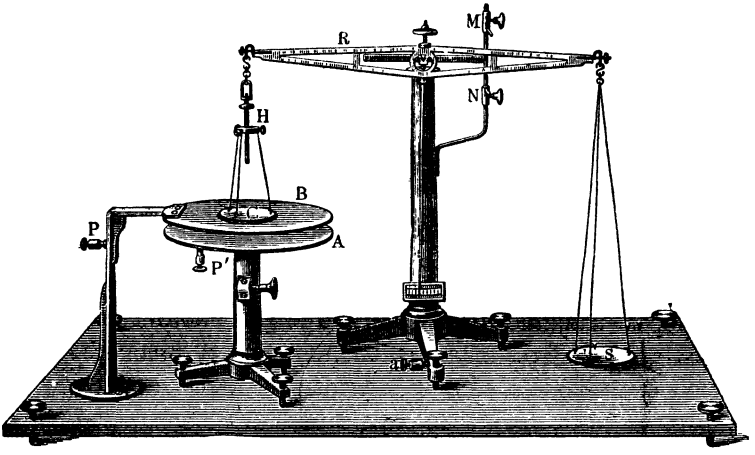


Рис. 76. Абсолютный электрометр.

к другу так, чтобы они образовали конденсатор, и вырезать в верхнем диске небольшую часть C, то емкость этой средней части, где поле можно считать однородным (см. стр. 69, рис. 59), может быть вычислена по формуле (стр. 77, 72)

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}.$$

Такая форма *конденсатора с охранительным кругом* была предложена В. Томсоном и применена в его абсолютном электрометре, который устроен следующим образом.

Представим себе, что в обыкновенных весах (рис. 76) одна из чашек удалена и заменена среднею частью конденсатора Томсона C с охранительным кругом B. Если верхнюю обкладку этого конденсатора вместе с охранительным кругом и весь корпус весов соединить

с землею, а нижнюю обкладку A конденсатора зарядить до некоторого потенциала V, то средняя часть верхней обкладки притянется нижнею, и для сохранения равновесия весов придется на другую чашку S положить некоторый груз. Пусть этот груз равен q грамм, что составляет qg дин.

С другой стороны, сила притяжения между обкладками плоского конденсатора была вычислена (стр. 47, 47):

$$F = \frac{E}{2}\sigma S = \frac{Ve}{2d} = \frac{CV^2}{2d} = \frac{\varepsilon V^2}{8\pi d^2} S \text{ дин.}$$

Следовательно, если ε для воздуха принять равным единице, то

$$\frac{V^2}{8\pi d^2} S = qg,$$

откуда

$$V = d\sqrt{\frac{8\pi qg}{S}}.$$

Таким образом электростатические весы Томсона могут служить для абсолютных измерений потенциалов.

Некоторое затруднение представляет то обстоятельство, что весы эти, уравновешенные с одной стороны гирьками, а с другой — электрическим притяжением обкладок, не находятся в устойчивом равновесии. Каждая, хотя бы и незначительная, прибавка груза на чашку отдаляет обкладки друг от друга, вследствие чего сила их взаимного притяжения уменьшается, и разновески еще более перевешивают. Наоборот, если вес гирек недостаточен для уравновешивания электрических притяжений, то обкладки конденсатора приближаются друг к другу, сила притяжения между ними увеличивается, и разновески и подавно не в состоянии ее уравновесить. При таком положении дела взвешивание становится невозможным.

Чтобы избавиться от этого неудобства, помещают у коромысла две задержки M и N или поступают следующим образом. Над чашкой S помещают на неподвижной гайке винт, который ввинчивают так, чтобы чашка S удерживалась им как раз на такой высоте, которая соответствует равновесию весов. Затем или, зарядив конденсатор, увеличивают постепенно груз q до тех пор, пока он не перевесит, или, что гораздо точнее, положив на чашку определенный груз q, уменьшают постепенно заряд конденсатора и наблюдают момент, когда чашка отойдет от винта. Разность потенциалов конденсатора в этот момент и будет соответствовать данному грузу q. Поступая таким образом с

различными грузами q, можем получить в конденсаторе различные, вполне определенные потенциалы.

Между диском C и охранным кольцом B по необходимости должен оставаться некоторый промежуток, который обыкновенно бывает не более одного миллиметра. Тем не менее это обстоятельство принимают во внимание и, при вычислении площади S, принимают за расчетный диаметр среднюю величину между диаметром диска C и внутренним диаметром охранного кольца B.

Пусть, например, диск имеет диаметр 8,0 *см*, а внутренний диаметр охранного кольца равен 8,1 *см*. Тогда за расчетный диаметр принимаем 8,05 *см* и получаем площадь $S = 51$ *см*^{2}.

Если расстояние между дисками $d = 1$ *см*, то

$$V = \sqrt{\frac{8\pi q g}{S}} = 22 \cdot \sqrt{q} \quad \textbf{\textit{C-G-S-E}},$$

причем ускорение силы тяжести принято в 981 $\frac{см}{сек^2}$.

90. Электростатический вольтметр. — В большей части электростатических опытов необходимо бывает иметь электрометр такой конструкции, которая дозволяла бы делать непосредственные отсчеты разностей потенциалов без каких бы то ни было дополнительных манипуляций вроде накладывания гирек и т. п. В таких случаях пользуются приборами, которые в принципе сходны с обыкновенными электроскопами, но снабжены шкалою, проградуированною на вольты. Градуировка может быть произведена при помощи абсолютного электрометра и им же может быть проверена; или, если потенциалы не очень велики (менее 2 000 вольт), градуировка делается определенным количеством гальванических элементов или аккумуляторов (см. ниже), разность потенциалов которых хорошо известна.

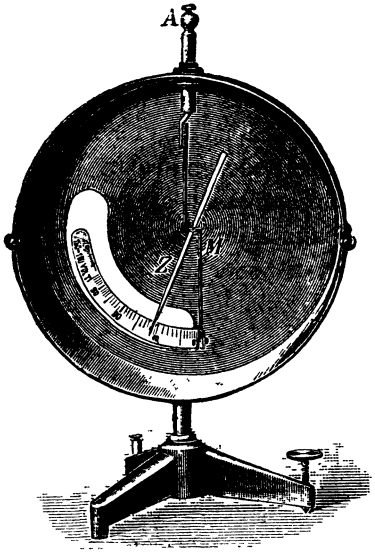


Рис. 77. Вольтметр Брауна.

На рис. 77 показан один из таких вольтметров, построенный Брауном, который очень удобен для демонстраций во время лекций.

К медному стержню AM с шариком A наверху приделана шкала, градуированная на вольты. В середине стержень имеет ступеньку, в которую вделана горизонтальная ось алюминиевой стрелки Z. Стержень AM удерживается эбонитовой пробкой, вделанной в металлическую оболочку электрометра. Оболочка имеет вид короткого цилиндра с горизонтальною осью, основания которого закрыты стеклянными дисками. Когда опасаются побочных электростатических влияний на стрелку, то, кроме этих стекол, в цилиндр вставляют еще металлические крышки с узкими вырезами, позволяющими наблюдать положение стрелки на шкале.

Если зарядить шарик A, соединив наружную оболочку электрометра с землею, то вместе с шариком A зарядится стержень M и стрелка Z. Оттолкнувшись от стержня, стрелка укажет на шкале разность потенциалов между стержнем и оболочкой электрометра.

Подобными электрометрами можно измерять от 100 до 10 000 вольт. При бо́льших потенциалах трудно достичь надежной изоляции, при меньших — стрелка очень мало отклоняется.

91. Квадрантный электрометр Томсона.— Для наблюдения очень малых разностей потенциалов В. Томсон построил следующий прибор. Металлический ящик (на рис. 78 показана внутренность этого ящика в плане) цилиндрической формы разрезан по радиусам на четыре квадранта, которые тщательно изолированы друг от друга. Внутри этого ящика подвешена на тонкой проволоке бисквитообразная стрелка V. Проволока проходит через отверстие между квадрантами. Если поставить ось стрелки по направлению одного из разрезов, разделяющих квадранты, и зарядить ее до некоторого потенциала V_0, соединив все квадранты с землею, то, несмотря на заряд, стрелка должна остаться в этом положении, потому что, благодаря симметрии всех квадрантов, электрические силы, действующие между стрелкой и квадрантами, не будут стремиться повертывать стрелки. Так как достичь такой точной симметрии в квадрантах очень трудно, то один из них делают подвижным и, зарядив стрелку, передвигают квадрант до тех пор, пока равновесие ее не будет достигнуто с желаемой точностью. После этого соединяют два противоположных квадранта с одним из проводников, а другие два — с другим проводником, и малейшая разность потенциалов между этими двумя проводниками тотчас обнаружит себя в отклонении стрелки от положения равновесия. К стрелке

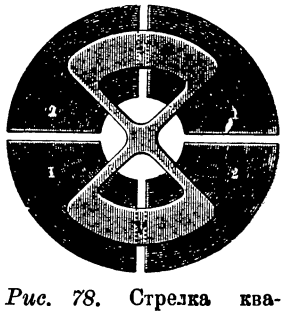


Рис. 78. Стрелка квадрантного электрометра.

прикреплено зеркальце, позволяющее наблюдать отклонения оптическим способом Поггендорфа и Гаусса, как в гальванометрах (см. ниже).

Этот прибор обладает очень большой чувствительностью, и им можно измерять разности потенциалов в 1 вольт с точностью до 0,001 вольта. Но, кроме чувствительности, прибор этот обладает еще тем преимуществом, что показания его с большой точностью пропорциональны разности потенциалов между смежными парами квадрантов.

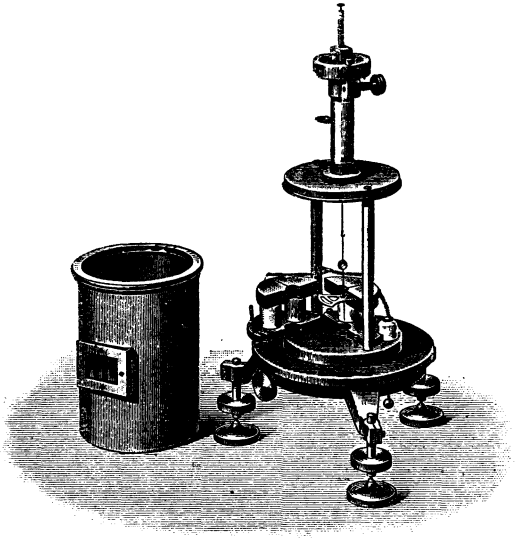


Рис. 79. Квадрантный электрометр Долезалека.

На рис. 79 показано видоизменение Томсоновского электрометра, предложенное Долезалеком. Здесь бисквитообразная стрелка сделана из золоченой бумаги для того, чтобы быть как можно легче. Кроме того, вместо проволоки для подвеса употреблена чрезвычайно тонкая нить из горного хрусталя. Для того, чтобы сообщать стрелке заряд, или покрывают нить проводящим слоем едкого кали, или устраивают дополнительные проводники, которыми можно прикасаться к стрелке и таким образом сообщать ей заряд. Конечно, для того, чтобы быть уверенным, что этот заряд остается на стрелке, необходимо изредка проверять ее отклонения, прилагая к квадрантам известные разности потенциалов.

Все квадранты этого электрометра укреплены на янтарных ножках ради изоляции. На рис. 79 два квадранта отодвинуты в сторону; рядом стоит металлический чехол с окошечком для наблюдения.

92. Сравнение емкостей. — При помощи электрометра легко сравнить между собою емкости двух данных конденсаторов C_1 и C_2. Для этого заряжаем их до двух разных потенциалов V_1 и V_2 и соединяем оба конденсатора параллельно. Пусть при соединении конденсаторов их общая емкость C, а разность потенциалов оказалась V; тогда имеем $C = C_1 + C_2$ и, кроме того, вследствие равенства всего количества электричества, заключающегося в конденсаторах до и после соединения, имеем $e_1 + e_2 = e$; таким образом:

$$C_1 V_1 + C_2 V_2 = CV = (C_1 + C_2) V.$$

Следовательно, если емкость C_1 одного конденсатора известна, то емкость другого C_2 определится из равенства:

$$C_2 = -C_1 \frac{V_1 - V}{V_2 - V}.$$

Так как емкости пропорциональны диэлектрическим постоянным, то определение этих последних сводится тоже к определению емкостей. Вот значения диэлектрических постоянных некоторых тел:

	Значения ε
Мировой эфир (пустота)	1
Воздух	1,0006
Парафин	2
Сургуч	4
Слюда	6
Стекло	4—7
Эбонит	3
Керосин	2
Вода	81

ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

1. ОСНОВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

93. Движение электричества. — В предыдущей главе, в электростатике, мы изучали условия равновесия электричества на проводнике и выяснили, что для такого равновесия необходимо, чтобы рассматриваемый проводник имел везде один и тот же потенциал или, что то же самое, чтобы внутри проводника не проходили линии сил. Если это условие каким-либо образом будет нарушено, тотчас же начнется движение электричества, причем положительное электричество потечет вдоль по линиям сил, т. е. от высшего потенциала к низшему (стр. 70, **67**), отрицательное же электричество потечет в обратную сторону. Это явление называется электрическим током.

Правда, такое движение электричества, или электрический ток, непосредственно нами не наблюдается, но он сопровождается целым рядом других явлений, которые мы можем наблюдать и по которым можем судить о величине электрического тока. Таким показателем электрического тока может служить прежде всего изменение расположения зарядов и изменение потенциалов; кроме того электрический ток производит еще и другие действия, например: нагревание проводника, отклонение магнитной стрелки, химические действия и т. п.

В опыте с двумя электроскопами (стр. 6) мы видели, что если один из электроскопов зарядить положительным электричеством и соединить его с другим электроскопом каким-нибудь проводником, то по этому проводнику электричество переходит, или перетекает, на второй электроскоп. Мы можем, следовательно, сказать, что по соединительному проводнику прошел *электрический ток*.

94. Направление и величина электрического тока. — Однако при исследовании электризации через влияние (стр. 25, **25**) мы выяснили, что явление передачи заряда от одного проводника другому или от одной части проводника другой его части,— одним словом, явление электрического тока на самом деле гораздо сложнее, чем это кажется с первого взгляда. Действительно, ведь передаваемое нами электричество $+e_1$ прежде всего возбуждает в соседних точках проводника два новых заряда $-e_2$ и $+e_2$, по величине своей равных $+e_1$; затем электричества $+e_1$ и $-e_2$ взаимно уничтожаются, нейтрализуются, оставляя в соседней точке проводника заряд $+e_2$. Между

тем, все это явление имеет вид, как будто само $+e_1$ перешло из данного места в соседнее.

В соседнем месте проводника произойдет, конечно, то же самое, и таким путем из целого ряда последовательных явлений влияния и нейтрализации составится наблюдаемый нами переход электричества от одного электроскопа к другому.

Но это еще не все. Не надо забывать, что видимый переход положительного электричества от первого электроскопа ко второму на самом деле может быть обусловлен движением отрицательного электричества от второго электроскопа к первому. Действительно, если на первом электроскопе сперва было количество электричества $+e$, а на втором — электричества совсем не было, а затем, когда мы соединили оба электроскопа металлической палочкой, на каждом из них оказалось по заряду, равному $+\frac{e}{2}$, то относительно перехода электричества мы можем сделать целый ряд предположений.

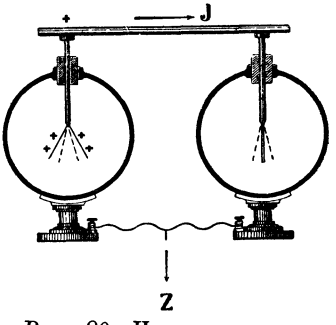


Рис. 80. Направление электрического тока.

Мы можем считать, что от первого электроскопа ко второму перешло $+\frac{e}{2}$ электричества; или мы можем предположить, что от второго электроскопа к первому перешло $-\frac{e}{2}$, после чего на первом стало $+e-\frac{e}{2}=+\frac{e}{2}$, а на втором, за уходом $-\frac{e}{2}$, осталось $+\frac{e}{2}$; или, наконец, можно сделать предположение об одновременном движении $+\frac{e}{4}$ от первого ко второму и $-\frac{e}{4}$ от второго электроскопа к первому и т. д.

Очевидно, что все эти предположения одинаково возможны, потому что все они приводят к одному и тому же видимому результату, а именно: на обоих электроскопах после их соединения оказалось по заряду, равному $+\frac{e}{2}$.

Для устранения такой неопределенности условимся за направление электрического тока считать *направление движения положительного электричества*, а под силою тока подразумевать *количество положительного электричества*, которое должно было протекать сквозь дан-

ное поперечное [1] сечение проводника *в каждую секунду* для того, чтобы произвести наблюдаемое нами явление.

Таким образом отрицательное электричество, идущее против направления тока, мы считаем эквивалентным положительному электричеству, идущему вдоль тока.

Заметим, что при равновесии электричество располагается лишь на поверхности проводника и притом на той поверхности, которая обращена к полю; но при нарушении равновесия движение электричества может происходить и внутри проводника, т. е. именно там, где проходят линии сил.

Итак, если сквозь некоторое сечение проводника, за некоторое время t, прошло количество положительного электричества e, то сила тока будет:

$$J = \frac{e}{t}.$$

Плотностью тока называется сила тока, приходящаяся на каждый квадратный сантиметр поперечного сечения проводника. Если сила тока J, а поперечное сечение имеет S $см^2$, то плотность тока

$$i = \frac{J}{S}.$$

95. Единица силы тока. — Силу тока, при котором сквозь данное поперечное сечение проводника проходит один кулон в секунду, принято называть *ампером*, так что

$$\text{ампер} = \frac{\text{кулон}}{\text{секунда}}.$$

Конечно, одно и то же число кулонов, одно и то же количество электричества может дать токи различной силы, смотря по времени, в которое это электричество проходит сквозь данное сечение проводника. Так, например, один кулон, проходя через данное сечение в течение часа, образует ток силою $\frac{1}{3\,600}$ ампера.

96. Определение силы тока. — Для определения силы электрического тока, даваемого какой-либо электростатической машиной, можно поступить следующим образом. Соединив полюсы этой машины с обкладками лейденской банки известной емкости C, поместим на

[1] Поперечным сечением проводника мы будем называть сечение, перпендикулярное к току. Ср. стр. 51: поперечное сечение трубки сил, перпендикулярное к линии сил.

тех же полюсах электрометр и искровой промежуток. Если равномерно вращать диск машины, то банка будет постепенно заряжаться, и электрометр покажет повышение разности потенциалов на ее обкладках. Достигнув той разности, при которой проскакивает искра, противоположные электричества банки соединятся, и разность потенциалов ее обкладок упадет до нуля. При дальнейшем вращении диска машины все эти явления будут снова и снова повторяться.

Пусть емкость банки C и разрядный потенциал, показываемый электрометром, V; тогда количество электричества, накопляемое в банке перед каждым разрядом, будет:

$$e = CV.$$

Поэтому, если при известной быстроте вращения мы замечаем n разрядов в секунду, то средняя сила тока будет:

$$J = ne = nCV.$$

Пусть данная лейденская банка (стр. 93) имеет емкость $C = 1 \cdot 10^{-9}$ фарад и пусть наибольшая разность потенциалов, указываемая электрометром при каждом разряде, была 10 000 вольт, а разряды происходили 5 раз в секунду; тогда заряд банки определится в

$$e = CV = 10^{-9} \cdot 10^4 = 0{,}00001 \text{ кулона},$$

а средняя сила тока в

$$J = ne = 5\ 0{,}00001 = 0{,}00005 \text{ ампера}.$$

Мы говорим здесь *средняя сила тока*, потому что при расчете предполагаем, что ток идет равномерно. На самом же деле разряд происходит чрезвычайно быстро, и количество электричества $e = 0{,}00001$ кулона успевает в этом опыте разряжаться менее чем в одну миллионную долю секунды. За этот промежуток, следовательно, течет ток более чем

$$J = \frac{e}{t} = 0{,}00001 \cdot 10^6 = 10 \text{ ампер}.$$

97. Постоянный электрический ток. — В приведенном выше опыте с двумя электроскопами явление электрического тока быстро прекращается, электрический ток здесь непостоянен; точно так же и ток, дающий 5 разрядов в секунду, тоже нельзя назвать постоянным; это — ток прерывистый. Между тем нам желательно прежде всего изучить законы постоянного электрического тока, так как они гораздо проще законов токов непостоянных. Для получения постоянного электриче-

ского тока нам, очевидно, необходимо найти способ поддерживать внутри проводника постоянное электрическое поле, а для этого необходимо между отдельными точками проводника поддерживать постоянную разность потенциалов. Это можно было бы сделать, соединив оба конца данного проводника непосредственно без искрового промежутка с полюсами электростатической машины. Вращая диск машины по возможности равномерно, мы получим на полюсах ее постоянную разность потенциалов, причем в каждую единицу времени в машине будет возникать одно и то же количество электричества, а в проводнике потечет постоянный электрический ток.

Однако сила тока при подобных опытах будет очень незначительна, потому что, хотя современные электрические машины и могут давать большую разность потенциалов, измеряемую миллионами вольт, но количество электричества даже в самых больших машинах не превосходит 0,001 кулона в секунду. Поэтому при помощи электростатических машин можно получить электрический ток не более 0,001 ампера.

Гораздо практичнее при изучении явления постоянного электрического тока пользоваться другими источниками, а именно, так называемыми гальваническими элементами, которые сравнительно с электростатическими машинами дают, правда, лишь небольшие разности потенциалов, зато большие количества электричества в единицу времени.

Познакомимся вкратце с этими приборами.

2. ПОЛУЧЕНИЕ И НАБЛЮДЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

98. Явление Гальвани. — Поводом к изобретению гальванических элементов послужило открытие, сделанное болонским физиологом Гальвани в 1789 году. Зацепив медным крючком поясничные нервы свежепрепарированной лягушки (рис. 81) и повесив ее на железные перила своего балкона, Гальвани заметил, что каждый раз, как перила приходят в соприкосновение с мускулами лягушки, эти последние сильно сокращаются. Зная, что подобные же сокращения мускулов происходят при разряде лейденской банки, Гальвани приписал это явление особой жизненной силе, находящейся в организме лягушки, благодаря которой нервы и мускулы лягушки заряжаются электричеством подобно лейденской банке; при посредстве проводников, а именно медного крючка и железных перил, происходит электрический разряд, который и производит наблюдаемое сокращение мускулов.

99. Опыт Вольты. — Однако физик Вольта в Павии, повторяя опыты Гальвани, показал, что воззрения Гальвани на причину этих явлений неправильны, что явление это имеет не физиологическую,

а чисто физическую причину. Вольта нашел, что явление Гальвани имеет место только тогда, когда проводник, соединяющий нервы лягушки с ее мускулами, состоит из двух *различных* металлов, как это случайно и было в большинстве опытов Гальвани. Поэтому Вольта утверждал, что именно в том месте, где соприкасаются два разнородных металла, и возникает электризация. Лягушка же в опытах Гальвани служила, по мнению Вольты, лишь чувствительным электроскопом.

Из многочисленных опытов Вольты приведем лишь следующий. Привинтим к головке электроскопа (рис. 82) медную пластинку C, покрытую тонким изолирующим слоем шеллака, и положим на нее вторую такую же

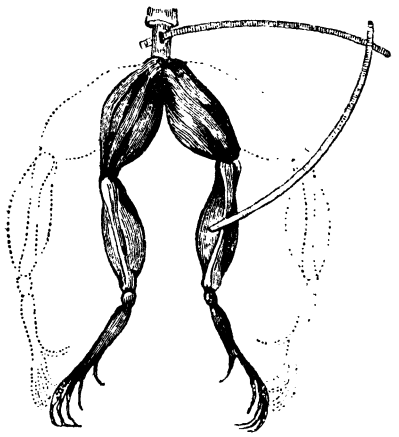


Рис. 81. Опыт Гальвани.

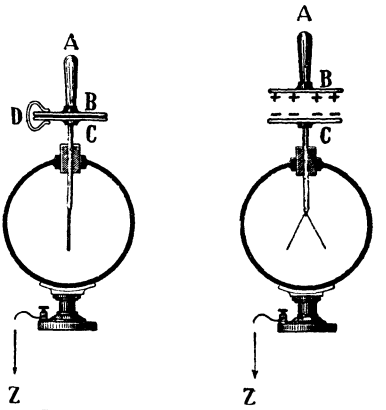


Рис. 82 — 83. Опыт Вольты.

пластинку B, сделанную из цинка и снабженную изолирующей ручкой A. Таким образом образуется конденсатор BC с довольно большою емкостью, потому что слой шеллака чрезвычайно тонок.

Соединим на некоторое время нижнюю пластинку с верхней медною проволокою D; тогда, по гипотезе Вольты, в месте соприкосновения меди с цинком появляется особая *электровозбудительная сила*, вследствие которой два различных проводника B и C заряжаются до некоторой определенной разности потенциалов. Эта разность потенциалов настолько мала, что листочки электроскопа после соприкосновения B с C не отклоняются заметным образом; тем не менее эта разность существует, и если мы, отняв соединяющую проволоку D, удалим пластинку B от C (рис. 83), то, вследствие уменьшения емкости конденсатора CB, потенциал на C возрастет, и листочки разойдутся.

100. Электродвижущая сила. — Повторяя подобные опыты с различными металлами, Вольта пришел к заключению, что всякие два различные металла при соприкосновении электризуются до определенной разности потенциалов и что величина этой разности не зависит от величины соприкасающихся поверхностей металлов, а исключительно от их физических и химических свойств.

Разность потенциалов, характерную для данных двух проводников, находящихся в соприкосновении, Вольта назвал *электродвижущей силой пары* проводников.

Электродвижущая сила, как и разность потенциалов, измеряется в вольтах.

Для пары проводников медь и цинк Вольта, а также и многие позднейшие исследователи нашли электродвижущую силу, близкую к одному вольту.

Впрочем, в настоящее время этот результат нужно считать сомнительным. Как мы увидим ниже (см. явление Пельтье), разность потенциалов, образующаяся в месте соприкосновения двух металлов и измеренная другим, не электрометрическим методом, оказывается очень малой и может достигать лишь тысячных долей вольта. Гораздо значительнее электродвижущая сила, получающаяся при соприкосновении металлов с жидкостями и газами, и притом с такими жидкостями, которые химически действуют на данный металл.

На результаты опытов Вольты в значительной степени должна была влиять влажность самих пластинок и их химическое взаимодействие с окружающим их воздухом, и позднейшие исследования подтвердили это предположение.

101. Закон последовательных контактов. — Вольта доказал, что если электродвижущую силу между двумя какими-либо металлами A и B (рис. 84) обозначить через A/B, а между B и C обозначить через B/C и т. д., то имеет место следующее равенство:

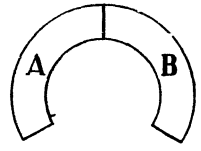


Рис. 84.

$$A/B + B/C = A/C.$$

Этим равенством, которое распространяется на любое число металлов, находящихся в соприкосновении, выражается закон последовательных контактов (соприкосновений). Закон этот означает, что разность потенциалов между двумя какими бы то ни было металлами A и C будет одна и та же, находятся ли они в непосредственном соприкосновении, образуя пару A/C, или они соединены каким-либо промежуточным проводником B. Так, например, если мы раскроем цепь проводников A, B, C (рис. 85) в месте ab, то получим разность

потенциалов A/C, как будто B совсем не было; если же мы раскроем цепь по dc, то разность потенциалов между двумя частями одного и того же металла C будет равна нулю, как будто вместо A и B в цепи помещен тот же металл C.

Далее, так как, очевидно, разность потенциалов между A и C равна и противоположна разности потенциалов между C и A, то

$$A/C = -C/A.$$

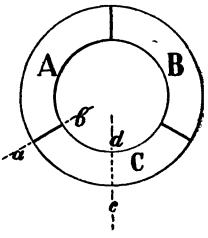


Рис. 85.

Поэтому закон Вольта можно переписать и так:

$$A/B + B/C + C/A = 0.$$

А это означает, что если мы имеем замкнутую цепь $ABCA$ из различных металлов, то, несмотря на электродвижущие силы A/B, B/C и C/A отдельных пар, общая электродвижущая сила замкнутой цепи $ABCA$ равна нулю, и тока в такой цепи не будет.

Впрочем, все эти законы Вольты относятся к цепи, составленной из металлов. Если же один из этих проводников, например B, имеет свойство разлагаться током (электролит), то, как оказывается, он уже не подходит под закон последовательных контактов, а потому в замкнутой цепи $ABCA$ может получиться электрический ток.

102. Элемент Вольты. — Комбинация проводников, состоящая из металлов и электролита и способная давать электрический ток, называется *гальваническим элементом*. Вольта показал, что такой элемент получается, если опустить медную и цинковую пластинки в раствор серной кислоты (рис. 86). Пластинки в элементе называются *электродами* (пути для электричества), а наружные концы их — *полюсами*. Если припаять к каждой пластинке по медной проволоке, то, по закону последовательных контактов, концы этих проволок должны были бы иметь одинаковый потенциал. Между тем оказывается, что проволока, соединенная с *медной пластинкой*, имеет потенциал приблизительно на один вольт *выше*, чем проволока, припаянная к *цинковой* пластинке. При соединении этих проволок каким-нибудь проводником мы получим разность потенциалов на концах этого проводника, и по нему, следовательно, потечет электрический ток. Эта разность потенциалов образовалась сложением трех электродвижущих сил, а именно: цинк/серная кислота, серная кислота/медь и медь/цинк. Однако, как мы увидим ниже, только первая из них имеет ре-

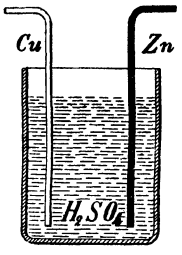


Рис. 86.

шающее значение, остальные слишком незначительны. Электродвижущая сила цинк/серная кислота обусловлена химической реакцией, а именно, растворением цинка в серной кислоте, причем кислота заряжается положительным электричеством, а цинк — отрицательным.

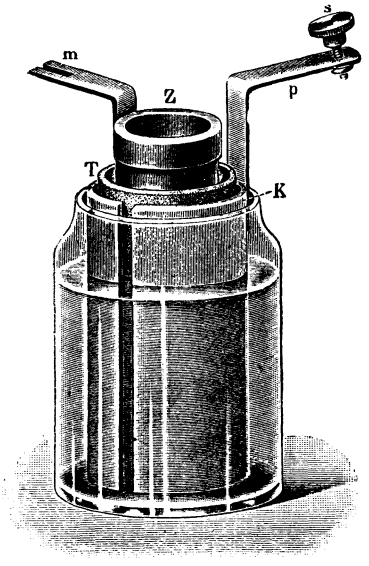


Рис. 87. Элемент Даниэля.

103. Элемент Даниэля. — Описанный нами элемент Вольты очень непостоянен, и после соединения его полюсов проводником электродвижущая сила его быстро падает. Это происходит оттого, что при растворении цинка в серной кислоте образуются пузырьки водорода, который покрывает пластинки и мешает действию элемента.

Это явление носит название *поляризации элемента* (см. гл. IX).

Гораздо постояннее в этом отношении комбинация, предложенная Даниэлем. Элемент Даниэля (рис. 87) состоит из стеклянного сосуда с раствором медного купороса, в который погружена медная пластинка K, служащая положительным полюсом элемента. Установленный внутри стеклянного сосуда пористый сосуд T из слабо обожженной глины содержит в себе раствор серной кислоты, в которой погружен стержень или цилиндр из цинка Z. Пластинки m и p служат для прикрепления проводов.

В этом элементе водород, образующийся при растворении цинка, проходит сквозь поры сосуда T в наружный сосуд, где вытесняет медь из медного купороса, образуя серную кислоту; вытесненная медь оседает на медной пластинке. Таким путем избегается образование газов на пластинках, и элемент работает несравненно правильнее.

Устранение явления поляризации называется *деполяризацией*.

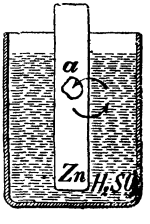


Рис. 88. Паразитные токи.

Прибавим еще одно практическое замечание. Продажный цинк содержит в себе всегда различные примеси, главным образом железо, вследствие чего на палочке цинка, погруженной в раствор серной кислоты, возникают местные, так называемые „паразитные“, токи, бесполезно разъедающие цинк. Пусть, например, в палочке цинка (рис. 88) где-нибудь вкраплен какой-нибудь посторонний металл a. Этот металл с цин-

ком, погруженные вместе в раствор серной кислоты, образуют замкнутый гальванический элемент; около них образуется электрический ток, разлагающий воду на водород и кислород, из которых последний окисляет цинк. Для того, чтобы избежать этих паразитных токов, цинк перед составлением элемента амальгамируют. Это делается таким образом. Сначала очищают поверхность цинка серной кислотой и тотчас же натирают его посредством жесткой щетки ртутью. При этом на поверхности образуется амальгама цинка, в которой железо не участвует. Амальгама эта в виде теста облекает всю палочку, поверхность которой делается таким образом однородною, и паразитных токов более не возникает.

Разность потенциалов между медью и цинком на полюсах элемента Даниэля равна 1,1 вольта.

104. Элемент Грене. — В элементе Грене (рис. 89) для уничтожения скопления водорода на пластинках к раствору серной кислоты прибавлен двухромовокислый калий или натрий (15%), который окисляет образующийся водород в воду. Электродами здесь служат два угля K и палочка цинка Z. Для того, чтобы во время бездействия элемента цинк не разъедался кислотой, он сделан подъемным. В этом элементе положительным полюсом служит уголь, тогда как в элементе Вольты мы имеем медь. Принципиальной разницы тут нет, потому что, как мы уже сказали, электродвижущая сила всех этих элементов возникает на границе между цинком и жидкостью. Медные же или угольные пластинки служат лишь проводниками, принимающими на себя положительный заряд жидкости и передающими его дальше.

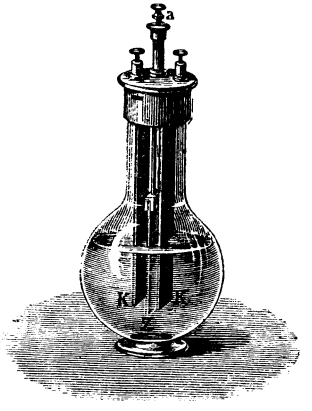


Рис. 89. Элемент Грене.

Элемент Грене, благодаря своей простоте, очень употребителен в медицинской практике.

Разность потенциалов между углем и цинком около двух вольт.

105. Элемент Лекланше. — Здесь (рис. 90) мы тоже имеем положительный полюс в виде угольной пластинки K, а отрицательным служит опять цинк Z. Обе пластинки погружены в 15% раствор нашатыря (хлористого аммония). Для уничтожения поляризации служит перекись марганца T, облегающая угольную пластинку. Но так как перекись марганца — твердое тело, то здесь деполяризация происходит медленно. Этот элемент имеет электродвижущую силу около 1,5 вольт

и часто употребляется на практике (например для электрических звонков) благодаря своей дешевизне.

В последнее время элементу Лекланше ради удобства придают вид так называемых „сухих элементов" (рис. 91). Тогда он тщательно закупорен и содержит в себе вместо раствора нашатыря особую массу (например древесные опилки), пропитанную этим раствором.

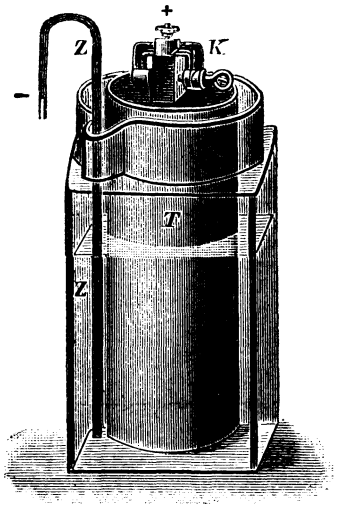


Рис. 90. Элемент Лекланше.



Рис. 91. Сухой элемент.

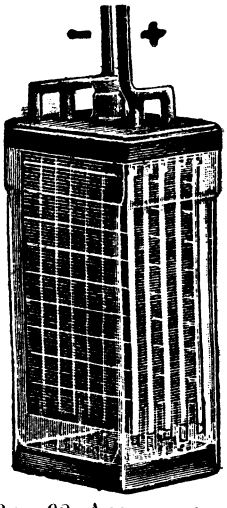


Рис. 92. Аккумулятор.

106. Аккумулятор Планте. — В технике очень употребителен элемент Планте, который отличается не только постоянством электродвижущей силы, но, кроме того, и простотою конструкции. Элемент Планте состоит из двух свинцовых пластинок (рис. 92), погруженных в раствор серной кислоты; одна из пластинок покрыта перекисью свинца, которая представляет собою хороший проводник электричества, другая оставлена голою. Пластинка с перекисью свинца служит положительным полюсом элемента, т. е. имеет более высокий потенциал, тогда как свинец служит отрицательным полюсом, т. е. обладает более низким потенциалом в сравнении с перекисью свинца. Разность потенциалов этих пластинок равна около двух вольт и остается постоянною, пока не израсходуется вся перекись свинца.

Во время действия этого элемента перекись свинца постепенно раскисляется в окись, а свинец окисляется в окись, поэтому элемент в конце концов перестает действовать, но, как показал Планте, мы можем снова восстановить его действие, если пропустим через него электрический ток от какого-нибудь постороннего источника. Под дей-

ствием этого постороннего тока, раствор серной кислоты химически разлагается, причем на одной из пластинок образуется опять перекись свинца, а другая снова раскисляется в чистый свинец, и элемент опять готов к действию [1].

Таким путем мы в элементе Планте можем накопить (аккумулировать) электрическую энергию, и притом в довольно большом количестве, а затем расходовать ее, когда в том встретится надобность. Благодаря этому свойству элементы Планте и другие им подобные элементы носят название *аккумуляторов*.

107. Кадмиевый элемент. — Электродвижущая сила каждого элемента зависит от многих причин, как, например, от большей или меньшей чистоты входящих в состав элемента металлов, от концентрации растворов и, наконец, от температуры. Между тем иногда желательно бывает иметь возможность составить такой элемент, который давал бы определенную раз навсегда разность потенциалов; такой элемент мог бы служить образцом, или эталоном, для измерения других неизвестных или переменных электродвижущих сил. Таким образцовым, или *нормальным*, *элементом* следует признать кадмиевый элемент, предложенный компанией Вестон.

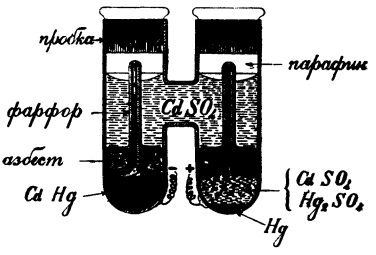


Рис. 93. Кадмиевый элемент.

Кадмиевый элемент имеет следующее устройство.

Две пробирки (рис. 93) соединены между собою поперечной трубкой. На дне одной из пробирок помещают амальгаму кадмия, на дне другой — небольшое количество ртути, поверх которой положено тесто из меркуросульфата (Hg_2SO_4) и сернокислого кадмия ($CdSO_4$.) В обе пробирки наливают насыщенный (при 4°) раствор сернокислого кадмия. В дно каждой пробирки впаяно по платиновой проволочке, которые служат полюсами элемента, причем положительным полюсом служит проволочка, соединенная при посредстве ртути с меркуросульфатом.

Само собою разумеется, что все материалы, входящие в состав этого элемента, должны быть взяты химически чистыми; при таких условиях разность потенциалов на полюсах его оказывается равною 1,019 вольт (при $t = 20°$); эта разность почти не зависит от температуры: при повышении температуры от 0° до 30° электродвижущая сила этого элемента уменьшается лишь на 0,001 вольта.

108. Соединение элементов. — Если электродвижущая сила одного элемента недостаточна, то можно соединить несколько элементов в батарею.

Такую батарею элементов представляет собой известный вольтов столб (рис. 94). Каждый элемент вольтова столба состоит из медного и цинкового кружка, проложенных сукном, пропитанным слабым раствором серной кислоты. Это есть не что иное как элемент Вольты. На цинковый кружок нижнего элемента кладется медный кружок второго элемента и т. д. Таким образом разности потенциалов всех элементов складываются, и на концах всей батареи можно получить несколько сот вольт.

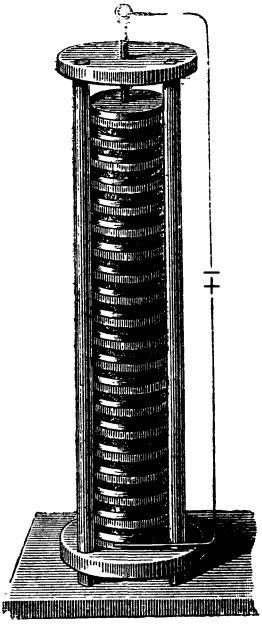


Рис. 94. Вольтов столб.

В настоящее время для некоторых целей употребляются более удобные столбы Замбони, составляемые из кружков так называемой золотой (медь) и серебряной (олово) бумаги (рис. 95).

Такие кружки изготовляются очень легко и могут быть в большом количестве сложены в удобные столбики.

Если оболочку электроскопа соединить с началом такого столбика, а от шарика провести проволоку к середине столбика (рис. 95), то, по мере удаления проволоки от начала, электроскоп будет заряжаться все от большего числа пар элементов и соответственно покажет все бóльшую и бóльшую разность потенциалов.

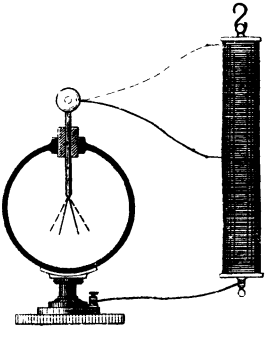


Рис. 95. Столб Замбони.

Столбики Замбони дают иногда до 500 вольт, но, конéчно, продолжительного тока они дать не могут, вследствие быстрой поляризации.

Соединение элементов (ср. соединение конденсаторов, стр. 82) может быть сделано *последовательно и параллельно.*

На рис. 96 в разрезе и плане показано *последовательное* соединение элементов. В этом случае два соседних элемента примыкают друг к другу разноименными полюсами, и полная электродвижущая сила батареи равна сумме электродвижущих сил отдельных элементов. Заметим, что в этом случае жидкости отдельных элементов должны быть изолированы друг от друга; если же поместить все пластинки, соеди-

ненные последовательно, в один сосуд (рис. 97), то у нас получатся местные токи, показанные на чертеже стрелками, и мы не получим на концах батареи полной разности потенциалов.

На рис. 98 показано *параллельное* соединение двух элементов. Здесь элементы примыкают друг к другу одноименными полюсами. Разность

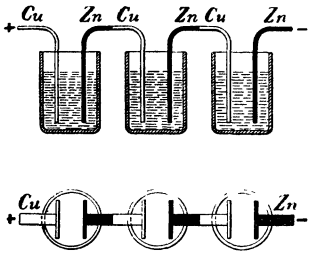


Рис. 96. Последовательное соединение элементов.

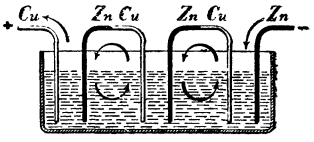


Рис. 97. Неправильное устройство батареи.

потенциалов батареи равна разности потенциалов в каждом элементе.

Мы имеем здесь как бы один элемент, но с вдвое бо́льшими пластинками Cu и Zn. В этом случае пластинки могут быть помещены и в один общий сосуд (рис. 99).

109. Химические действия тока. Законы Фарадея.— Кроме источников электрического тока — гальванических элементов — нам необходимы еще приборы для определения силы и направления тока в данном проводнике. Для этой цели может служить любое из тех явлений, которыми обнаруживается электрический ток (стр. 104). Впрочем, нагревание проводника, хотя и может служить для указания силы электрического тока, но оно не в состоянии указать его направление, так как проводник нагревается одинаково, течет ли ток в ту или другую сторону. Что касается определения направления тока электроскопом, то и здесь это определение может быть сделано только путем особого исследования знака заряда электроскопа; кроме того этот способ по существу своему предполагает прерывистый, а не постоянный ток. Гораздо практичнее измерять силу тока по его химическим действиям, причем основанием для таких измерений служат законы, открытые Фарадеем.

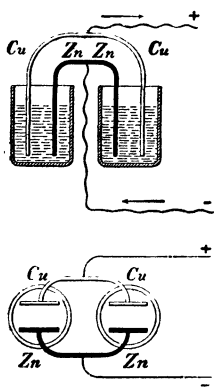


Рис. 98. Параллельное соединение элементов.

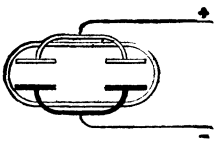


Рис. 99. Возможное устройство батареи.

Если электрический ток проходит через растворы солей или кислот (электролиты), то он разлагает их (электролиз), причем основные законы этого разложения следующие[1]:

1. Продукты разложения появляются только на тех местах, где электричество входит (анод) или выходит (катод) из электролита.

2. Во время процесса электролиза водород и металлы идут внутри электролита вместе с положительным электричеством, тогда как кислород и кислоты идут по противоположному направлению.

3. Количество разложенного вещества q пропорционально его химическому эквиваленту Q и количеству прошедшего электричества e, а коэффициент пропорциональности равен 0,01036, если q выражено в миллиграммах, а e—в кулонах. Итак:

$$q = 0{,}01036\ Qe.$$

Так, например, пусть ток $J = 1$ амперу проходил сквозь раствор медного купороса $CuSO_4$ в течение одной секунды. В этом случае $e = Jt$ равно одному кулону, и, так как химический эквивалент меди в данном случае $Q = 31{,}8$, то $q = 0{,}3294$ *мг*. Значит, один ампер в секунду выделяет около одной трети миллиграмма меди.

Итак, если мы пропустим электрический ток через раствор медного купороса, то место выделения меди, идущей в растворе по направлению тока, покажет нам направление тока, а количество выделившейся меди позволит определить количество прошедшего через раствор электричества. Разделивши это количество на наблюдаемое время t, получим среднюю силу тока за время t.

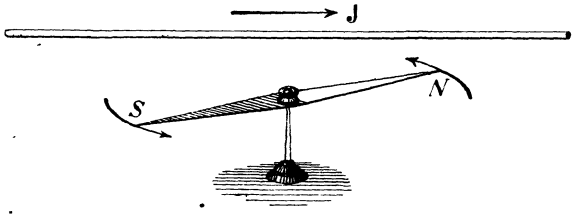


Рис. 100. Магнитное действие тока.

110. Магнитные действия тока.—Еще более удобным способом наблюдения и измерения электрического тока, чем электролиз, является способ, основанный на магнитных действиях тока. Этот способ имеет то преимущество, что магнитные действия пропорциональны силе тока, а потому определяют эту величину *непосредственно*, тогда как все вышеописанные способы измеряют либо разность потенциалов, либо количество электричества и требуют, кроме того, измерения времени.

[1] Подробнее мы изучим эти явления ниже, в специальной главе IX об электролизе.

Представим себе небольшую магнитную стрелку (рис. 100), свободно вращающуюся на острие, как стрелка в компасе. Эта стрелка установится в магнитном меридиане, но если вблизи нее поместить проволоку, по которой идет электрический ток, то стрелка отклонится, и тем сильнее, чем сильнее ток, идущий по проволоке. Таким образом мы можем сравнивать различные токи по силе их действия на стрелку.

Описанный нами прибор носит название *гальваноскопа, или гальванометра*.

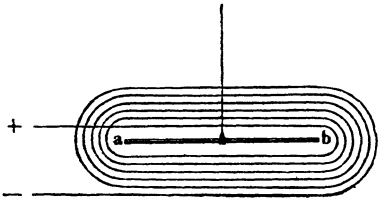


Рис. 101. Мультипликатор.

Если исследуемый электрический ток очень слабо отклоняет магнитную стрелку, то можно усилить его действие, обогнув проволоку (рис. 101) несколько раз и поместив полученную таким образом катушку как можно ближе к магнитной стрелке *ab*, причем и самую стрелку можно подвесить на тонкой кокоиовой или кварцевой нити. Такой прибор называется иногда мультипликатором.

Можно проградуировать гальваноскоп, т. е. определить, какому току соответствует то или другое отклонение стрелки, и на помещенной вблизи стрелки шкале нанести эти данные.

Гальванометр, на шкале которого нанесены амперы, носит название ***амперметра***; если нанесены тысячные доли ампера, то гальванометр называется ***миллиамперметром***.

Более подробные сведения об этих приборах будут даны ниже.

III. ЗАКОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

111. Цепь тока. — Познакомившись с простейшими приборами для получения и для наблюдения постоянного электрического тока, мы можем теперь приступить к изучению его законов.

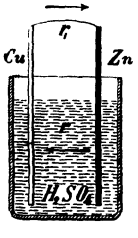


Рис. 102. Цепь тока.

Возьмем элемент и соединим его полюсы каким-либо проводником, например, медною проволокою (рис. 102). Тотчас же положительное электричество потечет по проволоке от высшего потенциала к низшему, т. е. в нашем случае от медной пластинки к цинковой; но, кроме того, одновременно с этим будет происходить течение положительного электричества и внутри элемента, т. е. в растворе серной кислоты, от цинковой пластинки к медной. В этом легко убедиться, помещая магнитную стрелку вблизи соединительной проволоки и вблизи самого элемента. Легко видеть,

что так оно и должно быть. Действительно, если бы этого не было, то у нас с течением времени получилось бы накопление положительного электричества у цинковой пластинки; между тем ничего подобного в действительности не наблюдается. Поэтому мы приходим к заключению, что при соединении полюсов элемента каким-нибудь проводником у нас получается движение положительного электричества по замкнутому пути, или, как говорят, *электрический ток всегда образует собою замкнутую цепь*. Отсюда и произошел общеупотребительный термин: *замкнуть цепь тока* или просто *замкнуть ток*.

112. Закон Ома. — Изучая явления постоянного электрического тока в различных проводниках, Ом после многочисленных опытов пришел к заключению, что эти явления подчиняются следующему основному закону.

Сила тока, или количество электричества, протекающего по данному проводнику в единицу времени, пропорциональна разности потенциалов на концах его и обратно пропорциональна некоторой постоянной для данного проводника R, которую Ом назвал *сопротивлением* проводника:

$$J = \frac{V_1 - V_2}{R}.$$

Сопротивление же R, как показал Ом, зависит от длины проводника l, от площади его поперечного сечения S и, наконец, от того материала, из которого он изготовлен.

Эта зависимость выражается формулою:

$$R = \rho \frac{l}{S}.$$

Таким образом сопротивление проводника тем больше, чем он длиннее и чем площадь его сечения меньше.

Коэффициент ρ, зависящий от материала проводника, называется его *удельным сопротивлением*.

Вместо понятия о сопротивлении проводника R можно ввести понятие об его *электропроводности* K, подразумевая под этим величину, обратную величине сопротивления:

$$K = \frac{1}{R}.$$

Тогда закон Ома выразится так:

$$J = \frac{V_1 - V_2}{R} = K(V_1 - V_2).$$

Точно так же вместо коэффициента ρ можно ввести коэффициент *удельной электропроводности*, положив

$$k = \frac{1}{\rho}.$$

Тогда получим для сопротивления:

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{l}{kS}.$$

Закон Ома был проверен на опытах многочисленными исследователями и оказался верным для всех случаев постоянного тока с точностью до 0,00001 измеряемой величины. Он оказался верным для всех твердых и жидких проводников, независимо от того, разлагаются ли эти проводники током или нет. Исключение представляют лишь газы и некоторые плохие проводники, для которых закон Ома не имеет места.

Закон Ома легко демонстрировать следующим образом. Составим цепь тока из элемента, гальванометра и сосуда с раствором медного купороса, в котором опущены две медные пластинки A и B. Наблюдая гальванометр, мы увидим, что электрический ток будет тем сильнее, чем глубже пластинки A и B опущены в раствор, т. е. чем поперечное сечение для прохода тока делается больше; точно так же, сближая между собою A и B, мы укорачиваем длину проводника и уменьшаем его сопротивление; а по гальванометру мы увидим, что сила тока увеличивается.

То же самое можно показать, вставляя в цепь тока вместо сосуда AB проволоки из одного и того же материала, но различной длины и различного поперечного сечения.

113. Закон Ома для плотности тока.—Мы можем придать закону Ома несколько иную форму, которая в применении к некоторым случаям очень удобна.

Написав формулу Ома в прежнем виде:

$$J = \frac{V_1 - V_2}{l\rho} S = \frac{V_1 - V_2}{l} Sk,$$

мы можем разделить обе части равенства на S; тогда в левой части получим плотность тока $i = \frac{J}{S}$. В правой же части $\frac{V_1 - V_2}{l}$ означает падение потенциала на единицу длины, которое, как известно (см. стр. 70), равно напряжению электрического поля E.

Подставляя эти величины, получаем новый вид для формулы Ома:

$$i = \frac{E}{\rho} = kE.$$

114. Единица сопротивления. — За практическую единицу сопротивления принимается сопротивление такого проводника, по которому, при разности потенциалов на его концах, равной одному вольту, проходит в секунду количество электричества в один кулон, т. е. проходит ток силою в один ампер.

Такое сопротивление называется *омом*.

Согласно закону Ома имеем:

$$\text{ампер} = \frac{\text{вольт}}{\text{ом}}.$$

Если сопротивление R выражено в омах, то удельное сопротивление ρ будет выражаться в *омо-сантиметрах*, т. е. в омах, помноженных на сантиметр. Действительно, из формулы

$$R = \rho \frac{l}{S},$$

или

$$\rho = \frac{S}{l} R,$$

мы видим, что омы R нужно помножить на площадь S, т. е. на $см^2$, и разделить на длину l, т. е. на *см*; в результате надо омы R умножить на *см*, чтобы получить удельное сопротивление ρ. Итак, величина удельного сопротивления ρ получается в *омо-сантиметрах*.

115. Удельное сопротивление тел. — В нижеследующей таблице мы помещаем удельные сопротивления главнейших проводников (при 0° С).

		омо-сантиметры
Серебро	(Ag)	$1{,}6.10^{-6}$
Медь	(Cu)	$1{,}7.10^{-6}$
Алюминий	(Al)	$3{,}0.10^{-6}$
Цинк	(Zn)	$6{,}2.10^{-6}$
Железо	(Fe)	$8{,}6.10^{-6}$
Платина	(Pt)	$10{,}8.10^{-6}$
Свинец	(Pb)	$21{,}0.10^{-6}$
Никелин	(54 Cu, 26 Ni, 20 Zn)	$41{,}0.10^{-6}$
Манганин	(84 Cu, 4 Ni, 12 Mn)	$43{,}0.10^{-6}$
Константан	(58 Cu, 41 Ni, 1 Mn)	$50{,}0.10^{-6}$
Ртуть	(Hg)	$95{,}8.10^{-6}$
Уголь		от $1\,000$ до $10\,000.10^{-6}$

Затем, гораздо бо́льшим удельным сопротивлением обладают растворы и, наконец, конечно, изоляторы:

Растворы:	ом-сантиметры
10%-ный раствор H_2SO_4	2,6
» » NaCl	8,3
» » $CuSO_4$	31,5
Чистая вода	около 10^8
Шифер, сухое дерево	порядка 10^{10}
Мрамор, фарфор, слюда	» 10^{13}
Эбонит, парафин	» 10^{16}
Некоторые кристаллы и янтарь	до 10^{20}

Вышеприведенные данные для металлов относятся к химически чистым телам. Незначительные посторонние примеси, которые всегда имеются в металлах, встречающихся в продаже, уже значительно влияют на их сопротивление. Большею частью примеси увеличивают сопротивление металлов. В воде же, наоборот, незначительное количество растворенного вещества уменьшает сопротивление (см. гл. IX).

116. Зависимость сопротивления от температуры. — Сопротивление металлов вообще увеличивается с температурой, и для обыкновенных температур можно пользоваться приблизительной формулою:

$$\rho_1 = \rho_0 (1 + \alpha t),$$

где ρ_1 — удельное сопротивление при температуре t, ρ_0 — удельное сопротивление при нуле градусов.

Впрочем, для очень высоких температур эта формула уже не годится; для низких температур (жидкий воздух) замечается даже обратное явление: увеличение сопротивления с уменьшением температуры.

Коэффициент α почти для всех чистых металлов равен около 0,004, т. е. очень близок к коэффициенту расширения газов ($= 0{,}00367$).

Для никелина $\alpha = 0{,}0002$, для константана $\alpha = -0{,}00003$, а для манганина $\alpha = 0{,}00001$.

Следовательно, сопротивления никелина, а в особенности константана и манганина, очень мало изменяются от температуры; благодаря такому постоянству удельного сопротивления вышеуказанный сплав константан и получил свое название.

Сопротивление угля и растворов солей и кислот с нагреванием уменьшается.

Для угля $\alpha = -0{,}0005$; для растворов приблизительно $\alpha = -0{,}025$. В особенности сильно уменьшается сопротивление с температурой в окисях кальция (CaO), бария (BaO), магния (MgO) и др. При обык-

новенной температуре их удельное сопротивление громадно — несколько миллионов омо-сантиметров, тогда как при нагревании до нескольких сот градусов удельное их сопротивление быстро падает до нескольких десятков омо-сантиметров.

Такие окиси применяются в лампочках накаливания Нернста. Так как при обыкновенной температуре материал лампочки Нернста почти не проводит электричества, то его приходится предварительно подогревать.

117. Примеры. — Мы приведем здесь несколько примеров вычислений сопротивления.

1. Пусть требуется вычислить сопротивление железной телеграфной проволоки длиною $l = 600$ *км* $= 6.10^7$ *см* и диаметром $d = 2$ *мм*.

Поперечное сечение этой проволоки будет.

$$S = \frac{\pi d^2}{4} = 0{,}03 \text{ см}^2.$$

Сопротивление же определится по формуле:

$$R = \rho \frac{l}{S} = 12.10^{-6} \frac{6.10^7}{0{,}03} = 24\,000 \text{ омов}.$$

Если разницу температур зимой и летом принять в $t = 50°$ C, то сопротивление проволоки летом будет больше, чем зимой, в $(1 + 0{,}004\,t) = 1{,}2$ раза. Это составляет разницу в сопротивлении в 20%, или 4 800 омов.

2. Какой длины l должна быть медная проволока поперечным сечением в один квадратный миллиметр ($= 0{,}01$ *см*^{2}) для того, чтобы сопротивление ее было равно одному ому?

Тогда

$$1 \text{ ом} = \rho \frac{l}{S} = 1{,}75 \cdot 10^{-6} \frac{l}{0{,}01},$$

откуда

$$l = \frac{0{,}01}{1{,}75.10^{-6}} \approx 60 \text{ метров}.$$

Один ом из константановой проволоки того же сечения имел бы длину всего в 2 метра.

Желая сделать один ом из ртути, мы могли бы взять столб ртути в 106,3 *см* длины, заключенный в стеклянную трубку поперечного сечения в 1 *мм*^{2}.

3. Дана лампочка накаливания Эдисона (16 свечей), по угольку которой, при разности потенциалов в 110 вольт, течет ток в 0,5 ампера.

По закону Ома получим сопротивление уголька

$$R = \frac{V}{J} = \frac{110}{0{,}5} = 220 \text{ омов.}$$

Если длина уголька 22 *см*, а его удельное сопротивление $4\,000.10^{-6}$ омо-сантиметров, то поперечное сечение уголька определится из формулы:

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{22 \cdot 4 \cdot 10^{-3}}{S} = 220 \text{ омов,}$$

откуда площадь

$$S = 4.10^{-4} \text{ см}^2,$$

а диаметр уголька

$$d = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см} = 0{,}2 \text{ мм.}$$

Впрочем, в современных лампочках накаливания вместо угля употребляются тугоплавкие металлы: осмий, тантал, вольфрам, цирконий или сплавы их, например, осрам (осмий и вольфрам). Так как их удельное сопротивление примерно в 100 раз меньше угля, то даже при диаметре 0,02 *мм* длина проволоки в лампочке выходит значительная, и ее приходится размещать зигзагообразно.

Заметим еще, что сопротивление угля от нагревания уменьшается, а металлов — увеличивается. Сопротивление угольной лампочки в раскаленном состоянии примерно вдвое меньше, чем в холодном, тогда как сопротивление металлической лампочки при накаливании увеличивается почти в 10 раз.

118. Падение потенциала вдоль цепи. — Если дана сила тока J в каком-нибудь проводнике и дано его сопротивление R, то по закону Ома мы легко можем вычислить разность потенциалов на концах этого проводника:

$$V_1 - V_2 = JR.$$

Эту разность потенциалов на концах проводника называют иногда *падением потенциала* вдоль данного проводника.

Так как электрический ток J по всей длине цепи одинаков, то, очевидно, падение потенциала в различных частях цепи будет пропорционально сопротивлению рассматриваемой части.

Падение потенциала по длине проводника можно показать обыкновенным электроскопом, но только для этого необходимы ощутимые для данного электроскопа, т. е. большие, разности потенциалов.

Для демонстрации берут обыкновенно электростатическую машину и, имея в виду, что сила тока J здесь незначительна, соединяют ее полюсы очень большим сопротивлением, например, деревянным стержнем (рис. 103) или влажным шнуром.

Если один полюс машины, например, отрицательный, соединить с землею (потенциал $= 0$), то подвешенные в различных местах стержня парные соломинки или бумажки покажут наибольшее расхождение у положительного полюса; по мере удаления от положительного полюса к отрицательному потенциал постепенно падает, и в той точке стержня, которая соединена с землею, он равен нулю.

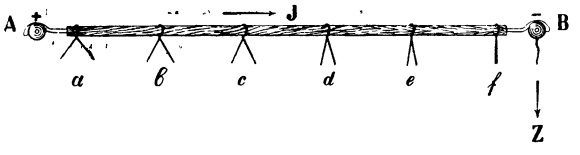


Рис. 103. Падение потенциала вдоль цепи.

Если соединить стержень электроскопа (рис. 104) с точкою b деревянного стержня, а наружную оболочку его с точкою a (или наоборот, это безразлично), то во время вращения машины электроскоп покажет разность потенциалов между a и b. Эта разность будет тем больше, чем быстрее мы будем вращать диск машины, т. е. чем сильнее даваемый ею ток, чем больше расстояние между a и b, чем тоньше стержень и чем больше его удельное сопротивление.

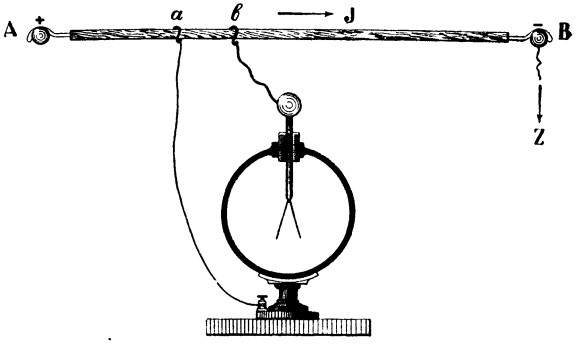


Рис. 104. Разность потенциалов между точками a и b цепи.

Если соединить A с B один раз влажным, а другой раз сухим шнуром, то, при той же быстроте вращения машины, получим на влажном шнуре разность потенциалов между теми же точками a и b гораздо меньше, чем в сухом, так как влажный шнур содержит в себе водяной раствор т. е. хороший проводник.

Все эти и подобные им опыты демонстрируют падение потенциала вдоль цепи, а следовательно, и закон Ома.

При очень чувствительном электроскопе для демонстрации падения потенциала можно воспользоваться и источником электрического осве-

щения (постоянный ток 110 вольт). Взяв угольный стержень с сопротивлением около 11 омов, при длине в 2,2 метра получим силу тока в 10 ампер, а падение потенциала на каждый дециметр этого стержня будет 5 вольт.

Предлагаем читателю проверить эти данные вычислением.

119. Потеря напора в трубах. — Движение электричества в проводниках можно уподобить движению жидкости в какой-либо среде с трением, например, в песке, или грунте, или в трубе с малым сечением. Законы этого движения вполне аналогичны закону Ома для электрического тока, только вместо силы электрического тока нужно здесь измерять силу водяного потока, т. е. количество воды q, протекающей сквозь данное поперечное сечение ежесекундно, а вместо разности потенциалов здесь будет разность давлений (напоров) или разность соответствующих барометрических или манометрических высот.

Ток жидкости

$$J = \frac{q}{t} = \frac{h_1 - h_2}{R}; \qquad R = \rho \frac{l}{S},$$

где коэффициент ρ зависит от трения воды о песок или о стенки трубы.

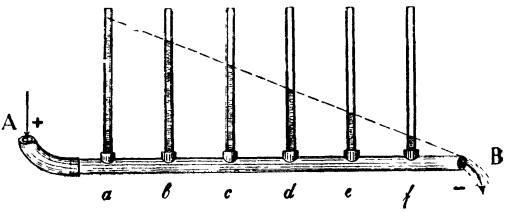


Рис. 105. Потеря напора в трубе.

Падение потенциала, или, как говорят, потеря напора на трение вдоль трубы, в случае движения жидкости, можно наблюдать непосредственно, если на трубе AB (рис. 105), по которой течет жидкость, установить в разных местах манометры или манометрические трубки. Уровень воды в этих трубках будет, аналогично показаниям электроскопа, стоять тем ниже, чем ближе эта трубка к отверстию трубы; у отверстия трубы напор равен нулю.

Впрочем, необходимо добавить, что для движения в трубах большого диаметра закон Ома уже не подходит вследствие образования там вихрей.

120. Последовательное соединение проводников. — Положим, что даны два проводника A и B, соединенные друг с другом таким образом, что электричество сперва проходит по первому проводнику (рис. 106), а затем по второму. Такое соединение проводников называется *последовательным соединением.*

Имея в виду, что сила тока вдоль цепи постоянна, напишем для каждого из этих проводников, взятых в отдельности, закон Ома.

Если потенциалы в точке соединения проводников соответственно равны V_1, V_2 и V_3, то:

$$V_1 - V_2 = Jr_1,$$
$$V_2 - V_3 = Jr_2.$$

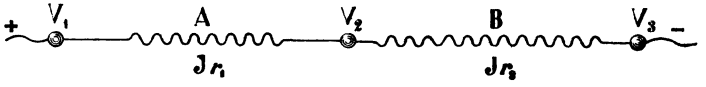


Рис. 106. Последовательное соединение проводников.

откуда, складывая оба равенства и называя через R общее сопротивление обоих проводников, получим:

$$V_1 - V_3 = J(r_1 + r_2) = JR,$$

и, следовательно,

$$R = r_1 + r_2,$$

т. е. сопротивление двух проводников, соединенных последовательно, равно сумме сопротивлений каждого из них в отдельности.

Легко видеть, что этот результат распространяется и на какое угодно число последовательно соединенных проводников, так что вообще

$$R = \Sigma r.$$

121. Параллельное соединение. — Пусть в какой-нибудь точке цепи D (рис. 107) электрический ток J разветвляется: одна часть его — J_1 — идет по одному проводнику A, а другая — J_2 — по проводнику B; затем оба эти проводника в точке E снова соединяются в один, по которому электричество продолжает двигаться дальше. Такое соединение проводников, как A и B, которые начинаются и кончаются в общих точках цепи, называется *параллельным* соединением проводников.

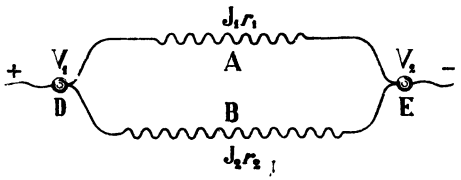


Рис. 107. Параллельное соединение проводников.

В точке разветвления D в каждую единицу времени столько же электричества проходит по проводнику D, сколько и уходит по двум проводникам DAE и DBE; следовательно, сумма токов разветвления должна равняться силе главного тока J:

$$J = J_1 + J_2 \qquad \text{(а)}$$

То же самое имеет место и в точке E соединения проводников.

Далее, пусть потенциалы в точках D и E будут V_1 и V_2; тогда для каждого из проводников можно написать закон Ома:

$$\left.\begin{aligned} V_1 - V_2 &= J_1 r_1 \\ V_1 - V_2 &= J_2 r_2 \end{aligned}\right\} \qquad \text{(b)}$$

откуда

$$r_1 J_1 = r_2 J_2.$$

Это уравнение показывает, что ток J распределяется по двум параллельно соединенным проводникам обратно пропорционально их сопротивлению.

Сопоставляя уравнения (a) и (b), имеем:

$$J = (V_1 - V_2)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) = (V_1 - V_2)\frac{1}{R},$$

где R есть общее сопротивление двух параллельно соединенных проводников. Из этого уравнения видно, что

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2},$$

или, вводя вместо сопротивлений R величины, им обратные, т. е. электропроводности K, получим:

$$K = K_1 + K_2.$$

Итак, при параллельном соединении проводников, общая их электропроводность равна сумме электропроводностей каждого из них в отдельности.

Очевидно, что результат, полученный нами для двух параллельных проводников, остается в силе и в случае какого угодно числа их; всегда будем иметь:

$$\frac{1}{R} = \Sigma \frac{1}{r}$$

или

$$K = \Sigma K_1.$$

Сравнивая этот результат с тем результатом, который был получен нами в предыдущем параграфе, мы видим, что при последовательном соединении сопротивления отдельных проводников складываются, при параллельном же соединении складываются обратные величины этих сопротивлений, т. е. электропроводности.

Легко видеть, что если одно из сопротивлений r_1 очень велико сравнительно с r_2, то, при последовательном соединении, общее их сопротивление R близко к r_1; наоборот, при параллельном соединении общее сопротивление R будет близко по величине к меньшему из соединенных сопротивлений, т. е. к r_2.

Когда к данному проводнику прибавляется параллельно с ним соединенный проводник, то такое ответвление тока носит название *шунтирования*, а добавленный проводник называется *шунтом* [от английского слова shunt (шёнт) — ответвление].

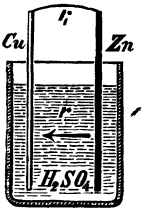


Рис. 108.

122. Вольтаж. — Положим, нам дан элемент Даниэля (рис. 108) с сопротивлением r в 1 ом, и мы замкнули его проводником с сопротивлением r_1 в 9 омов. Так как элемент и наш проводник соединены последовательно, то сила тока в нашей цепи будет:

$$J = \frac{\mathcal{E}}{r_1 + r} = \frac{1{,}1 \text{ вольт}}{10 \text{ ом}} = 0{,}11 \text{ ампер.}$$

Падение потенциала в наружном сопротивлении будет:

$$V = Jr_1 = 0{,}11 \cdot 9 = 0{,}99 \text{ вольт,}$$

тогда как падение потенциала внутри элемента:

$$V_0 = Jr = 0{,}11 \cdot 1 = 0{,}11 \text{ вольт.}$$

Полное падение потенциала во всей цепи, очевидно, равно электродвижущей силе данного элемента:

$$\mathcal{E} = V + V_0 = 0{,}99 + 0{,}11 = 1{,}10 \text{ вольт.}$$

Из этого примера мы видим, что разность потенциалов на полюсах разомкнутого элемента, которая равна его электродвижущей силе $\mathcal{E}$, не равна разности потенциалов на полюсах замкнутого элемента V, а всегда больше этой величины. Действительно, из предыдущих формул следует, что

$$V = \mathcal{E} - Jr.$$

Разность потенциалов, которая приходится на долю внешней цепи и которая находится как бы в нашем распоряжении, называется иногда *вольтажем*.

Вольтаж V будет тем больше, чем меньше сопротивление самого элемента r; но, кроме того, для данного элемента вольтаж уменьшается с увеличением силы тока.

Желательно, конечно, чтобы вольтаж оставался по возможности постоянным, поэтому желательно, чтобы элемент имел возможно малое

сопротивление. Сопротивление же элемента будет тем меньше, чем больше его сечение, т. е. чем бóльшую площадь имеют его пластины и чем ближе они помещены друг к другу.

В элементах с двумя жидкостями и с пористым сосудом сопротивление зависит, конечно, и от пористости сосуда; при закупоривании пор поверхность, проводящая ток, уменьшается, и сопротивление увеличивается.

123. Соединение элементов в батареи. — Внутреннее сопротивление элементов нужно принимать во внимание при соединении их в батареи.

При последовательном соединении элементов все электродвижущие силы отдельных элементов складываются, но в то же время складываются и их сопротивления.

При параллельном соединении сопротивление батареи будет меньше, чем сопротивление одного элемента, потому что при параллельном соединении проводников вообще, а следовательно, и элементов, складываются их электропроводности.

Для примера возьмем два одинаковых элемента Даниэля, из которых каждый имеет разность потенциалов 1,1 вольт и сопротивление в 1 ом, и замкнем их проволокою с сопротивлением в 0,2 ома.

Тогда, при *последовательном* соединении элементов, мы получим сопротивление их $r_1 + r_2 = 2$ ома, что вместе с внешним сопротивлением в 0,2 ома дает ток

$$J = \frac{2 \cdot 1{,}1}{2 + 0{,}2} = 1{,}0 \text{ ампер.}$$

Если же соединить эти элементы *параллельно*, то их общее сопротивление будет лишь 0,5 ома, а сила тока

$$J = \frac{1{,}1}{0{,}5 + 0{,}2} = 1{,}6 \text{ ампер,}$$

т. е. *больше*, чем в первом случае.

Если бы внешнее сопротивление было велико, например 20 омов, тогда мы получили бы противоположный результат, а именно, при *последовательном* соединении элементов сила тока будет:

$$J = \frac{2 \cdot 1{,}1}{2 + 20} = 0{,}10 \text{ ампер,}$$

а при *параллельном*

$$J = \frac{1{,}1}{0{,}5 + 20} = 0{,}053 \text{ ампер,}$$

т. е. *меньше* в противоположность первому случаю.

Вообще при сравнительно малом внешнем сопротивлении выгодно делать и внутреннее сопротивление батареи малым, соединяя элементы параллельно; наоборот, при сравнительно большом внешнем сопротивлении выгодно увеличивать электродвижущую силу батареи, соединяя элементы последовательно.

Во всяком случае отдельные элементы батареи желательно иметь с малым сопротивлением.

124. Правила Кирхгофа. — Мы рассмотрели несколько частных случаев соединения проводников и показали, каким образом при данных разностях потенциалов, или электодвижущих силах, можно определить силу тока в каждом из проводников по формуле Ома. Для других, более сложных случаев можно также воспользоваться правилами расчета, данными Кирхгофом, которые состоят в следующем.

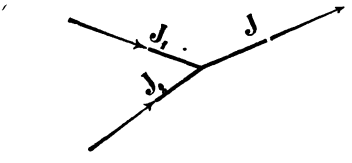


Рис. 109. Первое правило Кирхгофа.

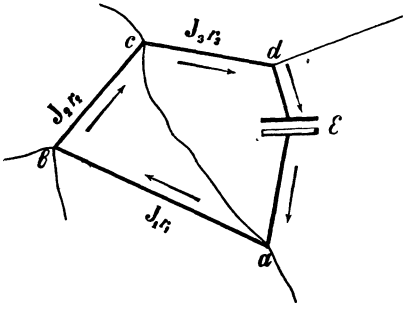


Рис. 110. Второе правило Кирхгофа.

1. В каждой точке пересечения проводников (рис. 109) алгебраическая сумма сил токов равна нулю; при этом токи, идущие по направлению к точке пересечения и отходящие от этой точки, нужно считать разных знаков:

$$\Sigma J = 0.$$

Это правило выражает, что в любой момент времени в данную точку столько же электричества притекает, сколько и утекает, так что в этой точке электричество не накопляется и не убывает.

2. В каждом замкнутом контуре *abcda*, выделенном мысленно в данной сети токов (рис. 110), сумма электродвижущих сил равна сумме из произведений сил токов на соответствующие сопротивления:

$$\Sigma Jr = \Sigma \mathcal{E}.$$

При этом для определения знаков слагающих необходимо представить себе, что обходишь выделенный контур в одном каком-нибудь направлении и, совершив полный обход контура, приходишь опять в ту же точку. Направление, совпадающее с обходом, нужно считать

за положительное, а противоположное ему направление считать за отрицательное.

Заметив, что Jr есть не что иное как падение потенциала на пути по сопротивлению r, мы можем второе правило Кирхгофа выразить и так:

Обходя мысленно какой-нибудь замкнутый контур в сети токов, мы увидим, что сумма всех попадающихся на пути электродвижущих сил $\mathcal{E}$ равна сумме всех падений потенциалов Jr в отдельных участках контура.

Это условие необходимо должно быть выполнено потому, что, придя снова в ту точку, из которой мы начали обход контура, мы должны получить тот же самый потенциал и, следовательно, сумма всех подъемов и падений потенциалов, которые мы встретим на пути, должна равняться нулю.

Мы уже не раз проводили аналогию между течением жидкости и электрическим током; эту аналогию можно провести и здесь. Представим себе водопроводную сеть из труб различного диаметра. Для движения жидкости по такой сети мы можем установить совершенно такие же правила Кирхгофа, как и для электрического тока. Действительно, в каждой точке сети сумма притекающего и утекающего количества жидкости в единицу времени равна нулю, потому что жидкость нигде не пропадает и нигде не нарождается; это будет соответствовать первому правилу Кирхгофа. Второе правило будет такое: обойдя любой замкнутый контур по трубам водопроводной сети, мы придем к исходной точке, причем сумма потерянных на нашем пути напоров будет равна сумме выигранных.

IV. ПРИБОРЫ И ИЗМЕРЕНИЯ

125. Провода. — Для соединения источников электрического тока с различными приборами и для соединения этих приборов между собою почти всегда употребляются медные проволоки, потому что медь из всех сравнительно дешевых металлов имеет наибольшую удельную электропроводность. Это обстоятельство в особенности важно при измерениях, когда обыкновенно сопротивлением соединительных проводов пренебрегают. Чтобы сделать сопротивление их возможно меньшим, употребляют провода короткие и большого поперечного сечения. Для того, чтобы провода большого сечения были все же гибкие, — а это большею частью необходимо при различных опытах, — их составляют из пучков более тонких проволок, свернутых друг с другом.

Провода бывают или *голые* или же *изолированные*, т. е. покрытые снаружи изоляцией, в виде слоя эмалевой краски, гуттаперчи, шелка

и т. п. Соответственно изолированные провода могут быть соединены в один пучек и образовать *кабели*.

Если нам желательно длинный провод иметь намотанным в виде катушки, то, конечно, он должен быть изолированный, иначе электричество не будет итти только вдоль по проводу, а будет переходить от одного оборота катушки непосредственно к соседнему.

Гибкие изолированные провода называются *шнурами*.

126. Сжимы и ключи. — Когда необходимо соединить друг с другом две проволоки, входящие в цепь электрического тока, то недостаточно бывает одного соприкосновения этих проволок, потому что на поверхности обыкновенно имеется слой окиси, который дурно проводит электричество, вследствие чего место соприкосновения, или *контакт*, проволок будет иметь заметное, а иногда и непостоянное сопротивление. Поэтому всегда при соединении двух проволок необходимо предварительно очистить их концы наждачною бумагою и затем спаять их вместе или, если соединение только временное, сжать оба конца винтом или так называемою *клеммою* (рис. 112).

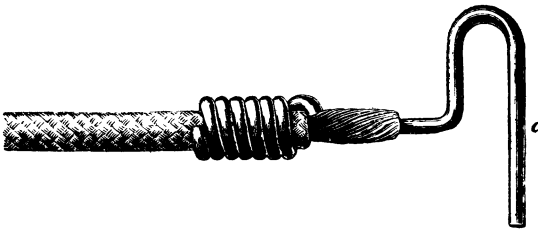


Рис. 111. Конец гибкого провода с крючком.



Рис. 112. Клемма.

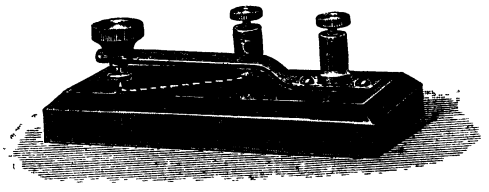


Рис. 113. Ключ.

Клеммы могут быть различного устройства и могут иметь *сжимы* не только для соединения двух, но и большего числа проволок между собою.

Для того чтобы гибкий провод (рис. 111) было удобно соединить с клеммою, к нему припаивают небольшую проволочку *a* или пластинку.

Если необходимо часто соединять и разъединять проволоки, то употребляют *ключ*, или *выключатель*, состоящий из двух клемм, соединенных промежуточною пластинкою (рис. 113). Отодвигая пластинку, мы размыкаем цепь тока. Конечно, ключ должен иметь по возможности малое сопротивление, и места соединения отдельных его частей

должны содержаться в чистоте и плотно примыкать друг к другу для того, чтобы при измерениях сопротивление ключа не приходилось принимать во внимание. Подобный же ключ представляет собою известная всем *кнопка* электрического звонка (рис. 114).

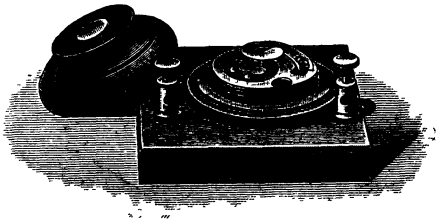


Рис. 114. Кнопка.

Иногда удобно бывает отдельные части проводников соединять *штепселями* (рис. 115), соединенными друг с другом гибким проводом.

Для различных целей выключателям придают различное устройство. При сильных токах необходимо быстрое выключение, иначе в ключе образуется пламя, называемое вольтовой дугой, которое сжигает контакты.

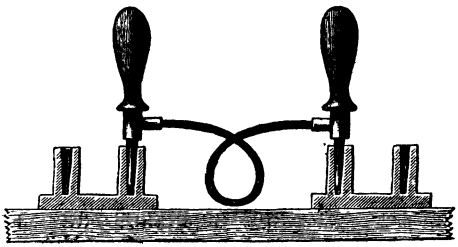


Рис. 115. Штепселя.

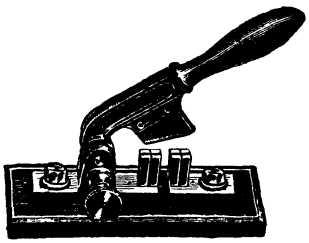


Рис. 116. Рубильник.

На рис. 116 показан ключ для токов в несколько десятков ампер; сообразно с своим видом он называется *рубильником*. Нож рубильника из меди; при замыкании он входит в медные пружины двух концов цепи и таким образом их соединяет; при поднятии ножа происходит размыкание одновременно в двух местах, т. е. у обеих пружин.

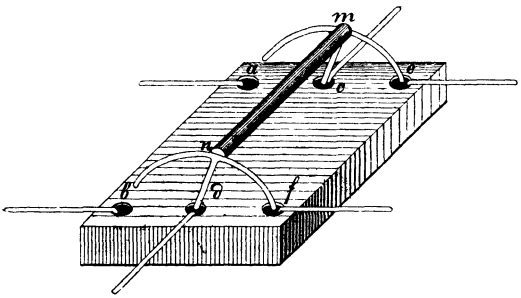


Рис. 117. Переключатель.

127. Переключатели. — Если требуется в данной цепи быстро заменить один прибор другим, то употребляются *переключатели*.

На рис. 117 изображен простейший переключатель, употребляемый в лабораториях. На деревянной доске расположены шесть чашечек со ртутью, из которых

две средних *c* и *d* соединены с цепью, а правая и левая пара — с двумя разными приборами.

В чашечки со ртутью вставляются медные проволоки в виде двух коромысл, соединенных друг с другом стеклянной палочкой *mn*. Смотря

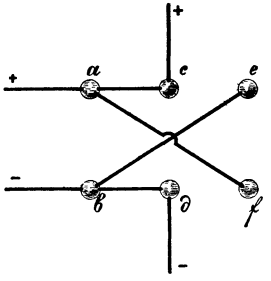


Рис. 118.

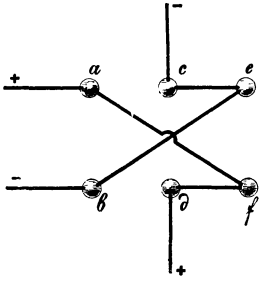


Рис. 119.

по тому, в какую сторону мы наклоним коромысла, у нас будет включен в цепь тот или другой прибор.

Переключатели могут служить и для быстрой перемены направления тока в цепь. Если, например, соединить крайние чашечки (рис. 118) друг с другом диагональными проводами *af* и *be*, причем *a* и *b* соединить с батареей элементов, а *c* и *d* — с гальванометром, то при перекладывании коромысла мы увидим, что направление тока в гальванометре меняется на противоположное. Это пояснено схематическими рисунками 118 и 119.

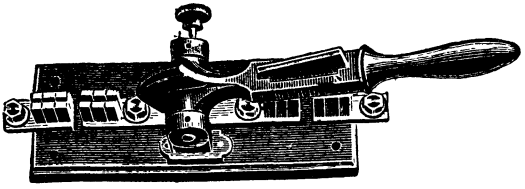


Рис. 120. Однополюсный переключатель.

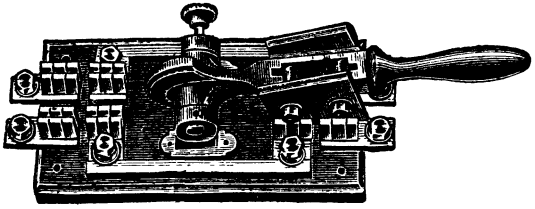


Рис. 121 Двухполюсный переключатель.

На рис. 120 и 121 показаны переключатели *однополюсный* и *двухполюсный*, употребляемые в технике для сильных токов; они имеют вид рубильников.

128. Вольтаметры. — Приборы, которые позволяют определить силу тока по его химическим действиям (см. рис. 122, 123, 124), называются *вольтаметрами*.

Из вольтаметров наиболее употребительны: медный — для сильных токов и серебряный, употребляющийся при более точных опытах, — для слабых токов; кроме того в лабораториях употребителен также газовый вольтаметр.

Медный вольтаметр состоит из двух тонких медных пластинок A и B (рис. 122), опущенных в сосуд с насыщенным раствором медного купороса $CuSO_4$. Через этот раствор пропускают измеряемый ток J некоторое время t.

Количество отложившейся за это время на катоде меди q определяется взвешиванием катодной пластинки B до опыта и после него. Приняв во внимание, что медь в медном купоросе имеет химический эквивалент 31,8, имеем по закону Фарадея (стр. 118):

$$q = 0{,}01036 \cdot 31{,}8\, Jt,$$

откуда и определяем силу тока J. Если вес меди выразим в миллиграммах, а силу тока J — в амперах, то

$$J = \frac{q}{0{,}329\, t}.$$

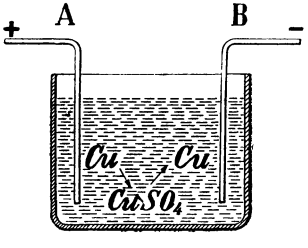


Рис. 122. Медный вольтаметр.

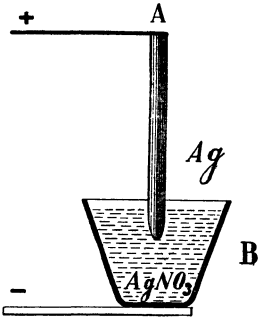


Рис. 123. Серебряный вольтаметр.

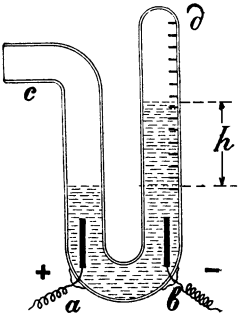


Рис. 124. Газовый вольтаметр.

В серебряном вольтаметре (рис. 123) электродами служат серебряный стержень A и платиновый тигель B, наполненный 15—30% раствором азотносеребряной соли ($AgNO_3$). Тигель перед опытом и после опыта взвешивается. Химический эквивалент серебра равен 107,93. Следовательно, один ампер выделит 1,1181 миллиграмма серебра в секунду.

Иногда удобнее пользоваться газовым вольтаметром (рис. 124). Последний состоит из U-образной трубки с запаянным концом d. В эту трубку впаяны два платиновых электрода, в нее наливают 20%-й раствор серной кислоты (H_2SO_4) и измеряют объем выделившегося водорода; с этой целью конец d трубки обыкновенно градуируют на кубические сантиметры. Так как 1 $см^3$ водорода, при 0° и 760 *мм*

давления, весит 0,093 *мг*, то объем q_0 водорода, выделяемого одним кулоном, будет:

$$q_0 = \frac{0{,}01036}{0{,}093}\ см^3 = 0{,}116\ см^3.$$

Отсюда для силы тока J, выделившего в течение t секунд при тех же условиях температуры и давления (т. е. при 0° и 760 *мм*) объем водорода, равный Q_0, будем иметь выражение:

$$J = \frac{Q_0}{t.0{,}116}\ \text{ампер}.$$

Если же при температуре ϑ и давлении p газовый вольтаметр показал объем водорода Q, то сила тока выразится через

$$J = \frac{Q}{(1+0{,}00367\,\vartheta)} \cdot \frac{p}{760} \cdot \frac{1}{t.0{,}116}\ \text{ампер}.$$

В формуле мы принимали за p давление сухого водорода без паров воды; поэтому надо ввести соответственную поправку — на давление f водяных паров, насыщающих пространство при данной температуре ϑ. Так как пар находится над раствором H_2SO_4, а не над водой, то его давление в действительности будет меньше; поэтому вместо f берут обыкновенно 0,88 f. Пусть p_0 — показание барометра (столб ртути) и h — разность уровней воды в вольтаметре; тогда, принимая плотность ртути в 12 раз больше плотности раствора H_2SO_4, имеем:

$$p = p_0 - \frac{h}{12}.$$

Вводя поправку 0,88 f, получим:

$$p = p_0 - \frac{h}{12} - 0{,}88\ f.$$

Величина f обыкновенно берется из таблиц.

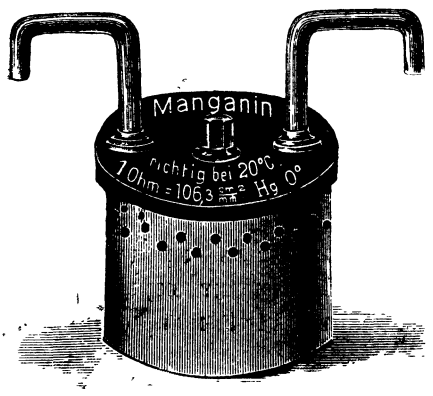


Рис. 125. Эталон Ома.

129. Эталоны сопротивления. — В прежнее время образцы, или эталоны, сопротивления изготовлялись из ртути, потому что ртуть гораздо легче других металлов можно приготовить химически чистою. Но все же точное изготовление определенной длины и определенного поперечного сечения трубки со ртутью представляет значительные

затруднения. Кроме того сопротивление ртути зависит от ее температуры. Поэтому в настоящее время чаще всего для эталонов сопротивления употребляют проволоки из манганина (рис. 125), сопротивление которого почти независимо от температуры, причем изготовленные

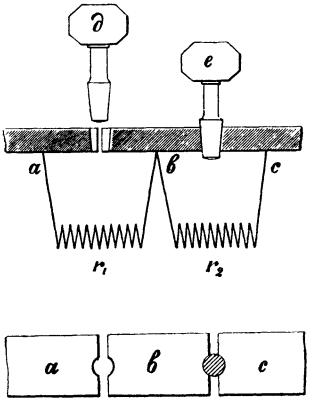


Рис. 126. Схема штепсельного реостата.

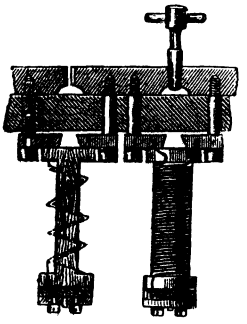


Рис. 127. Разрез штепсельного реостата.

образцы сравниваются непосредственно, без измерений длин и поперечных сечений, а чисто электрическим и наиболее точным путем, с основным эталоном.

130. Реостаты. Магазины сопротивлений. — Очень часто бывает желательным иметь под рукою несколько эталонов сопротивления различной величины. Такие наборы сопротивлений вполне аналогичны наборам разновесок при весах; они называются *реостатами*, или *магазинами сопротивлений*.

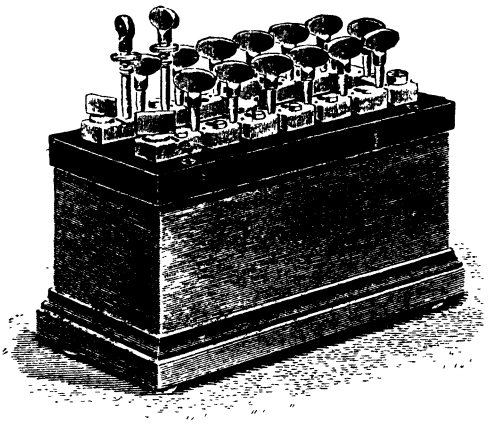


Рис. 128. Штепсельный реостат.

Реостаты состоят обыкновенно из деревянного ящика, к крышке которого привинчены короткие медные полосы (рис. 126 и 127); между каждыми двумя соседними полосами помещено сопротивление, состоящее из манганиновой проволоки, намотанной на катушке.

Если вставить конусообразный штепсель *e* (рис. 126) в промежуток между двумя медными полосами *b* и *c*, то обе полосы оказываются соединенными друг с другом *коротко*, т. е. почти без сопротивления. Благодаря большому сечению и незначительной длине соединительных

полос и штепселей их сопротивление ничтожно; кроме того они соединены с катушкой параллельно, поэтому и общее сопротивление всего соединения тоже ничтожно. Если же вынуть штепсель, например d, то электрический ток должен будет пройти через сопротивление r_1, которое таким образом окажется включенным в цепь.

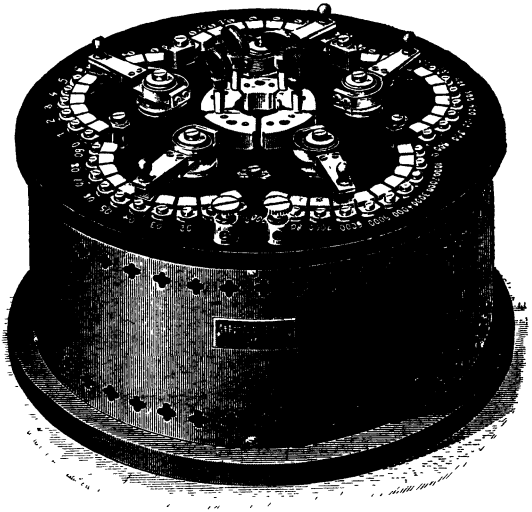


Рис. 129. Реостат с декадами сопротивлений.

На рис. 128 показан общий вид такого магазина сопротивлений. Когда все штепселя вставлены, то сопротивление реостата ничтожно. Вынимая те или иные штепселя, можно включить в цепь по желанию любое сопротивление магазина; величина же этих сопротивлений определена заранее с большою точностью; у штепселей поставлены соответствующие цифры: 1, 2, 3, 4, 10, 20, 30, 40 омов и т. д.

Для того чтобы можно было положиться на данный магазин и быть уверенным в его показаниях, необходимо его содержать в чистоте, в особенности места соприкосновения штепселей с полосами должны быть чисты, иначе в этих местах могут получиться добавочные сопротивления, которыми уже нельзя будет пренебрегать. Для более совершенного соприкосновения штепселей с полосами полезно, вставляя штепсель, немного повертывать его на месте.

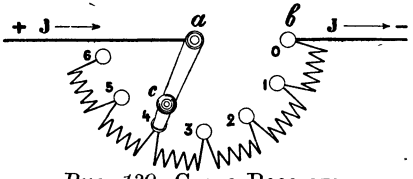


Рис. 130. Схема Реостата с ручкой.

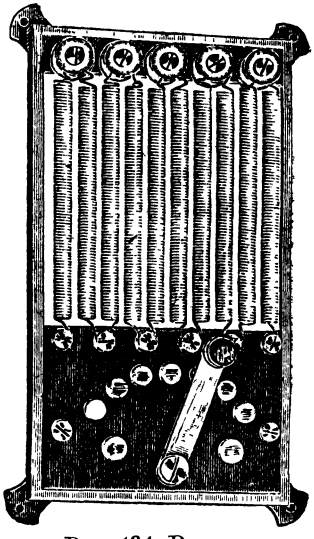


Рис. 131. Реостат с ручкой.

Иногда отдельные сопротивления бывают соединены в магазине по десяткам (декады) (рис. 129). В каждом десятке сопротивления одинаковы и равны 1, или 10, или 100 омам и соединены друг с другом последовательно. При посредстве ручки с пружиною (рис. 130), скользящею по кнопкам, поставленным в местах соединения отдельных сопротивлений, можно отделить любое число их и включить в цепь.

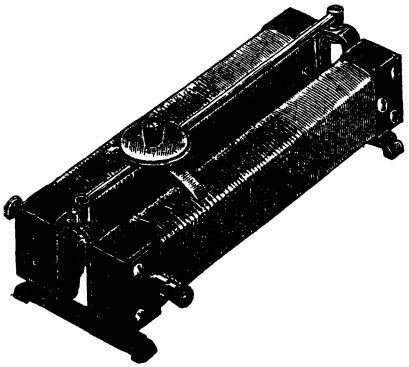


Рис. 132. Реостат со скользящим контактом.

Реостаты с передвижной ручкой (рис. 131) употребляются в особенности в тех случаях, когда не требуется знать точно величину включаемого сопротивления, но необходимо иметь возможность быстро менять

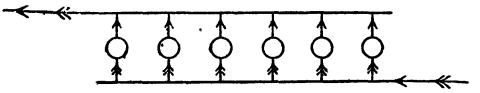


Рис. 133. Схема лампового реостата.

его для регулировки тока в цепи. На рис. 130 показана схема такого регулирующего реостата, а на рис. 131 изображен его внешний вид. Конечно, при таком способе включаемое сопротивление меняется скачками при переходе от одной кнопки к другой. Для получения более постепенных переходов устраивают реостат из голой проволоки, намотанный на фарфор (рис. 132); контакт скользит здесь непосредственно по самой проволоке.

Часто бывает удобно устраивать реостаты из лампочек накаливания (рис. 134). Обыкновенно лампочки включаются все параллельно (рис. 133); поэтому, чем более включено лампочек, тем меньше сопротивление реостата, и тем сильнее сила тока в цепи. Для получения больших сопротивлений употребляются тонкие угольные или графитовые полоски; например для такой цели может служить черта, проведенная карандашом по матовому стеклу. Наконец, очень большие сопротивления делают из слабых и плохо проводящих растворов.

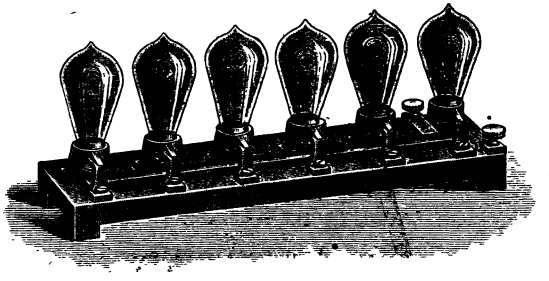


Рис. 134. Ламповый реостат.

131. Измерение сопротивлений подстановкою. — Имея магазин сопротивлений, нетрудно определить сопротивление любого данного проводника в омах. Проще всего это делается следующим образом.

Данный проводник r (рис. 135) вводят в одну общую цепь с элементом E, гальванометром G и ключом K. Замкнув ключ K, замечаем показание гальванометра G. Если после этого на место проводника r поставить магазин и подобрать на нем такое сопротивление, чтобы отклонение гальванометра было то же, что и прежде, то, очевидно, это сопротивление и будет равно сопротивлению проводника r. Вместо неизвестного сопротивления r мы подставили известное, отчего и способ этот носит название способа подстановки.

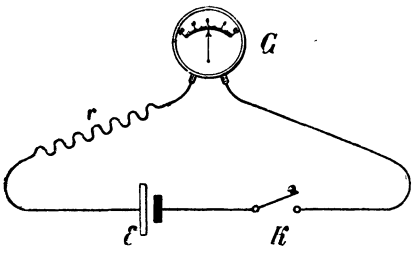


Рис 135. Измерение сопротивлений подстановкой.

Способ этот вполне аналогичен взвешиванию на весах посредством тарирования. Положим на какую-нибудь чашку весов груз Q и, уравновесив его приблизительно какою-либо тарою, например, дробью, насыпанной на другую чашку весов, заметим отклонение стрелки по делениям. Затем заменим неизвестный груз Q разновесками и добьемся такого же отклонения стрелки, как и прежде. Очевидно, тогда вес груза Q будет равен весу разновесок.

132. Мостик Уитстона. — Сопротивление проводника можно определить еще другим способом, позволяющим достичь в высшей степени точных результатов.

Представим себе (рис. 136) два проводника ABC и ADC, соединенных параллельно, и пусть некоторые точки их — B и D соединены между собою проводником BD („мостиком“) с гальванометром G. Спросим себя, как подобрать сопротивления r, r_1, r_2, x, чтобы в гальванометре не было никакого тока. Для того чтобы в проводнике BD не было электрического тока, он должен быть по всей своей длине при одном и том же потенциале, т. е. потенциалы точек B и D должны быть одинаковы; назовем этот потенциал через V.

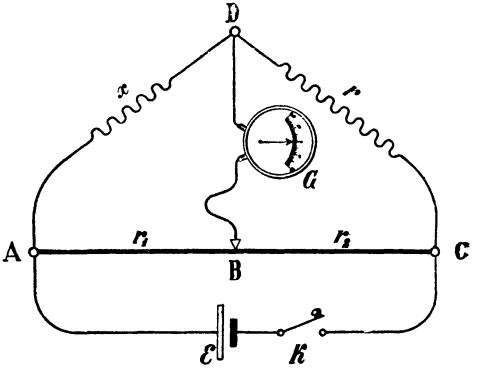


Рис. 136. Мостик Уитстона.

В точках A и C потенциалы, конечно, будут разные; пусть они будут равны соответственно V_1 и V_2.

Далее, если в проводнике BD нет тока, то в точках B и D электрический ток не разветвляется, а все электричество, текущее по AB, продолжает течь и по BC, точно так же и весь ток, идущий по AD, идет и по DC. Назовем силу тока в проводниках AD и DC через J_1, а силу тока в AB и BC — через J_2 и напишем для каждого из четырех подобранных нами проводников формулу Ома. Тогда получим:

$$V_1 - V = xJ_1 = r_1J_2,$$

$$V - V_2 = rJ_1 = r_2J_2,$$

откуда

$$\frac{x}{r} = \frac{r_1}{r_2}.$$

Вот какое условие должно быть соблюдено для того, чтобы в проводнике BD не было электрического тока.

Этим соотношением можно воспользоваться для того, чтобы определить величину одного из сопротивлений x, когда известно r и отношение r_1 к r_2.

Проводник ABC обыкновенно делается из цельной проволоки, длиною в один метр, однообразного по всей длине сечения; проволока натянута на деревянном масштабе, разделенном на миллиметры. По проволоке AC может скользить контакт B, положение которого отсчитывается по масштабу AC. Соединив клеммы A и C с элементом E и ключом K, клеммы B и D с гальванометром G и вставив между D и C какое-нибудь известное сопротивление r, а между A и D—то сопротивление x, величину которого необходимо определить, перемещают скользящий контакт B до тех пор, пока стрелка гальванометра в BD не будет оставаться неподвижною как при замыкании ключа K, так и при его размыкании. Так как проволока AC имеет везде одно и то же сечение, то сопротивления AB и BC пропорциональны их длинам; поэтому, отсчитав по масштабу положение скользящего контакта B и пользуясь выведенным выше соотношением, можно определить величину неизвестного сопротивления x.

Хотя это соотношение и справедливо для всякого значения выбранного нами известного сопротивления r, но гораздо выгоднее, сделав предварительные опыты, выбрать r так, чтобы оно не слишком отличалось от неизвестного сопротивления x, т. е. чтобы скользящий контакт B, при отсутствии тока в гальванометре, устанавливался около середины проволоки. При таком положении большому передвижению

скользящего контакта вправо и влево соответствует лишь небольшое изменение отношения r_1 к r_2, а потому установка этого контакта и определение величины сопротивления x могут быть сделаны с большею точностью, чем в том случае, когда скользящий контакт приходится около одного из концов проволоки AC.

Когда сопротивления x и r в мостике Уитстона велики в сравнении с сопротивлением проволоки ABC, то почти весь ток от элемента пойдет по этой проволоке. В этом случае выгодно бывает поставить элемент E и ключ K в ветвь BD, а гальванометр G поставить на место элемента.

За дальнейшими подробностями об измерении сопротивлений мы отсылаем читателя к специальным курсам по электрическим измерениям.

133. Сравнение электродвижущих сил. — Если даны два элемента и необходимо определить, во сколько раз электродвижущая сила $\mathcal{E}$ в одном элементе больше, чем e в другом, то мы могли бы поступить таким образом. Соединив полюсы каждого элемента порознь с электрометром, заметим показание этого последнего; отношение между этими показаниями равно отношению между разностями потенциалов на полюсах каждого элемента, а так как элементы при этом не замкнуты и тока нет, то оно же будет равно отношению между электродвижущими силами данных элементов. Но электростатические измерения с электрометрами всегда представляют некоторые затруднения; поэтому на практике их избегают и стараются свести сравнение электродвижущих сил к сравнению сопротивлений, тем более, что отношение между сопротивлениями легко определяется с большою точностью.

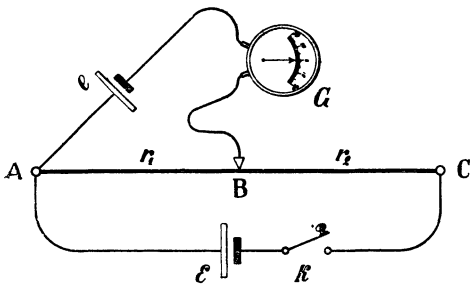


Рис. 137. Сравнение электродвижущих сил.

Это может быть сделано следующим образом (способ Поггендорфа). Пусть один из данных нам элементов имеет электродвижущую силу $\mathcal{E}$, другой — e. Замкнем элемент $\mathcal{E}$ (рис. 137) на сопротивления r_1 и r_2, величина которых пусть будет велика в сравнении с сопротивлением самого элемента. Тогда, при вычислении силы тока J в цепи, сопротивлением элемента можно пренебречь и написать:

$$J = \frac{\mathcal{E}}{r_1 + r_2}.$$

Разность потенциалов между A и B будет:

$$Jr_1 = \mathcal{E}\frac{r_1}{r_1 + r_2}.$$

К точкам A и B примкнем новую цепь, состоящую из элемента e и гальванометра G, причем полюсы этого элемента присоединим таким образом, чтобы электродвижущая сила e была направлена противоположно разности потенциалов между A и B. Так, например, если потенциал A выше B, то соединим с A положительный полюс элемента e, а с B — его отрицательный полюс. После этого подберем сопротивления r_1 и r_2 так, чтобы в гальванометре G не было тока. Если мы этого добились, то, очевидно, электродвижущая сила элемента e будет равна разности потенциалов между A и B:

$$e = \mathcal{E}\frac{r_1}{r_1 + r_2}.$$

Хотя элемент e в этом случае и замкнут, но так как в нем не течет электрического тока, то электродвижущая сила его равна вольтажу (стр. 130, **122**).

Таким путем, зная сопротивления r_1 и r_2, можно сравнить друг с другом электродвижущие силы любых двух элементов $\mathcal{E}$ и e.

Заметим, однако, что для того, чтобы можно было добиться отсутствия тока в гальванометре G, необходимо в $\mathcal{E}$ поставить элемент с большею электродвижущею силою, чем в e, как это видно и из выведенной нами формулы. Ведь r_1 всегда меньше, чем $(r_1 + r_2)$.

Абсолютные величины сопротивлений здесь не играют роли, — важно знать лишь их отношение.

V. ТЕПЛОВЫЕ ДЕЙСТВИЯ ТОКА

134. Работа и эффект тока. — Когда электричество e переходит от потенциала V_1 к потенциалу V_2, то при этом совершается работа:

$$W = e(V_1 - V_2) = eV,$$

где V — разность этих потенциалов.

Мы видели, что в электрическом токе происходит постоянное перемещение электричества от высшего потенциала к низшему, поэтому в электрическом токе непременно должна совершаться работа. Если сила тока равна J и ток проходил в течение t секунд, то коли-

чество прошедшего за это время электричества $e = Jt$, причем ток совершит работу:

$$W = JVt.$$

Работа, совершаемая в единицу времени, называется эффектом, или мощностью, и, следовательно, эффект, или мощность тока,

$$U = \frac{W}{t} = JV.$$

Основываясь на законе Ома, мы можем в этой формуле подставить

$$J = \frac{V}{r} \text{ или } V = Jr$$

и получить таким образом три различных выражения для эффекта электрического тока:

$$U = JV = \frac{V^2}{r} = J^2 r.$$

135. Практические единицы работы и эффекта. — Если сила тока выражена в амперах, а разность потенциалов в вольтах, то работа тока выражается в *джоулях* (стр. 67, **64**), а эффект в *уаттах*. Таким образом имеем:

$$\text{джоуль} = \text{кулон} \times \text{вольт} = 10^7 \text{ эрг} = \frac{10^7}{981} \text{ г см} = \frac{1}{9{,}81} \text{ кгм}.$$

$$\text{Уатт} = \frac{\text{джоуль}}{\text{секунда}} = \frac{\text{кулон}}{\text{секунда}} \cdot \text{вольт} = \text{ампер} \cdot \text{вольт}.$$

$$\text{Уатт} = 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{секунда}} = \frac{1}{9{,}81} \frac{\text{килограмм} \cdot \text{метр}}{\text{секунда}}.$$

Лошадиная сила представляет собою эффект, или мощность, в 75 килограммометров в секунду; поэтому можно сказать, что одна лошадиная сила равна $75 \cdot 9{,}81 = 736$ уатт.

Кроме того употребительны еще следующие наименования:

$$\begin{aligned} \text{гектоуатт} &= 100 \text{ уатт}, \\ \text{килоуатт} &= 1\,000 \text{ уатт}. \end{aligned}$$

Следовательно, лошадиная сила равна 0,736 килоуатта.

Вместо единицы работы *джоуль* употребляются часто более крупные единицы — *гектоуаттчас* или *килоуаттчас*. Легко сообразить, почему

$$\begin{aligned} \text{гектоуаттчас} &= 3{,}6 \cdot 10^5 \text{ джоулям}, \\ \text{килоуаттчас} &= 3{,}6 \cdot 10^6 \text{ джоулям}. \end{aligned}$$

136. Джоулево тепло.— Спрашивается, куда же девается та работа, которая производится постоянным электрическим током? Джоуль доказал, что вся эта работа целиком превращается в теплоту внутри самого проводника, по которому идет постоянный электрический ток.

Что проводник, по которому идет электрический ток, нагревается,— было известно и раньше Джоуля, и в этом легко убедиться на любом опыте с электрическим током. При сильном токе проводник может быть доведен до степени каления, и этим обстоятельством пользуются в настоящее время в широкой степени для целей электрического освещения — так называемыми *лампочками накаливания*.

Но опыты Джоуля показали, что в проводнике, на концах которого разность потенциалов равна одному вольту и по которому течет один ампер, ежесекундно выделяется 0,24 *кал* (малых калорий) тепла.

С другой стороны, мы знаем, что в то же самое время эффект тока был равен одному уатту и что в течение одной секунды ток произвел работу в один джоуль, т. е. $\frac{1}{9{,}81}$ килограммометра.

Принимая во внимание, что малая калория равна 0,425 килограммометра, мы видим, что если действительно вся энергия электрического тока превращается в теплоту, то

$$\text{джоуль} = \frac{1}{9{,}81 \cdot 0{,}425} = 0{,}24 \text{ кал},$$

что и подтверждается опытами Джоуля.

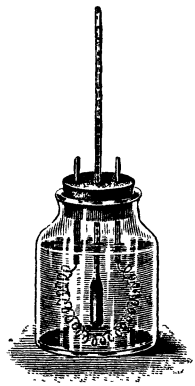


Рис. 138. Нагревание электрическим током.

Опыт Джоуля можно повторить в грубом виде при помощи следующего простого прибора (рис. 138). Небольшой стеклянный стакан содержит в себе 200 $см^3$ воды. В пробке, закрывающей этот стакан, укреплены две проволоки, служащие концами спиралевидного проводника, погруженного в воду, и термометр. Если спираль (из манганина) имеет сопротивление в 1 ом и мы пустим в нее ток от двух аккумуляторов, т. е. от 4 вольт, то получим ток в 4 ампера. Это составляет эффект в 16 уатт и дает нам ежесекундно по 4 *кал* теплоты, вследствие чего температура воды в стакане будет подниматься приблизительно на 1 градус в минуту.

Предлагаем читателю самому проверить эти данные вычислением.

Конечно, для получения точных результатов требуются все те предосторожности, которые обыкновенно принимаются при калориметрических опытах.

137. Нагревание проводника. — Представим себе, что в проводнике, или в какой-нибудь мысленно выделенной нами части его, идет электрический ток J; тогда проводник будет нагреваться, и его температура будет подниматься, причем в каждую секунду в нем будет выделяться $0{,}24J^2r$ малых калорий. Если длина проводника l, его поперечное сечение S и его удельное сопротивление ρ, то сопротивление проводника будет $r=\rho\frac{l}{S}$. Количество выделяемого тепла выразится через $U=0{,}24J^2\rho\frac{l}{S}$. Так как объем проводника равен lS, то в каждом кубическом сантиметре каждую секунду будет выделяться

$$U_0=0{,}24\frac{J^2}{S^2}\rho=0{,}24i^2\rho\frac{кал}{сек};$$

здесь i означает плотность электрического тока в амперах на $см^2$.

Итак, количество теплоты, выделяемой током в единицу времени и в единице объема проводника, пропорционально квадрату плотности тока и удельному сопротивлению проводника.

Этот результат мы можем получить и непосредственно. Разность потенциалов на длине одного $см$ равна напряжению поля E, а эффект тока в $см^3$ будет iE. По закону Ома (стр. 122, **113**) $E=\rho i$; следовательно, эффект

$$U=i^2\rho\frac{уатт}{см^3}.$$

Для того чтобы узнать, насколько повысится температура данного проводника, необходимо знать его теплоемкость. Пусть удельная теплота проводника равна c, а удельный вес, т. е. вес 1 $см^3$ его, — d; тогда теплоемкость одного кубического сантиметра его будет cd. Количество тепла, полученное проводником при повышении температуры его на ϑ градусов, будет $cd\vartheta$, и по закону Джоуля:

$$0{,}24\,i^2\rho t=cd\vartheta.$$

Но вычисление температуры проводника не может быть сделано по этой формуле, потому что, хотя вся энергия тока и превращается в теплоту, но не все тепло, доставляемое током, идет на нагревание проводника; часть этого тепла передается окружающему проводник пространству путем теплопроводности, другая часть — путем лучеиспускания. Температура проводника не будет расти все время, а достигнет некоторого предела. Действительно, чем выше будет темпера-

тура проводника, тем больше будет он отдавать тепла окружающему пространству; поэтому через некоторое время прибыль тепла вследствие превращения электрической энергии и убыль его путем теплопроводности и лучеиспускания уравновесятся, и температура останется постоянною.

Вычисление окончательной температуры, принимаемой проводником при проходе по нем электрического тока, в большинстве случаев довольно сложно. Поэтому на практике ограничиваются указанием той плотности тока, которую можно допустить в различных проводниках, не опасаясь их чрезмерного нагревания и порчи окружающего их изолирующего слоя. Эти данные устанавливаются непосредственным опытом. Так, в технике принято допускать в изолированных проводниках плотность тока от 1 до 3 ампер на квадратный миллиметр.

В проводах, лишенных изолирующего покрова, или в проводах, хорошо вентилируемых или омываемых охлаждающею жидкостью, или, наконец, при кратковременных токах, можно, конечно, допустить гораздо бо́льшую плотность электрического тока.

Влияние окружающей среды на температуру проводника можно легко заметить на следующем опыте. Если через платиновую проволочку, помещенную в пустоте, пропускать электрический ток такой силы, чтобы проволочка накаливалась, и затем пустить в это пространство воздух, то мы тотчас же заметим уменьшение накаливания, т. е. понижение температуры проволочки, потому что в первом случае лишь незначительное количество тепла терялось лучеиспусканием, во втором же случае к лучеиспусканию прибавилась еще потеря тепла через теплопроводность и конвекцию в воздухе.

138. Энергия, выделяемая при последовательном и параллельном соединении. — Если проводники включены в цепь *последовательно*, то сила тока J в обоих проводниках одинакова, и энергия, выделяемая в том и другом проводнике ежесекундно, или эффект тока, будет:

$$U_1 = J^2 r_1; \qquad U_2 = J^2 r_2.$$

Эти эффекты *прямо пропорциональны* сопротивлениям.

Вот почему угольная нить лампочки накаливания раскаляется, тогда как медные проводка, ведущие к ней ток, остаются холодными. По той же причине плохое соединение двух проволок (плохой контакт) электрической сети должно преимущественно нагреваться током. Обыкновенно для предотвращения этого в электрических установках концы соединяемых проволок тщательно спаивают вместе.

При *параллельном* соединении сила тока в проводниках будет разная, зато все они имеют общую разность потенциалов V, и энергия, выделяемая ежесекундно, может быть выражена формулами:

$$U_1 = \frac{V^2}{r_1}; \quad U_2 = \frac{V^2}{r_2}.$$

В этом случае эффекты *обратно пропорциональны* сопротивлениям, т. е. как раз противоположно тому, что наблюдается при последовательном соединении проводников.

Отсюда следует, что если лампочки накаливания включены в цепь параллельно, как это и делается обыкновенно, то лампочка с меньшим сопротивлением будет брать на себя больше энергии, чем лампочка с бóльшим сопротивлением.

По той же причине, при включении в цепь какого-либо малого сопротивления, свет параллельно включенных лампочек тотчас же ослабляется.

139. Коэффициент полезного действия. — Всем хорошо известно, что энергия, добываемая тем или иным способом, не может быть целиком употреблена с пользою; часть этой энергии всегда теряется в различного родах механизмах или передатчиках энергии. Отношение полезной энергии ко всей добываемой энергии и называется *коэффициентом полезного действия* данного механизма или данного сооружения. Ясно, что коэффициент полезного действия всегда меньше единицы, но механизм нужно считать тем совершеннее, чем ближе его коэффициент полезного действия к единице. Часто коэффициент полезного действия выражают в процентах, и тогда желательно, чтобы он был близок к 100%.

В современных электромашинах коэффициент полезного действия очень велик и иногда доходит до 95%. Но сооружения, состоящие из целого ряда связанных между собою механизмов, имеют коэффициент гораздо меньший. Так, например, обыкновенно считается, что в котлах и паровых машинах тратится около одного килограмма угля на лошадиную силу в час. Но один килограмм хорошего угля выделяет при горении 8 000 больших калорий тепла, что составляет 3 400 000 *кгм*. Между тем одна лошадиная сила в час составляет лишь $75 \cdot 60 \cdot 60 = 270\,000$ *кгм*, и коэффициент полезного действия получается 0,08, или около 10%.

Рассмотрим сооружение, состоящее из парового котла, паровой машины и электромашины.

Если тепловую энергию топлива обозначим через W_0, а коэффициент полезного действия котла—через η_1, то получим энергию пара,

подходящего к паровой машине, равную $W_1 = \eta_1 W_0$. Часть этой энергии пойдет на нагревание паровой машины и на трение; если коэффициент полезного действия паровой машины η_2, то механическая энергия, получаемая электромашиной, будет лишь

$$W_2 = \eta_2 W_1 = \eta_1 \eta_2 W_0.$$

Наконец, если коэффициент электромашины η_3, то электрическая энергия во внешней цепи

$$W = \eta_1 \eta_2 \eta_3 W_0 = \eta W_0.$$

Здесь η будет, очевидно, коэффициентом полезного действия всего сооружения; мы видим, что он равен произведению из коэффициентов полезного действия отдельных частей этого сооружения. Так как все эти коэффициенты меньше единицы, то произведение их будет и подавно меньше единицы.

Сказанное нами об энергии применимо, конечно, и к мощности.

В вышеприведенном примере наибольшая потеря энергии происходит в котлах, около 85%, так что только $\eta_1 = 0{,}15$ энергии, выделяемой топливом при горении, доходит до паровой машины; если коэффициенты полезного действия машин равны соответственно $\eta_2 = 0{,}75$ и $\eta_3 = 0{,}85$ то $\eta = 0{,}15 \cdot 0{,}75 \cdot 0{,}85 = 0{,}1$. Это означает, что всего только 10% тепловой энергии топлива мы получаем в виде электрической энергии в цепи. Подобным образом обыкновенно и рассчитывают количество полезной энергии.

Наоборот, если мы знаем, сколько полезной энергии нам необходимо получить, то, по известным коэффициентам полезного действия, можем определить, какой мощности нам нужны машины.

Пусть для освещения какого-либо зала требуется 100 лампочек накаливания по 50 свечей каждая, т. е. всего требуется 5 000 свечей. Если применить для этого освещения так называемые „полу-уаттные“ лампы, которые при небольших лампочках расходуют около 0,7 уатт на свечу, то на все освещение потребуется

$$5\,000 \cdot 0{,}7 = 3\,500 \text{ уатт} = 4{,}7 \text{ лош. сил.}$$

Если коэффициент полезного действия динамомашины 0,85, а потери в проводе мы допустим 10%, то на все 100 лампочек потребуется машина в

$$4{,}7 \cdot 1{,}15 \cdot 1{,}10 = 6 \text{ лош. сил.}$$

В прежнее время, когда еще не умели делать тонких металлических волосков для лампочек накаливания, а употребляли исключи-

тельно угольные нити, на те же 5 000 свечей требовалась мощность почти в 7 раз больше.

Коэффициент полезного действия какой-либо машины или какого-либо аппарата не есть величина постоянная, а зависит также от количества потребляемой энергии. Данные выше величины коэффициентов для машин соответствуют случаям, когда машины работают при тех именно условиях, для которых они рассчитаны; при большем или меньшем потреблении энергии или, как принято говорить, при большей или меньшей их *нагрузке*, сравнительно с нормальной, их коэффициенты полезного действия будут уже меньше.

140. Наибольшее полезное действие. — Не нужно смешивать коэффициент полезного действия с самим полезным действием. Стремясь к наибольшему коэффициенту полезного действия, мы не всегда достигнем наибольшего полезного действия.

В особенности ясно видно это на примере гальванической батареи.

Пусть $\mathcal{E}$ — электродвижущая сила данной батареи, а J — сила даваемого ею тока; тогда полный эффект батареи

$$U_0 = \mathcal{E}J \text{ уатт.}$$

Мы знаем, что не весь этот эффект получается нами во внешней цепи, потому что часть его затрачивается бесполезно на внутреннее сопротивление, т. е. на нагревание самой батареи, и если V — вольтаж, то во внешней цепи мы получим лишь эффект

$$U = VJ \text{ уатт.}$$

Это и будет *полезный* эффект батареи, а коэффициент ее полезного действия будет, следовательно,

$$\eta = \frac{U}{U_0} = \frac{V}{\mathcal{E}}.$$

Как видим, коэффициент η зависит от нагрузки, т. е. от силы тока J, так как вольтаж сам зависит от J (стр. 130, **122**):

$$V = \mathcal{E} - Jr.$$

Коэффициент полезного действия будет наибольший и будет равен единице, когда $V = \mathcal{E}$.

Но тогда сила тока J должна быть равна нулю, т. е. батарея совсем не должна работать, а вместе с тем и ее полезное действие тоже будет равно нулю.

Если же мы пожелаем извлечь из данной нам батареи наибольшее полезное действие, то должны брать от нее такой ток J, чтобы

эффект U был наибольший. Эту величину мы можем представить так:

$$U = VJ = (\mathscr{E} - Jr)J = r\left(\frac{\mathscr{E}}{r} - J\right)J.$$

Внутреннее сопротивление данной батареи есть величина постоянная, поэтому для наибольшего U нам необходимо, чтобы произведение $\left(\frac{\mathscr{E}}{r} - J\right)$ и J было наибольшим. Так как сумма этих двух множителей равна $\frac{\mathscr{E}}{r}$ и есть величина постоянная, то произведение их будет наибольшим, когда они равны друг другу:

$$\frac{\mathscr{E}}{r} - J = J,$$

откуда

$$J = \frac{\mathscr{E}}{2r}.$$

Зная, что сила тока

$$J = \frac{\mathscr{E}}{r + r_1},$$

мы приходим к заключению, что *наибольшее полезное действие* данной батареи мы получим в том случае, если сделаем внешнее сопротивление r равным внутреннему сопротивлению r_1 батареи.

В этом случае вольтаж во внешней цепи будет:

$$V = \frac{\mathscr{E}}{2},$$

коэффициент полезного действия

$$\eta = \frac{V}{\mathscr{E}} = \frac{1}{2},$$

а само полезное действие

$$U = VJ = \frac{\mathscr{E}^2}{4r}$$

будет наибольшим.

Наибольшее полезное действие при данной электродвижущей силе будет тем больше, чем меньше внутреннее сопротивление батареи.

Выведенные нами соотношения имеют место не только для гальванической батареи, но и для других источников электрического тока.

141. Технические применения электрического нагревания. — Джоулевым теплом пользуются в технике при устройстве нагревательных приборов. Эти приборы, предназначенные большею частью для нагревания воды, имеют вид кастрюлей, чайников и т. п.

Дно, а иногда и бока подобных приборов делаются двойными, а внутри помещают проволоку, покрытую особою, выдерживающею высокую температуру эмалью, или вкладывают слюдяную пластинку с тонким проводящим слоем. При пропускании тока проволока или проводящий слой нагреваются и передают свое тепло прибору и находящейся в нем воде. Конечно, если воды еще нет в приборе, то его нельзя включить в сеть тока, потому что находящийся внутри проводник нагреется при этом слишком сильно и прибор может испортиться.

Вычислим для примера, что стоит вскипятить 1 литр (4 стакана) воды. Для нагревания одного литра на 100° нам необходимо затратить 100 000 *кал*. Прибавляя еще 20% на потери лучеиспусканием и теплопроводностью нагревателя, можем написать по закону Джоуля:

$$0{,}24\,VJt = 120\,000 \text{ кал},$$

откуда

$$VJt = 500\,000 \text{ джоулей} = 1{,}4 \text{ гектоваттчасов}.$$

Считая стоимость гектоваттчаса за 3 коп., получаем стоимость нагревания 4 стаканов воды до 100° в 4,2 коп.

Несмотря на такую кажущуюся дороговизну электрического способа нагревания, он тем не менее понемногу входит в употребление, благодаря своему удобству и опрятности, а в некоторых случаях он оказывается даже более выгодным.

Во всех технических приборах нагревание вызывается либо сопротивлением металла, как, например, в разного рода нагревательных приборах и при электрическом плавлении, либо сопротивлением плохого контакта, как, например, при электрическом паянии, или, наконец, сопротивлением раскаленного воздуха в вольтовой дуге, как в печи Муассана.

В лабораториях теперь нередко употребляется электрическая печь Гереуса. Она состоит из фарфоровой трубки, окруженной спирально намотанной платиновой лентой толщиною в 0,007 *мм*. При прохождении тока лента накаливается, и внутри фарфоровой трубки можно получить температуру до 2 000°. Для предотвращения потери тепла наружу, внутренняя форфоровая трубка окружается снаружи второй трубкой большего диаметра, и промежуток между ними за-

полняется каким-нибудь веществом, плохо проводящим тепло, например магнезией.

142. Вольтова дуга. — Еще более высокие температуры можно получить при помощи так называемой „вольтовой дуги".

Производя опыты с вольтовым столбом, химик Дэви в Англии и одновременно с ним Петров в России (1803 г.) заметили, что если соединить концы вольтова столба с двумя соприкасающимися угольками, то угольки загораются ослепительно белым пламенем. При горизонтально помещенных угольках пламя, образующееся между ними, изгибается кверху в виде дуги, почему это явление и получило название *вольтовой дуги*. В настоящее время вольтова дуга, как известно, употребляется для освещения.



Рис. 139. Угли вольтовой дуги.

Вольтова дуга образуется следующим образом. При соединении углей между ними получается плохой контакт, и это место быстро нагревается и накаливает окружающий воздух. Так как раскаленный воздух довольно хорошо проводит электричество, то можно раздвинуть концы углей на некоторое расстояние, причем ток поддерживает воздух в раскаленном состоянии и образует пламя вольтовой дуги. Конечно, при этом не только воздух, но и сами угли сильно раскаливаются и отчасти сгорают, отчасти превращаются в пары (сублимируются). В особенности сильно сгорает положительный уголь, вследствие чего в нем образуется кратер (рис. 139). Положительный уголь главным образом и испускает из себя тот белый свет, которым пользуются для освещения.

По мере сгорания углей их приходится сближать друг с другом, иначе дуга потухнет. Это сближение делается либо рукой, либо при помощи особых автоматических *регуляторов*. На рис. 140 показана ручная регулировка вольтовой дуги.

Так как положительный уголь сгорает приблизительно вдвое быстрее отрицательного, то его делают вдвое большего сечения; тогда сближение обоих углей при сгорании может быть одинаковым.

При одинаковом сближении обоих углей источник света, несмотря на сгорание углей, остается все в одном и том же месте, а это для многих целей, например для проекционных фонарей, является необходимым.

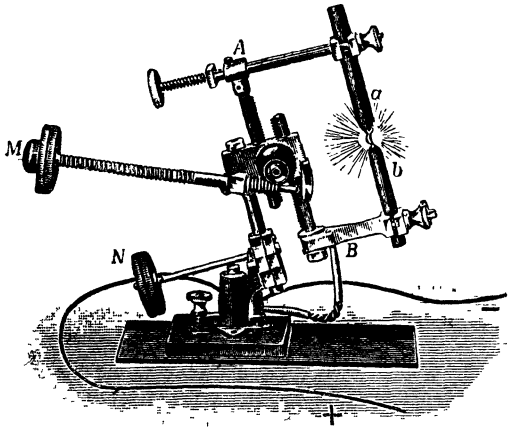


Рис. 140. Ручной регулятор.

Расстояние между углями бывает обыкновенно от 2 до 5 миллиметров, и при силе тока в 10—15 ампер разность потенциалов между углями достигает 40—50 вольт. При соответственном расстоянии между углями получается правильное и спокойное горение дуги; в противном случае вольтова дуга перескакивает от одного места угля к другому, свет получается неровный, и дуга шипит. Для более правильного образования кратера центральную часть положительного угля делают из более рыхлой угольной массы, чем его наружная часть, и такие угли называются тогда *фитильными углями*.

Так как почти весь свет дуги исходит из кратера положительного угля, то при расположении углей, показанном на рис. 140, весь свет направился бы вниз, к отрицательному углю. Во избежание этого отрицательный уголь *b* ставят немного вперед, вследствие чего кратер образуется не по оси угля, а сбоку, со стороны *a*, и свет идет более горизонтально. Кроме того оба угля немного наклоняют назад, как это показано на рис. 140.

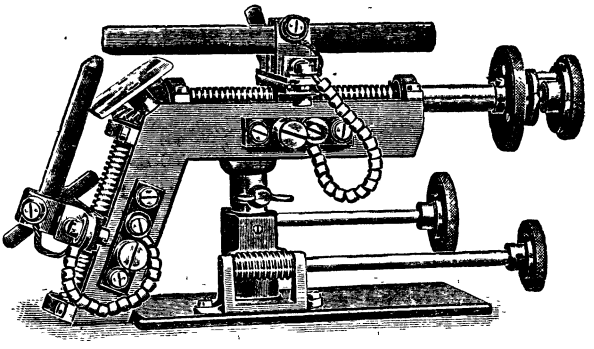


Рис. 141. Ручной регулятор.

В самое последнее время, ради получения горизонтального пучка света, стали ставить уголь *a* горизонтально, оставляя *b* наклонным (рис. 141).

143. Печь Муассана. — В вольтовой дуге можно получить температуру около 4000°. При такой высокой температуре плавятся почти все известные нам вещества. Этим обстоятельством воспользовался французский химик Муассан для устройства особой электрической печи, изображенной на рис. 142. Электрический ток проводится в печь двумя толстыми угольными стержнями. Материалом для печи служит известняк с примесью кремнезема, отличающийся своею тугоплавкостью и плохою теплопроводностью.

Благодаря сосредоточению энергии в небольшом сравнительно пространстве Муассану удалось достигнуть очень высоких температур и открыть целый ряд новых химических реакций. При восстановлении негашеной извести углем Муассаном был получен кальций-карбид,

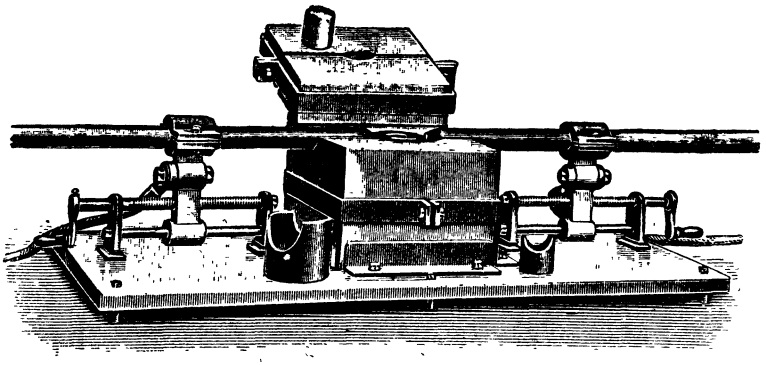


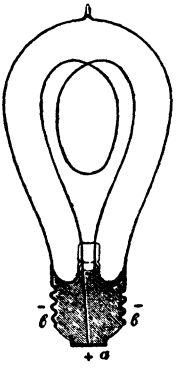
Рис. 142. Печь Муассана.

служащий для получения газа ацетилена (ярко светящегося при сгорании); им же открыт карборунд (кристаллическое соединение кремния и углерода), и, наконец, в той же печи Муассану впервые удалось получить искусственный алмаз.

144. Освещение накаливанием. — Кроме вольтовой дуги, для освещения пользуются еще накаливанием проводников электрическим током. Как известно, нагретое тело испускает из себя целый спектр лучей, которые имеют различные длины волн. Когда длины волн этих лучей находятся между 0,76μ и 0,38μ ($\mu = 0{,}001$ миллиметра), то они становятся видимыми нашим глазом. Чем выше температура лучеиспускающего тела, тем больше лучеиспускаемая им энергия содержит в себе более коротких волн (закон Вина). Поэтому каление при низкой температуре представляется нам красным, затем при повышении температуры прибавляются лучи желтые и голубые, отчего и каление переходит в белое. Желая получить по возможности больше видимых

лучей, мы должны повышать температуру светящегося тела, а так как при белом калении большинство тел уже близко к своей точке плавления, то, очевидно, необходимо выбирать для лампочек накаливания тела тугоплавкие.

На рис. 143 изображена лампочка, изобретенная Эдисоном. Она состоит из тонкой угольной нити, помещенной внутри стеклянного грушевидного сосуда; для того чтобы уголь при накаливании не сгорал, из сосуда удален воздух. Угольная нить присоединяется к двум платиновым проволочкам, впаянным в основание грушевидного сосуда. Платина выбрана для этой цели потому, что она имеет почти такой же коэффициент расширения от температуры, как и стекло, а потому при изменении температуры лампочка не лопается, и впайка остается прочной.



Одна из платиновых проволочек соединена с центральным медным стержнем a, тогда как другая припаяна к цилиндрической медной оправе b, снабженной винтовой нарезкой. Оба образованных таким образом полюса лампочки изолируются друг от друга гипсом.

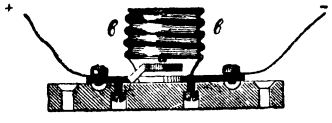


Рис. 143. Лампочка накаливания и патрон Эдисона.

Включение лампочек в сеть делается при помощи эдисоновского патрона (рис. 143, внизу), в котором центр a соединен с одним из проводов сети, тогда как цилиндрическая часть bb, снабженная тоже винтовой нарезкой, как и лампочка, соединена с другим проводом.

При ввинчивании лампочки в патрон получается соединение нарезки b лампы с нарезкой патрона, а стержня лампы a — с центральной частью патрона a, вследствие чего уголек лампочки оказывается включенным в сеть.

При температуре каления (около 1 800°) световая энергия, испускаемая угольком лампочки, составляет лишь около $^1/_{100}$ энергии тока, остальные $^{99}/_{100}$ представляют собою невидимое глазу лучеиспускание инфракрасных лучей.

При повышении температуры каления максимум лучеиспускания передвигается в сторону более коротких световых волн, причем количество даваемого раскаленным телом света быстро растет.

Так, например, в то время как лампочка накаливания при 1 500° испускает 0,1 свечи с каждого квадратного миллиметра своей поверх-

ности, при 1 800° он дает уже 1 свечу, а раскаленный уголь в вольтовой дуге при вдвое более высокой температуре дает уже в 4 000 раз больше света.

Имея это в виду, в настоящее время стали для лампочек накаливания применять, вместо угля, тугоплавкие металлы — иридий, осмий, вольфрам или сплавы их, как, например, осрам (осмий и вольфрам), и доводить температуру каления до 2 400° и выше.

Дальнейшему повышению температуры металлических нитей препятствовало их испарение (или распыление), отчего внутренняя поверхность стеклянной оболочки быстро покрывалась темным налетом. Но в самое последнее время удалось устранить это затруднение, путем наполнения лампочки азотом (лампы „Нитра“ или „Азо“) при давлении около одной атмосферы. Конечно, в атмосфере азота раскаленная нить теряет больше тепла, чем в пустоте; но эту потерю тепла можно значительно уменьшить, располагая вольфрамовую нить вблизи центра шарового сосуда и в виде очень мелко навитой спирали. Такими способами удалось повысить температуру нити без значительного распыления металла до 2 800°.

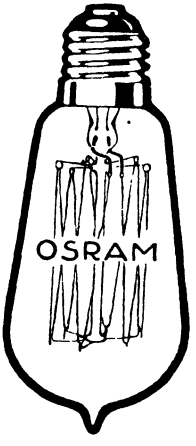


Рис. 144a.

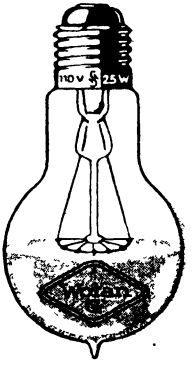


Рис. 144b.

На рис. 144a и 144b изображены лампочки с металлическою нитью, наиболее часто встречающиеся в настоящее время.

Все эти металлы гораздо лучше проводят ток, чем уголь, а потому для получения соответственного сопротивления приходится делать металлическую нить гораздо длиннее и тоньше, чем угольную (см. стр. 122, **115**). Это представляет некоторые технические затруднения; тем не менее, благодаря 70% экономии в трате энергии, лампочки с металлическою нитью все более и более входят в практику.

Приводим таблицу расхода электрической энергии в различных лампочках.

В этой таблице U означает ежесекундный расход энергии на одну свечу, λ — длина световой волны в микронах, соответствующая максимальной энергии в спектре данного источника света, а T — абсолютная температура источника (см. табл. на 160 стр.).

145. Предохранитель. — Джоулевым теплом пользуются также для устройства „предохранителей“; это — небольшие свинцовые или се-

Источник света	U	λ	T
Угольная нить	около 3,5	1,4	2 000°
Лампа Нернста	» 1,3	1,2	2 200°
Металлическая нить . .	» 1,0	1,1	2 400°
Лампа «Нитра»	» 0,7	1,0	2 800°
Вольтова дуга	» 0,5	0,7	4 000°

ребряные проволочки, включаемые в разных местах цепи; размеры проволочек подобраны так, что они выдерживают только определенной силы токи, например 5, 10, 25 ампер. Если обе проволоки какой-либо электрической сети случайно или нарочно будут приведены в непосредственное соприкосновение или будут соединены очень малым сопротивлением, то произойдет так называемое „короткое замыкание", — ток превзойдет максимальную допустимую для данной цепи силу, тогда серебряная проволочка переплавляется, и ток прекращается. Так как при таком переплавлении проволочки образуется пламя, то, во избежание пожара, проволочка помещается внутри фарфорового патрона (рис. 145) и окружена тальком.

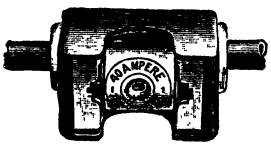


Рис. 145. Предохранитель.

146. Расчет реостата. — В заключение этого отдела полезно будет разобрать один простой пример, часто встречающийся в практике. Пусть нам дан постоянный источник электрического тока в 110 вольт и нам желательно воспользоваться им для вольтовой дуги. Так как данный нам источник тока имеет электродвижущую силу бо́льшую, чем это требуется для правильного горения дуги, то нам придется включить в цепь добавочное сопротивление, или реостат. Из данных нам 110 вольт для дуги требуется только 45 вольт, поэтому в добавочном сопротивлении должно быть падение потенциала, или, как часто выражаются, потеря напряжения в 65 вольт. Если сила тока равна 12 ампер, то реостат должен иметь $R = \frac{65}{12} = 5{,}4$ ома. Такое сопротивление можно, конечно, сделать из любого материала, но, имея в виду, что по этому реостату потечет ток в 12 ампер, нам нужно выбрать для него такую толщину проволоки, чтобы он не слишком сильно нагревался. Для 12 ампер достаточно взять голую проволоку сечением в 2 *мм*², т. е. $S = 0{,}02$ *см*²; а если проволоку сделать из

никелина с удельным сопротивлением $\rho = 45 \cdot 10^{-6}$ омо-сантиметров, то длина ее будет $l = \frac{5{,}4 \cdot 0{,}02}{45 \cdot 10^{-6}} = 2\,400$ *см*. Включив такой реостат последовательно с вольтовой дугой, мы получим следующее распределение мощности электрического тока: полный эффект тока будет равен $110 \cdot 12 = 1\,320$ уатт; эффект, потребляемый дугою, — $45 \cdot 12 = 540$ уатт; эффект бесполезный, идущий на нагревание реостата, — $65 \cdot 12 = 780$ уатт, и коэффициент полезного действия $\eta = 45 : 110 = 0{,}4$. Гораздо выгоднее, если это возможно и необходимо, включить две вольтовы дуги последовательно; тогда на них пойдет $2 \cdot 45 = 90$ вольт, а на реостат придется всего лишь 20 вольт; в этом случае коэффициент полезного действия будет вдвое больше предыдущего.

Добавочные реостаты имеют обыкновенно вид, показанный на рис. 131 и 132 на стр. 140 и 141.

VI. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСТВО

147. Явление Зеебека. — При рассмотрении явления Вольты (стр. 111) мы пришли к заключению, что ряд металлов, соединенных последовательно в одну общую цепь, не может дать постоянного электрического тока, потому что электродвижущие силы при этом взаимно уничтожаются. Но Зеебек (1823 г.) заметил, что если спаять концы двух металлических проволок, сделанных из висмута и меди, и нагреть один из спаев, оставляя другой холодным, то в цепи получается электрический ток.

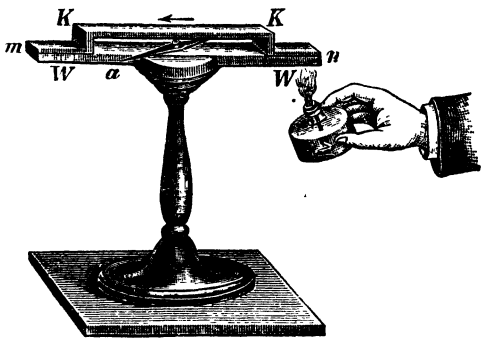


Рис. 146. Явление Зеебека.

Этот ток носит название *термоэлектрического тока*, а комбинация проводников, дающая такой ток, называется *термоэлементом*.

Термоэлектрический ток легко наблюдать на приборе рис. 146, где WW — пластинка из висмута, а KK — припаянная — из меди. Если нагреть один из спаев спиртовой лампочкой, то появляется электрический ток; магнитная стрелка a, помещенная между пластинками, отклоняется и показывает, что ток идет через нагретый спай от висмута к меди, а через более холодный спай — от меди к висмуту.

Дальнейшие исследования показали, что термоэлементы можно получить не только из висмута и меди, но и из других металлов.

В нижепомещенной таблице приведены электродвижущие силы некоторых термоэлементов, при температурах спаев 0° и 100°.

Знак + означает, что ток идет через нагретый спай от первого металла ко второму:

Металлы	Вольты
Висмут — сурьма	+ 0,011
Медь — железо	+ 0,001
Константан — железо	+ 0,0053

Электродвижущие силы различных термоэлементов в первом приближении пропорциональны разности температур нагретого и холодного спая. Однако это справедливо только для небольших разностей температур, так как сам коэффициент пропорциональности зависит от температуры. Беккерель нашел, что для комбинации медь — железо, при одной и той же *разности* температур обоих спаев, электродвижущая сила получается почти одна и та же до 140°, затем она падает до нуля, а при температуре выше 300° она даже меняет свой знак, т. е. ток идет через нагретый спай от железа к меди. Аналогичные результаты получены и для других термоэлементов, и явление это носит название *инверсии* термоэлектрического тока.

148. Явление Пельтье. — Пельтье открыл явление, в известном смысле противоположное явлению Зеебека. Он заметил, что если соединить два каких-нибудь металла последовательно и пропустить через них электрический ток, то, кроме нагревания самих металлов, появляются еще добавочные тепловые действия в месте соединения обоих металлов, т. е. в их спае. Кроме того он нашел, что если при одном каком-либо направлении тока получается повышение температуры спая, то при обратном направлении тока замечается его охлаждение. Так, например, пропуская электрический ток через сурьмяную палочку, к обоим концам которой припаяны палочки из висмута, мы заметим, что тот спай, где электрический ток идет от висмута к сурьме, охлаждается, тогда как другой спай нагревается. При перемене направления тока наблюдается обратное явление — роли обоих спаев меняются. Подобные же явления наблюдаются и с другими металлами.

Сам Пельтье придумал следующий изящный способ наблюдения этого явления. Две палочки (рис. 147), из которых одна AB сделана из сурьмы, а другая CD — из висмута, спаяны крест-накрест друг с другом (крест Пельтье). Если к концам A и C присоединить бата-

рею E и пустить ток через спай m по направлению от сурьмы к висмуту, то спай будет нагреваться; если же затем, прекратив ток, соединить B и D с гальванометром G, то нагретый спай m будет действовать как термоэлемент, и мы получим отклонение гальванометра; положим, что стрелка гальванометра отклонилась при этом влево. При перемене направления тока в цепи ACE, спай m охладится, и отклонение стрелки в гальванометре G последует в другую сторону.

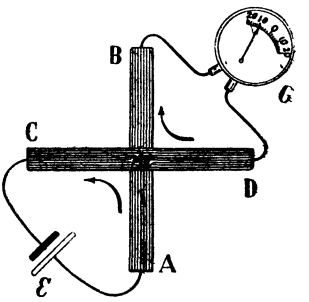


Рис. 147. Крест Пельтье.

Для объяснения явления Пельтье мы должны принять, что в месте соприкосновения двух разных тел, каковы, например, висмут и сурьма, имеется разность потенциалов, как это и следует из опытов Вольты, причем потенциал сурьмы всегда на некоторую величину V больше потенциала висмута. Вследствие этого, когда электрический ток J идет через спай от сурьмы к висмуту, он совершает ежесекундно работу VJ, которая имеет положительное значение, и поэтому этот спай должен постепенно нагреваться; наоборот, в другом спае, при проходе тока от низшего потенциала висмута к высшему потенциалу сурьмы, требуется ежесекундно тратить работу $-VJ$; эта работа и производится за счет теплоты спая, и спай вследствие этого должен охлаждаться.

149. Опыты Леру. — Желая количественно исследовать этот вопрос на опыте, Леру припаял к двум концам висмутовой проволоки AB (рис. 148) медные провода и опустил оба спая в два калориметра.

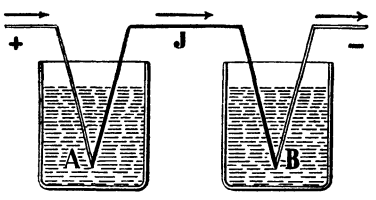


Рис. 148. Опыт Леру с явлением Пельтье.

Пропуская через оба спая один и тот же электрический ток, Леру измерял то количество тепла, которое выделяется в калориметре в течение некоторого промежутка времени t. В каждом из этих калориметров будет выделяться тепло Джоуля J^2r и тепло Пельтье VJ. Но теплота Пельтье в том и другом калориметре будет разных знаков, потому что в одном спае A ток идет от меди к висмуту, — этот спай будет нагреваться, — тогда как в другом спае B — от висмута к меди, — этот спай будет охлаждаться.

Вследствие этого мы получим количество теплоты, выделенное в одном из калориметров,

$$q_1 = (rJ^2 + VJ)t,$$

а в другом калориметре

$$q_2 = (rJ^2 - VJ)t,$$

откуда разность

$$q_1 - q_2 = 2VJt$$

уже не содержит более теплоты Джоуля.

Зная теплоемкости калориметров и наблюдая повышение их температуры, мы можем определить по этой формуле разность потенциалов V спая.

Опыты Леру показали, однако, что эта разность потенциалов не совпадает с тою разностью, которая наблюдается в опытах Вольты непосредственным электрометрическим способом. Так, например, для спая меди с цинком разность потенциалов, выведенная из опытов с явлением Пельтье, оказывается всего 0,000015 вольт, тогда как непосредственный электрометрический метод дает 0,768 вольт. Такое разногласие опытов, как это уже указывалось выше (стр. 110), можно объяснить тем, что в электрическом способе на наблюдаемую разность потенциалов влияют побочные причины.

Результаты опытов Леру показывают, что разность потенциалов, возникающая в месте соприкосновения двух разных металлов, если и существует, то очень мала и измеряется лишь тысячными долями вольта, а не целыми вольтами (ср. стр. 110).

150. Явление Томсона. — В. Томсон (лорд Кельвин), исходя из теоретических соображений и основываясь на принципах термодинамики, доказал, что явления Зеебека и Пельтье связаны друг с другом и что существование одного из них обусловливает и существование другого. Если какой-либо спай A/B при нагревании дает электрический ток по направлению от A к B (явление Зеебека), то, согласно выводам Томсона, при пропускании электрического тока от постороннего источника и в том же самом направлении спай этот должен охлаждаться (явление Пельтье); наоборот, спай B/A должен нагреваться. Это и подтверждается на опыте, и все термоэлементы дают явление Пельтье. Однако по этой теории Томсона электродвижущая сила термоэлементов должна быть пропорциональна разности температур двух спаев, между тем, как выше было сказано (стр. 162), этой пропорциональности, вообще говоря, не наблюдается; более того: наблюдается даже *инверсия*. Отсюда Томсон заключил, что, кроме электродвижущей силы в спае двух металлов, должна возникать еще электродвижущая сила и в *одном и том же* металле, различные части которого имеют различную температуру. Сам Томсон подтвердил свое умозаключение на опыте, а затем другие исследователи, в особенности Леру, производили над явлением Томсона

более точные наблюдения. В различных телах эта тепловая электродвижущая сила бывает весьма различна. Так, например, *в висмуте* потенциал *нагретого* места *выше* потенциала *холодного* места, в сурьме же наоборот.

Соответственно с этим, если мы станем пропускать ток по металлу, различные части которого имеют различную температуру, то должны ожидать явления, обратного только что описанному, а именно, в тех местах, где ток будет итти от высшего потенциала к низшему, там будет иметь добавочное (кроме Джоулева) нагревание, тогда как при переходе электричества с низшего потенциала на высший получим охлаждение. Так, например, в висмуте, при переходе тока от холодного места к горячему (повышение потенциала), мы получим охлаждение, а при переходе от горячего места к холодному — нагревание. Для сурьмы будем наблюдать обратное явление.

Впрочем все эти явления настолько слабы, что могут быть наблюдаемы только очень чувствительными методами.

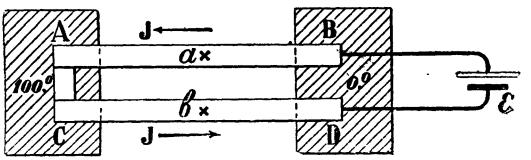


Рис. 149. Опыты Леру с явлением Томсона.

Для измерения явления Томсона Леру употребил следующий способ. Он брал два насколько возможно одинаковых стержня AB и CD (рис. 149) из испытуемого материала и, соединив концы A и C вместе, соединял B и D с батареей элементов E. Кроме того концы A и C поддерживались при температуре 100°, тогда как ксцы B и D при температуре 0°.

Пока ток не замкнут, теплота двигается по обоим стержням одинаково, и термоэлементы, помещенные в точках a и b, показывают одинаковую температуру. Но если замкнуть ток, то в a, где ток идет против теплоты, наблюдается более низкая температура, чем в b, где ток идет по тому же направлению, что и теплота.

Сильнее всего явление Томсона можно наблюдать в висмуте и цинке; в железе и платине наблюдается то же явление, но лишь с обратным знаком, а именно, в этих металлах, при одинаковом направлении электрического тока и движении теплоты, температура тела понижается; наконец, в свинце явление Томсона совсем незаметно.

Из опытов с висмутом оказалось, что в нем, при разности температур в один градус, 1 ампер переносит $2{,}4 \cdot 10^{-6}$ малых калорий в секунду. Если обозначить разность потенциалов через V, то имеем:

$$JV \cdot 0{,}24 = 2{,}4 \cdot 10^{-6}.$$

Отсюда определяется разность потенциалов между нагретым и холодным местом при разности температур в один градус:

$$V = 10^{-5} \text{ вольт.}$$

151. Термоэлектрические батареи. — Как видно из приведенной выше таблицы (стр. 162), электродвижущая сила термоэлектричества вообще очень слаба; поэтому, желая воспользоваться ею для каких-нибудь технических целей, приходится соединять несколько термоэлементов последовательно (рис. 150).

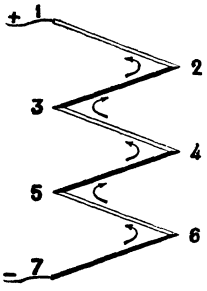


Рис. 150. Схема термобатареи.

При этом получается целый ряд следующих друг за другом спаев, и если нагревать через один спай, — например, все четные спаи, — а остальные держать при более низкой температуре, то мы получим в цепи сумму электродвижущих сил всех последовательно соединенных термоэлементов.

Такие термоэлектрические батареи были предложены различными изобретателями.

В настоящее время часто употребляется термоэлектрическая батарея Гюльхера (рис. 151); она составлена из тонких трубок из никеля и стержней из сплава сурьмы и никеля. Никелевые трубки представляют собою газовые горелки, и верхняя нагреваемая часть

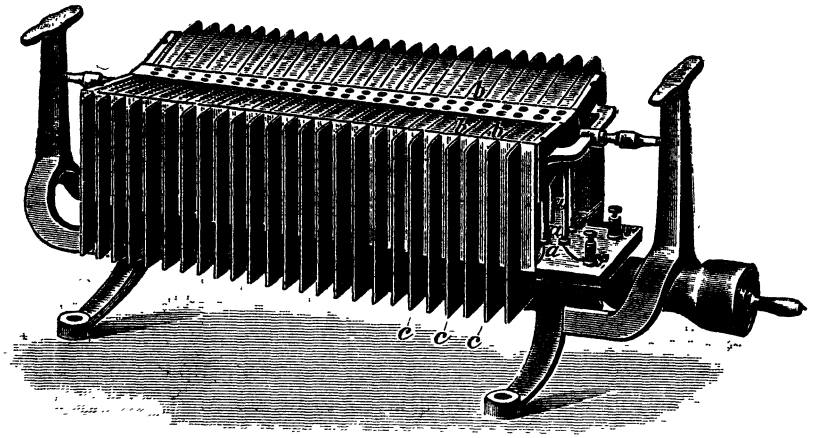


Рис. 151. Термобатарея Гюльхера.

этих трубок соединена при помощи медных или железных стержней со стержнями, состоящими из сплава сурьмы с цинком. Наружные медные пластины, представляющие собою ребристую поверхность,

служат для более быстрого охлаждения наружных спаев. Батарея из 66 таких элементов, изображенная на рис. 151, дает электродвижущую силу в 4 вольта, имеет сопротивление 0,65 ома и расходует около 180 литров газа в час.

Подсчитаем, что дает такая термобатарея. Прежде всего заметим, что при токе в 3 ампера на внутреннее сопротивление батареи тратится $0{,}65 \cdot 3 = 1{,}95$ вольт, и в нашем распоряжении остается только около 2 вольт. Коэффициент полезного действия, таким образом, окажется равным половине (стр. 150), а полезное действие батареи будет наибольшим (стр. 152).

Далее, 2 вольта при 3 амперах образуют 6 уатт, так что на 1 уатт-час полезного действия требуется около 30 литров газа. С другой стороны, уатт-час $= 3\,600$ джоулей $= 864$ *кал* $= 0{,}864$ *Кал*, между тем как 30 литров, или 0,03 куб. метров, газа при сгорании дают $5\,600 \cdot 0{,}03 = 168$ *Кал*. Мы видим, какая ничтожная доля тепловой энергии превращается в электрическую.

Положим, что 1 литр газа стоит 0,01 коп.; тогда эксплоатация этой батареи обойдется в 1,8 коп. в час, что составит 0,3 коп. на уатт-час, а 1 гектоуатт-час нам обойдется в 30 коп., тогда как центральная электрическая станция в Москве требует со своих абонентов около 2 коп. за гектоуатт-час.

152. Измерение температур электрическим способом. — Термоэлементами часто пользуются для измерения очень малых разностей температур. Такие термоэлементы употребляются, между прочим, при изме-

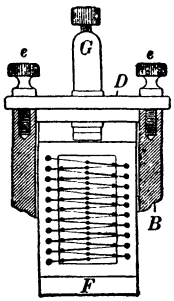


Рис. 152.

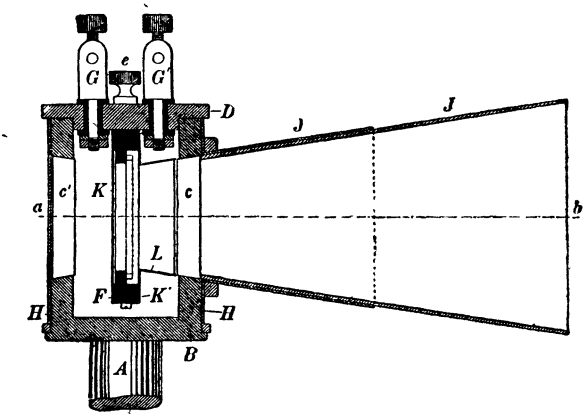


Рис. 153. Термоэлемент Рубенса.

рении лучеиспускания, и тогда их тоже соединяют с батареей. Известный столбик Меллони состоит из ряда таких термоэлементов из висмута и сурьмы, спаи которых расположены так, что нагреваются только четные спаи, на остальные же лучистая теплота не действует.

В настоящее время чаще употребляется столбик Рубенса из железных и константановых проволок. На рис. 152 и 153 показаны поперечный и продольный разрезы столбика Рубенса. На рамке F (рис. 152) натянута зигзагообразно проволока, состоящая из железа и константана, спаянных друг с другом последовательно, причем нечетные спаи приходятся на рамке, а четные — в середине отверстия этой рамки. Клеммы G и G' (рис. 153) служат для включения термо-



Рис. 154. Термоэлемент Ле-Шателье.

элемента в цепь, а воронка J, закрывая рамку, позволяет лучам падать только на среднюю часть проволоки, т. е. только на ее четные спаи; нечетные же спаи остаются, таким образом, холодными. Спай железо — константан дает 0,000053 вольт на 1°. Столбиком Рубенса при употреблении очень чувствительного гальванометра (10^{-10} ампера) с малым сопротивлением (5 омов) можно измерить до одной миллионной градуса.

Для измерения высоких температур Ле-Шателье (Le-Chatelier) предложил тугоплавкий термоэлемент из платины с платин-родием, электродвижущая сила которого оказывается пропорциональной температуре до 1 600° с точностью до 10%. Каждые 100° дают электродвижущую силу около 0,001 вольт.

На рис. 154 показан термоэлемент Ле-Шателье, вделанный в трубку из огнеупорного материала. Конец a, где приходится спай обоих металлов, вставляют в печь, температуру которой желают измерить; клеммы b и c соединяют с гальванометром, проградуированным на градусы температуры.

Подобными же термоэлементами пользуются и при измерении очень низких температур, для которых обыкновенные термометры оказываются непригодными.

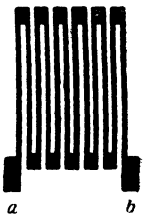


Рис. 155. Болометр.

Кроме термоэлементов для измерения нагревания, в особенности лучистой теплотою, употребляется также прибор, называемый *болометром*. Он состоит из очень тонкой (около 0,01 *мм*) металлической ленты ab (рис. 155), которая зачернена и потому поглощает падающие на нее лучи. Нагревание ленты ab влечет за собою изменение ее сопротивления, а это последнее измеряется при помощи мостика Уитстона с очень чувствительным гальванометром.

МАГНЕТИЗМ

I. ОСНОВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

153. Естественный магнит. — В некоторых местностях, между прочим у нас на Урале, встречается железная руда, которая обладает свойством притягивать к себе железные опилки. Эта руда представляет собою химическое соединение железа с кислородом Fe_3O_4 и называется магнитным [1] железняком.

На первый взгляд притяжение железных опилок магнитным железняком напоминает собою уже изученные нами ранее явления электрических притяжений, однако эти два явления существенно отличаются друг от друга. Различие между ними обнаруживаются уже в том, что наэлектризованный янтарь притягивает к себе всевозможные легкие тела, независимо от их химического состава, почти с одинаковою силою, тогда как магнитный железняк притягивает сильнее всего железо, гораздо слабее он притягивает никель и кобальт; остальные же тела им почти совсем не притягиваются.

Будем называть наблюдаемые в магнитном железняке силы — *магнитными* и будем приписывать эти силы особому деятелю — *магнетизму*.

154. Полюсы. — Поместим кусок магнитного железняка в железные опилки; вынув его оттуда, мы заметим, что опилки прилипли к магнитному железняку, но не везде одинаково: они скопились главным образом около двух мест (рис. 156), и это показывает, что в этих местах притяжение опилок магнитным железняком обнаруживается сильнее всего. Будем называть такие места — *полюсами магнита*.



Рис. 156. Полюсы магнитного железняка.

Большею частью в магните бывает два полюса.

Оба полюса магнита по своим притягательным действиям вполне сходны, и тем не менее мы можем доказать, что они неодинаковы. Заметив предварительно, где находятся полюсы в каком-нибудь куске магнитного железняка, повесим его на ниточке так, чтобы линия, соединяющая его полюсы, могла свободно вращаться в горизонтальной плоскости; тогда мы увидим, что после нескольких качаний

[1] Это слово произошло от названия древнего города Магнезия в Малой Азии, вблизи которого находили магнитную руду.

вправо и влево ось магнита установится приблизительно по меридиану места (рис. 157); при этом один из полюсов будет показывать на север, а другой на юг. Если мы повернем магнит на 180 градусов, т. е. так, чтобы тот конец его, который прежде показывал на север, теперь стал показывать на юг, то магнит в этом новом положении не будет устойчивым, а снова повернется назад и установится опять попрежнему.

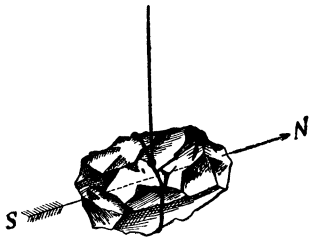


Рис. 157. Северный и южный полюсы.

Итак, два полюса магнита имеют разные свойства: один из них имеет свойство указывать на север, другой — на юг; первый мы будем называть *северным*, а второй — *южным*.

На том же основании будем говорить о северном и южном магнетизме.

155. Искусственный магнит. — Когда железо соприкасается с магнитным полюсом, то оно само становится магнитом и притягивает опилки. Можно, например, сделать следующий опыт.

К одному из полюсов магнитного железняка приближают небольшой железный гвоздь, который притягивается и прилипает к полюсу одним концом; другой, свободный конец гвоздя обнаруживает при этом тоже магнитные свойства, и им можно притянуть второй такой же железный гвоздь. В свободном конце второго гвоздя опять обнаруживаются магнитные свойства, и им можно притянуть еще третий гвоздь и т. д. Таким образом иногда удается приподнять одним полюсом магнитного железняка целую цепь железных гвоздей. Однако если мы удалим магнитный железняк, то гвозди тотчас же перестанут притягивать друг друга, откуда заключаем, что магнетизм, приобретенный ими, был только временный. Для того, чтобы под влиянием магнитного железняка получить более постоянные магниты, необходимо употребить для опыта не железо, а сталь.

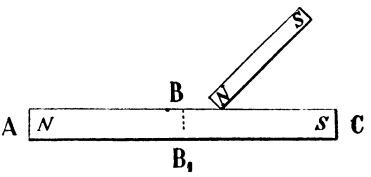


Рис. 158. Намагничивание стали.

Желая намагнитить стальной стержень ABC (рис. 158), проводят по нем каким-нибудь полюсом магнита, например северным, от точки B к C и от B_1 к C; затем проводят южным полюсом от B к A и от B_1 к A; после этого опять северным полюсом проводят по BC и B_1C и т. д., повторяя эту операцию попеременно и одинаковое число раз над каждым из концов A и C стержня. В результате получится на-

магниченный стержень AC, причем тот конец его, по которому мы проводили северным полюсом, т. е. BC, окажется намагниченным южным магнетизмом, и, наоборот, конец AB приобретет магнетизм северный, в чем легко убедиться, подвесив стержень ABC на нитку, привязанную к B.

Ниже мы познакомимся с другим, более удобным способом намагничивания, а именно, посредством электрического тока.

Намагниченные стальные стержни сохраняют свой магнетизм неизменным в продолжение очень долгого времени, они носят название *постоянных*, или *искусственных*, *магнитов*.

Искусственные магниты по своим свойствам вполне тождественны с магнитами естественными, а так как первые могут быть приготовлены гораздо более сильными, чем вторые, то мы, при дальнейших наших опытах, будем пользоваться исключительно искусственными магнитами.

156. Якорь магнита. — Искусственные магниты имеют форму или прямых стержней, или подковы (рис. 159). Последняя форма часто употребляется в особенности в тех случаях, когда магниты служат

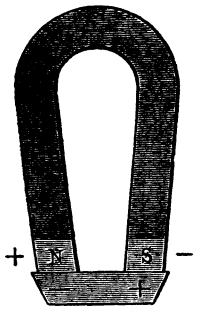


Рис. 159. Подковообразный магнит с якорем.

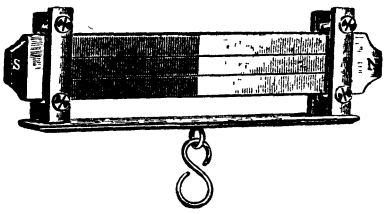


Рис. 160. Составной магнит.

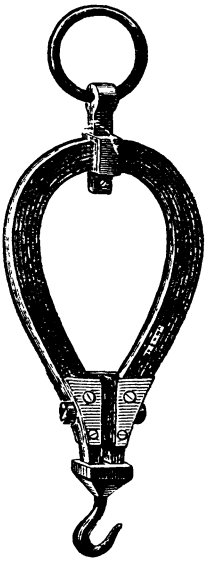


Рис. 161. Магнит Жамена.

для притягивания куска железа; этот кусок железа называется *якорем*.

Оказывается, что сила магнита сохраняется гораздо лучше, когда его полюсы соединены якорем.

Так как тонкие магниты могут быть сделаны сравнительно более сильными, чем толстые, то для получения сильных магнитов соединяют несколько тонких магнитов вместе (рис. 160), снабжая их общими полюсными наконечниками N и S. На рис. 161 изображен сильный подковообразный магнит Жамена, составленный из нескольких стальных полос.

Как прямой (рис. 160), так и подковообразный (рис. 159) магниты замкнуты якорем для лучшего сохранения их магнетизма.

157. Магнитная стрелка. — Для многих опытов оказывается очень удобною следующая форма магнита (рис. 162). Из тонкой стальной полоски вырезается стрелка NS с острыми концами и с уширением посредине; в это уширение вделывается медная шапочка, дно которой состоит из какого-нибудь твердого материала, например из агата. Стрелку намагничивают как можно сильнее и надевают шапочкой на вертикально поставленное остр е иголки для того, чтобы стрелка могла легко вращаться в горизонтальной плоскости. Так как полюсы у такой стрелки обыкновенно бывают на концах ее, то она и становится длиною своею приблизительно параллельно меридиану. Для того, чтобы наблюдать положение стрелки и определять угол, составляемый стрелкой с какими-нибудь

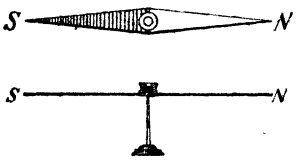


Рис. 162. Магнитная стрелка.

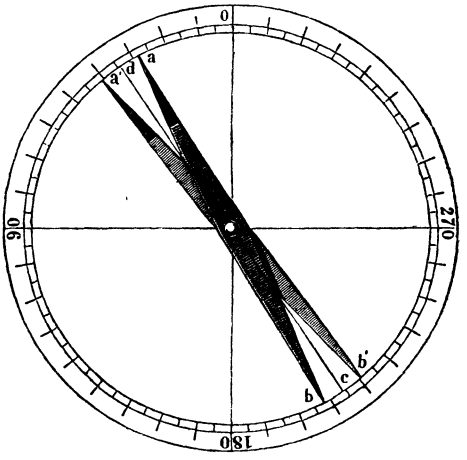


Рис. 163. Буссоль.

другими линиями на земной поверхности, острие иголки помещают в центре круга с делениями; диаметр этого круга только немного менее длины стрелки, так что острые концы стрелки приходятся над делениями круга и служат указателями положения стрелки (рис. 163).

Описанный нами прибор имеет, как известно, повседневное применение в мореплавании и в геодезии и носит название *компаса*, или *буссоли*.

Как уже сказано, магнитная стрелка устанавливается только приблизительно в плоскости меридиана. Направление, определяемое магнитной стрелкой, носит название *магнитного меридиана*, а угол, составляемый магнитным меридианом с меридианом географическим, называется *склонением*.

При точных отсчетах по буссоли необходимо иметь в виду, что полюсы стрелки могут и не совпадать с ее концами. Так, например,

стрелка может указывать деления ab на круге (рис. 163), на самом же деле магнитная ось стрелки и магнитный меридиан имеют положение dc. Для того, чтобы избежать проистекающей отсюда ошибки, делают стрелку перекладною; сняв стрелку с иголки, помещают ее снова на иголку, но так, чтобы прежняя нижняя сторона стрелки стала теперь верхнею. Тогда стрелка станет в положение $a'b'$. Среднее между положениями ab и $a'b'$ даст нам истинное направление магнитного меридиана и магнитной оси стрелки.

При точных измерениях нужно всегда отсчитывать оба конца стрелки a и b, которые при небольшом внецентренном положении стрелки могут давать разность, отличную от 180°. Из обоих отсчетов берут соответственным образом среднее направление.

Иногда делают стрелку короткою (рис. 164), но с приделанным к ней длинным указателем, сделанным для легкости из алюминия.

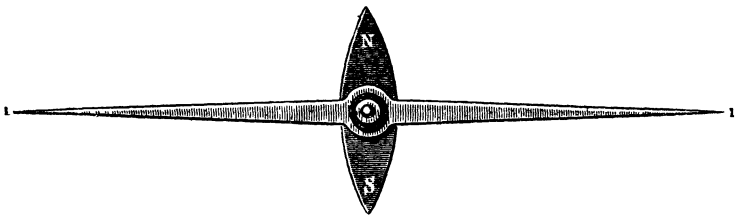


Рис. 164. Стрелка с указателем

Обыкновенно указатель помещают (рис. 164) перпендикулярно к магнитной оси стрелки. Конечно это обстоятельство принимают во внимание при отсчетах на таком приборе.

158. Магнетизмы разных знаков. — Как в естественных, так и в искусственных магнитах всегда имеется один северный полюс, а другой — южный.

Существование двух родов магнетизма напоминает собою аналогичное явление в электричестве: там мы тоже имели два рода электричества. Однако там мы доказали на опыте с электроскопом, что оба эти электричества отличаются друг от друга лишь знаком. Нельзя ли доказать чего-либо подобного и для магнетизма?

Оказывается, что это вполне возможно.

Возьмем стальную стрелку и будем ее намагничивать. Для этого проведем по одному из концов ее, например S, северным полюсом магнита; стрелка намагнитится и станет притягивать опилки; на конце S при этом возникнет южный полюс. Проведем по S еще раз тем же северным полюсом магнита; мы теперь заметим, что стрелка стала притягивать опилки еще сильнее; следовательно, магнетизм

стрелки увеличился. Но если теперь провести по S, т. е. по южной половине стрелки, южным же полюсом магнита, то притяжение опилок стрелкою заметно уменьшится. Мы знаем, что южный полюс магнита возбуждает в стрелке северный магнетизм, а из только что описанного опыта заключаем, что возбуждение северного магнетизма эквивалентно уменьшению магнетизма южного.

То же самое мы получим, если будем проводить по стрелке сперва южным полюсом магнита, а затем по тому же месту северным полюсом; тогда у нас в этом конце стрелки возникнет сперва северный магнетизм, который с прибавлением к нему южного магнетизма станет убывать. Продолжая проводить по северной половине стрелки северным же полюсом магнита, мы не только можем уничтожить весь магнетизм, приобретенный стрелкою ранее, но даже перемагнитить стрелку, т. е. возбудить южный полюс в том конце, где был прежде северный, и наоборот.

Все эти опыты показывают, что магнетизм можно рассматривать как некоторое количество, которое способно увеличиваться и уменьшаться, и что, кроме того, северный и южный магнетизмы могут взаимно уничтожать друг друга; а два количества, которые могут взаимно уничтожаться, нужно считать противоположных знаков.

Теперь остается решить вопрос, какой из магнетизмов считать положительным и какой отрицательным?

Вспомним, что совершенно такой же вопрос возникал у нас (стр. 10) и при рассмотрении электрических явлений, но там мы выяснили, что выбор знака для того и другого из двух разноименных электричеств является совершенно условным. Приписывая электричеству стекла положительный знак, а электричеству эбонита — знак отрицательный, мы желали этим выразить лишь тот факт, что оба эти электричества, взятые в равных количествах, взаимно уничтожают друг друга. Совершенно в таком же положении мы находимся теперь и относительно магнетизма: нам необходимо выразить, что северный и южный магнетизмы могут взаимно уничтожать друг друга; следовательно, они должны быть разных знаков, а какой знак мы припишем северному магнетизму и какой — южному, — это совершенно безразлично.

Условимся *считать северный магнетизм положительным, а южный — отрицательным.*

159. Одновременное возникновение двух полюсов. — Производя опыт намагничивания стальной полоски или спицы, мы легко можем убедиться, что всегда возникают одновременно оба магнетизма, как северный, так и южный, и одновременно же оба полюса при пере-

магничивании исчезают, а так как магнетизм того магнита, которым мы проводили по стрелке, при всех произведенных нами операциях не изменился заметным образом, то одновременное возникновение и исчезновение северного (положительного) и южного (отрицательного) магнетизма объясняется тем, что их количества одинаковы.

Это явление наблюдается всегда, без исключения, и мы можем установить следующий закон природы:

В каждом магните количество северного (положительного) и южного (отрицательного) магнетизма одинаковы, или, иначе, общее количество магнетизма в любом магните равно нулю.

Отсюда непосредственно следует, что магнитов об одном полюсе быть не может.

Зададимся теперь вопросом: что же произойдет, если мы возьмем намагниченную стальную спицу, на одном конце которой получился северный полюс, а на другом южный, и разломим ее пополам? Отделится ли тогда один полюс от другого?

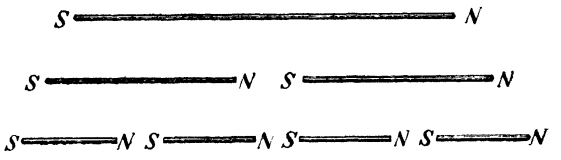


Рис. 165. Делимость магнита.

Опыт показывает, что и этим путем нам не удастся отделить северный магнетизм от южного. Разломив магнит NS (рис. 165) пополам, мы получим вместо одного длинного два более коротких магнита, причем в каждой половине будет с одной стороны северный полюс, а с другой — южный; общее количество магнетизма в каждой половине будет опять-таки равно нулю.

Чтобы представить себе это явление более наглядно, мы можем предположить, что в месте перелома, а следовательно, и в любом месте намагниченной спицы, существует одинаковое количество положительного и отрицательного магнетизма, и притом столько же, сколько и на концах спицы; пока спица была цельною, эти внутренние полюсы не обнаруживались, взаимно уничтожая друг друга, когда же мы разламываем спицу, то эти полюсы становятся уже наружными и дополняют каждую половину разломанной стрелки до полного двухполюсного магнита.

С полученными двумя половинками спицы мы можем повторить опыт разламывания еще раз, и, сколько бы мы ни продолжали наше деление магнита на все более и более мелкие части, нам никогда не удастся отделить один магнетизм от другого, — мы только будем получать все более и более короткие магниты, но в каждом из них окажется по два полюса: один — северный и другой — южный.

В описываемом нами явлении мы наблюдаем одно из коренных различий между электричеством и магнетизмом: материальное тело может быть заряжено одним каким-нибудь электричеством, но оно не может иметь один магнитный полюс.

160. Магнитные взаимодействия. — Несмотря на указанное различие между электричеством и магнетизмом, между ними все же очень много сходного. Приблизим какой-нибудь полюс магнита, например северный, к магнитной стрелке буссоли; мы тотчас же увидим, что стрелка повертывается к нему своим южным концом; наоборот, южный конец магнита повертывает к себе северный конец стрелки. Отсюда заключаем, что *разноименные полюсы* магнитов *притягиваются*, тогда как *одноименные отталкиваются* друг от друга. Таким образом для магнитных взаимодействий получается совершенно то же правило, что и для взаимодействий между электрическими зарядами.

Аналогия между электрическими и магнитными взаимодействиями продолжается еще далее, а именно: Кулон доказал, что притяжения и отталкивания направлены по линии, соединяющей два взаимодействующих полюса, *пропорциональны количествам магнетизма, сосредоточенным на том и на другом полюсе, и обратно пропорциональны квадрату расстояния между ними*:

$$F = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}.$$

Как и в случае электрических взаимодействий, формула Кулона дает лишь величину и направление силы взаимодействия между двумя намагниченными точками; при определении сил взаимодействия между двумя или несколькими магнитами необходимо, конечно, принять во внимание все магнитные силы, исходящие из всех магнитных полюсов, и определить их равнодействующую. Задача эта совершенно та же, что и для электрических полюсов.

161. Магнитное влияние.— Для того, чтобы возбудить временный магнетизм в железе, нет необходимости проводить по нему магнитом, даже нет необходимости прикасаться магнитом к железу.

Покажем это на опыте. Поместим для этого (рис. 166) на деревянном штативе стержень из мягкого железа и убедимся предварительно, что он не намагничен и не притягивает опилок. Если теперь к верхнему концу стержня приблизить полюс магнита, то тотчас же и на куске железа появятся магнитные полюсы, и нижний его конец станет притягивать опилки. Это явление носит название магнитного влияния, или индукции, и напоминает собою явление электрической индукции, т. е. явление электризации через влияние. Посредством

небольшой магнитной стрелки можно легко убедиться в том, что те части железа, которые находятся вблизи северного полюса магнита, намагнитились южным магнетизмом, на противоположной же стороне железа возник северный магнетизм. По удалении магнита от железа, оно снова приходит в нейтральное состояние, и почти все опилки отпадают.

В только что описанном опыте под действием магнита намагнитился железный стержень, и под действием магнетизма этого стержня намагничиваются и опилки; опилки, в свою очередь, приобретают свойство притягивать другие опилки и т. д. Такое намагничивание нескольких последовательных кусков железа можно наблюдать на опыте (рис. 167) с несколькими железными цилиндрами, которые могут в виде целой цепи висеть, притянувшись друг к другу, на одном из

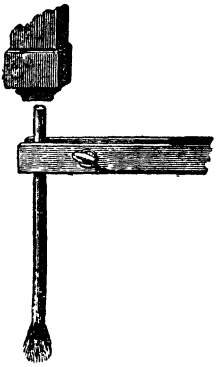


Рис. 166. Магнитное влияние.

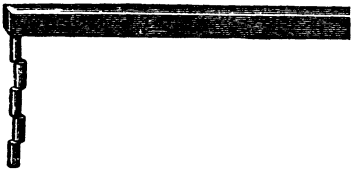


Рис. 167. Притяжение железных кусков.

полюсов магнита. Но стоит только первое звено этой цепи отнять от влияющего магнита, как тотчас вся цепь распадается: магнетизм цилиндров пропадает.

Опыты показывают, следовательно, что явление магнитной индукции вполне аналогично индукции электростатической, но, как это мы сейчас увидим, магнитная индукция в железе аналогична электрической индукции не в проводниках, а в диэлектриках.

162. Магнитная поляризация. — Поместим вблизи полюса магнита (рис. 168) кусочек железа, составленный из двух частей, легко отделяемых друг от друга, и, когда в железе возникнет индуцированный магнетизм, т. е. когда на одном его конце возникнет положительный магнетизм, а на другом — отрицательный, попытаемся отделить один магнетизм от другого, разъединив обе части железного куска; другими словами, повторим с магнетизмом уже известный нам опыт получения электричества через влияние (стр. 21). Попытка наша здесь не увенчается успехом: при разделении куска железа на две части, в каждой из них окажется по два магнитных полюса одинаковой величины, и притом разноименных, так что, когда мы удалим

влияющий магнит, то каждый из двух взятых нами кусочков железа придет снова в нейтральное состояние, и разноименные полюсы отделены не будут. То же самое произойдет, если мы каждую из двух частей железа разделим снова на две части (рис. 169); в каждой из этих новых частей опять возникнут оба полюса разных знаков и в одинаковых количествах, и, когда влияющий полюс будет удален, во всех частях противоположные магнетизмы взаимно уничтожатся, и так далее.

Итак, ни в постоянном магните, ни в железе, намагниченном через влияние, выделить и изолировать магнетизм одного какого-нибудь знака нам не удается. Явление возникновения парных магнитных полюсов внутри железа, находящегося под влиянием магнита, называется *магнитной поляризацией*.

Совершенно то же самое мы наблюдаем при электростатической индукции в диэлектрике (стр. 29, **29**); там тоже отделение одного



Рис. 168. Магнитное влияние. *Рис. 169.* Магнитная поляризация.

заряда от другого невозможно. Следовательно, магнитная поляризация аналогична электростатической поляризации в диэлектриках (стр. 30, рис. 22) или изоляторах.

Проводников же для магнетизма не существует.

Припоминая терминологию, принятую нами в электростатике (стр. 52, **52**), мы можем сказать, что действительного магнетизма не существует, — есть только магнетизм фиктивный.

163. Единица количества магнетизма. — Основываясь на законе Кулона, мы можем установить единицу количества магнетизма совершенно так же, как мы установили единицу для количества электричества. Единицей магнетизма мы будем считать такое его количество, которое действует на равное себе количество магнетизма, находящееся на расстоянии одного сантиметра с силою одной дины (ср. стр. 16).

Так как эта единица редко употребляется, то для нее не установлено никакого особого названия.

164. Магнитный момент, степень намагничивания. — Если количество магнетизма в каждом полюсе данного магнита m и расстояние между ними l, то произведение

$$ml = P$$

называется *магнитным моментом* данного магнита.

В действительности полюсы никогда не бывают сосредоточены на концах магнита, а распределены на некотором пространстве. Но мы можем мысленно разделить данный магнит на большое число элементарных магнитиков, настолько малых, чтобы их полюсы можно было принимать сосредоточенными на концах; тогда, назвав длину магнитика через l, поперечное сечение — через S, а плотность магнетизма — через σ, получим количество магнетизма на концах нашего магнитика:

$$m = \sigma S,$$

а его магнитный момент

$$P = ml = \sigma Sl.$$

Магнитный момент P, отнесенный к единице объема, называется *степенью* (или *интенсивностью*, или *напряженностью*) *намагничивания* — I. Из формулы

$$I = \frac{P}{Sl} = \sigma$$

мы видим, что степень намагничивания нашего магнитика равна плотности намагничивания на его концах.

Если мы имеем целый магнит, то можем его рассматривать как целую систему элементарных магнитов, и в различных его точках мы будем иметь различную степень намагничивания. Разделяя полный его магнитный момент на весь его объем, мы получаем *среднюю степень его намагничивания*.

В общем случае, как это мы имели и для диэлектрической поляризации (стр. 54, **52**), поверхностная плотность магнетизма σ будет связана с интенсивностью намагничивания I формулою:

$$\sigma = I \cos (In),$$

где n — нормаль к поверхности магнита.

II. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

165. Напряжение и индукция магнитного поля. — Когда мы изучали электрические явления, то нашли полезным ввести понятие об электрическом поле; то же самое сделаем теперь и для магнетизма. Так как магнитные силы подчиняются тому же самому закону Кулона, что и силы электрические, то и все следствия, которые нами были выведены для поля электрического, могут быть без всяких изменений перенесены на поле магнитное, — только везде придется слово

„электричество“ заменить словом „магнетизм“. При этом не надо только упускать из виду того обстоятельства, что, как показывает опыт, в природе нет проводников магнетизма, тогда как существуют проводники электричества.

Таким образом мы будем говорить о *магнитном поле* как о пространстве, в котором обнаруживаются магнитные силы.

Напряжение поля, образуемого магнитным полюсом m в какой-нибудь точке поля, выразится (ср. стр. 36, **35**) вектором

$$M = \frac{F}{m} = \frac{m_1}{\mu r^2},$$

направление которого совпадает с направлением радиуса, проведенного из полюса к данной точке.

Коэффициент μ, который мы ввели здесь по аналогии с коэффициентом ε, или диэлектрической постоянной, встречающейся в электростатике, называется *магнитною постоянною*, или *проницаемостью* среды. Введение коэффициента μ в формулу Кулона означает, что сила взаимодействия магнитных полюсов данной величины зависит от свойств той среды, в которой наблюдается это взаимодействие.

Далее, величина

$$B = \mu M$$

называется *магнитной индукцией* поля (ср. стр. 36, **36**).

166. Магнитный поток. — Произведение из магнитной индукции B на площадь S, проведенную мысленно в каком-нибудь месте поля, и на cos угла между направлением B и нормалью n к площади S

$$N = BS\cos(Bn) = \mu MS\cos(Mn)$$

носит название *магнитного потока* сквозь площадь S. Применяя к магнитным явлениям понятие о линиях сил (стр. 37, **37**), мы можем сказать (ср. стр. 41, **41**), что N есть число магнитных линий сил, пронизывающих площадь S.

Число линий сил, исходящих из полюса m внутри телесного угла φ, равно $m\varphi$ (стр. 45, **45**), а полное число линий сил данного полюса m, по теореме Гаусса, равно $4\pi m$ (стр. 44, **43**).

167. Магнитные линии сил. — Форму магнитных линий сил очень хорошо можно наблюдать при помощи железных опилок. Желая изучить магнитное поле какого-нибудь магнита, помещают над ним лист бумаги или картона, на котором насыпаны, по возможности равномерно и не слишком густо, железные опилки. Попадая в магнитное поле, все опилки намагничиваются, в каждой из них появляется

северный и южный полюсы; противоположные полюсы стремятся сблизиться друг с другом, но этому мешает трение опилок о бумагу. Если же постучать по бумаге пальцем и привести эти опилки в сотрясение, то трение опилок о бумагу уменьшится, и опилки притянутся друг к другу, образуя целую систему цепей и обрисовывая собою магнитные линии сил исследуемого поля.

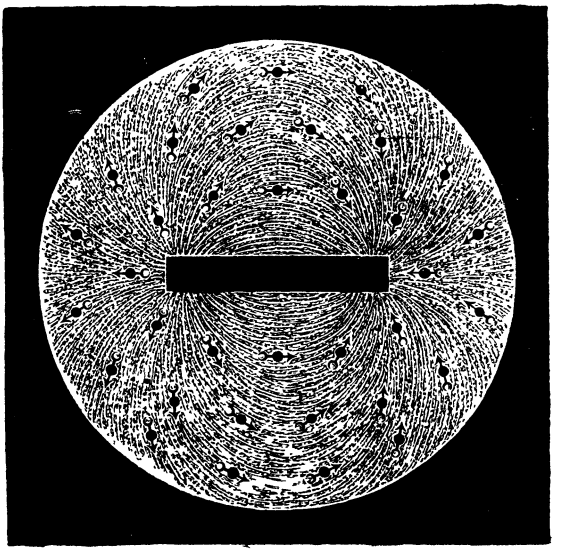


Рис. 170. Поле прямого магнита.

На рис. 170 показано расположение опилок в поле прямого магнита, а кроме того, представлены маленькие магнитные стрелки, помещенные в этом поле и указывающие направление магнитного напряжения в различных местах поля. По этим стрелкам мы видим, что линии сил выходят из левого конца магнита и входят в его правый конец; следовательно, налево мы имеем северный (положительный) полюс магнита, а направо — южный.

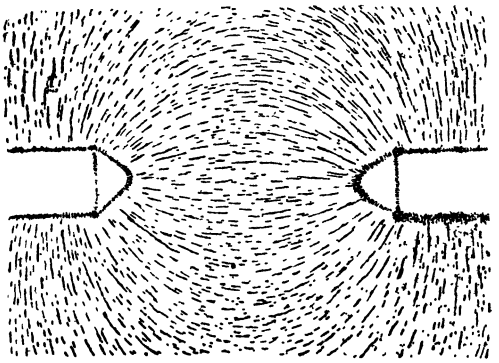


Рис. 171. Поле двух разноименных полюсов.

На рис. 171 изображено поле двух разноименных полюсов; оно напоминает собою поле двух противоположных электрических зарядов (стр. 40, рис. 32; стр. 69, рис. 58).

На рис. 172 полюсы имеют плоские наконечники, отчего поле в середине между ними сделалось более однородным; это поле напоминает случай двух противоположно заряженных дисков (ср. стр. 69, рис. 59).

168. Поле данного магнита. — Пусть нам дан магнит (рис. 173) с полюсами N, S и с расстоянием между ними l и требуется определить напряжение магнитного поля, производимого этим магнитом в

некоторой точке пространства. Искомое напряжение поля будет, очевидно, равнодействующее двух напряжений M_1 и M_2, обусловленных каждым полюсом в отдельности, и, с математической точки зрения, этот случай ничем не отличается от случая двух разноименно наэлектризованных точек (рис. 25, стр. 35). Не останавливаясь поэтому на общем случае, вычислим напряжение магнитного поля данного магнита в двух точках, а именно, в точке A, находящейся на продолжении оси магнита, и в точке B, находящейся на линии, перпендикулярной к этой оси.

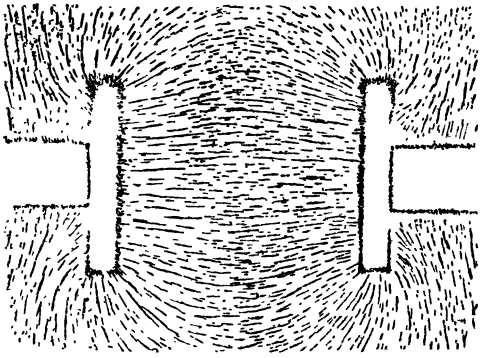


Рис. 172. В середине между плоскими полюсами поле почти однородно.

В точке A, находящейся на продолжении оси магнита в расстояниях r_1 и r_2 от его полюсов, оба составляющих напряжения направлены по одной прямой, а потому, принимая для воздуха $\mu = 1$, имеем результирующее поле:

$$M_a = \frac{m}{r_1^2} - \frac{m}{r_2^2} = m\,\frac{r_2^2 - r_1^2}{r_1^2 r_2^2}.$$

Заметив, что $r_2 - r_1 = l$, и обозначая магнитный момент (стр. 178) данного магнита $m \cdot l$ через P, имеем:

$$M_a = \frac{r_2 + r_1}{r_1^2 r_2^2}\,P.$$

Если расстояния r_1 и r_2 велики в сравнении с длиною магнита, то можно положить $r_1 = r_2 = r = CA$ — расстояние точки A до центра магнита C, — и тогда

$$M_a = \frac{2P}{r^3}.$$

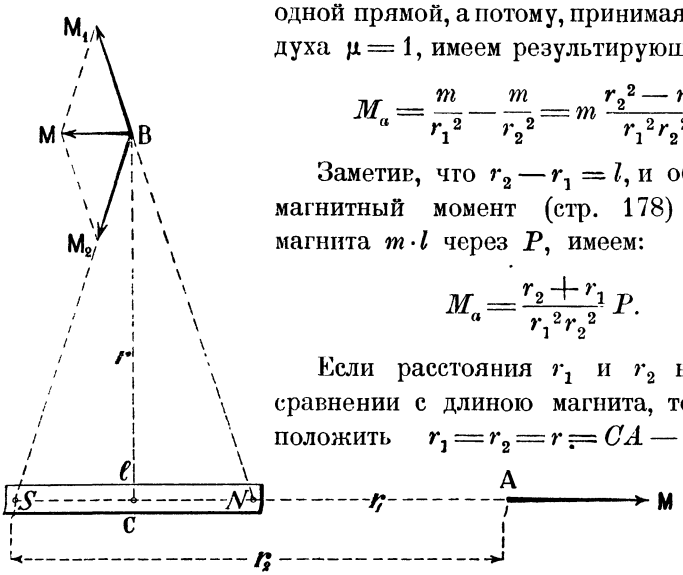


Рис. 173. Вычисление напряжения магнитного поля.

Итак, напряжение магнитного поля в точке, находящейся на продолжении оси магнита и в далеком от него расстоянии, равно удвоенному магнитному моменту магнита и обратно пропорционально кубу расстояния этой точки от центра магнита.

В точке B. находящейся на линии, перпендикулярной к оси магнита и проходящей через его центр, напряжение результирующего поля M_b легко определить из подобия треугольников SNB и BM_1M, причем

$$\frac{M_b}{M_1} = \frac{l}{r_1},$$

где $r_1 = BS$.

Но составляющие напряжения каждого полюса в отдельности равны

$$M_1 = \frac{m}{r_1^2}.$$

Подставляя это в предыдущее уравнение, получаем:

$$M_b = \frac{ml}{r_1^3} = \frac{P}{r_1^3}.$$

При больших расстояниях мы можем и здесь под r_1 понимать расстояние до центра магнита $CB = r$. Как видим, при одинаковых расстояниях M_b вдвое меньше M_a. Обе формулы показывают, что магнитное поле магнита приблизительно (для больших r) обратно пропорционально кубу расстояния.

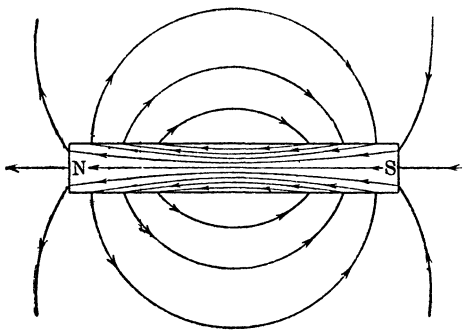


Рис. 174. Поле магнита.

169. Магнитное поле внутри магнита. — Мы уже указали выше (стр. 178), что не существует магнитных проводников; поэтому, если снаружи мы наблюдаем магнитные линии сил, то они должны проходить и внутри магнита, и притом в том же самом количестве. И, действительно, если бы внутри магнита не было линий сил, то, разломив магнит на две части, мы могли бы отделить концы этих линий, т. е. отделить положительный магнетизм от отрицательного; между тем мы знаем, что это невозможно.

Итак, линии сил магнита проходят и внутри его, образуя собою замкнутые линии (рис. 174).

Вообще намагниченное тело имеет много сходного с поляризованным диэлектриком; только в диэлектрике поляризация пропадает вместе с влияющим полем, тогда как в постоянных магнитах она остается долгое время почти неизменной.

170. Магнитный потенциал. — Если поле однородно и все линии сил параллельны, то работа, которую нужно затратить, чтобы передвинуть полюс m из одной точки поля в другую (ср. стр. 66, **61**).

$$W_{12} = mMl = m(V_2 - V_1) = mV,$$

где l — длина пути, считаемая по линии сил, а $V_2 - V_1 = Ml = V$ есть разность магнитных потенциалов между второй и первой точкой.

Напряжение поля выразится через разность потенциалов так:

$$M = \frac{V}{l}.$$

Как и в случае электрического поля (стр. 70, **68**), мы можем сказать, что напряжение магнитного поля равно *падению* магнитного потенциала на единицу длины пути по линии сил, т. е. перпендикулярно к эквипотенциальным поверхностям.

Абсолютные значения потенциалов V_1 и V_2 здесь так же, как и в электрическом поле, не имеют значения, — важны *разности потенциалов*.

171. Магнитодвижущая сила. — Однако для магнитного поля необходимо сделать еще одно особое замечание. Дело в том, что в магнитном поле все линии сил, а следовательно, и все трубки сил, — *замкнутые*. Поэтому, обойдя такую трубку по линии сил и придя в исходную точку, полюс m совершит некоторую положительную работу; разделив эту работу на m, мы должны получить некоторую разность потенциалов.

Эта разность потенциалов, которая получается при одном полном обходе замкнутой трубки сил поля, называется *магнитодвижущей силой* трубки.

Это название аналогично *электродвижущей силе* в замкнутой цепи тока.

172. Энергия магнитного поля. — Для энергии однородного магнитного поля по аналогии с полем электрическим можем (стр. 74, **70**) прямо написать:

$$W = \frac{BM}{8\pi} Q = \frac{\mu M^2}{8\pi} Q \text{ эрг}.$$

при чем Q обозначает объем поля, а

$$W_m = \frac{BM}{8\pi} = \frac{\mu M^2}{8\pi} \quad \frac{эрг}{см^3}$$

плотность магнитной энергии.

173. Действие поля на магнит. — Положим, что данный магнит помещен в какое-нибудь магнитное поле постороннего происхождения. Если напряжение поля в тех точках, где находятся полюсы нашего магнита, равно M_1 и M_2, то на эти полюсы будут действовать силы $+mM_1$ и $-mM_2$, которые по своим действиям будут эквивалентны одной силе F:

$$F = m(M_1 - M_2),$$

и под действием этой силы магнит придет в движение.

Если обе силы, приложенные к полюсам магнита, окажутся не по одной линии, то, кроме поступательного движения магнита, мы, вообще говоря, получим еще вращение.

В том случае, когда поле однородно, т. е. когда напряжения магнитного поля у того и другого полюса одинаковы и одинаково направлены, или когда сам магнит так мал, что в его пределах напряжение поля можно считать однородным, — в этих случаях сила F равна нулю или ничтожна, и на магнит действует одна только пара сил; магнит не получает заметного поступательного движения, а только поворачивается под действием момента этой пары.

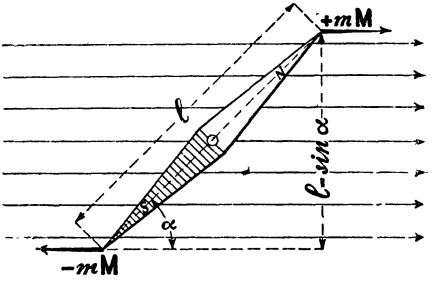


Рис. 175 Действие поля на магнит.

Так, например, вблизи полюса какого-нибудь магнита поле неоднородно, и поэтому небольшая магнитная стрелка, помещенная вблизи этого полюса, будет либо притягиваться, либо отталкиваться им, тогда как вдали от полюса линии сил можно считать приблизительно параллельными и, следовательно, поле почти однородным, а тогда магнитная стрелка уже не будет более притягиваться или отталкиваться заметным образом, а будет лишь поворачиваться и стремиться стать вдоль по линии сил поля; другими словами, на стрелку будет действовать лишь пара сил.

Такой случай мы имеем, между прочим, в поле земного магнетизма: земное магнитное поле в наших широтах можно считать за однородное; поэтому небольшая магнитная стрелка, помещенная на

плавающей дощечке, не плывет к северу или югу, а только поворачивается, становясь параллельно магнитному меридиану.

Вычислим момент сил, действующих на эту стрелку в земном магнитном поле. Если напряжение этого поля (рис. 175) равно M, расстояние между полюсами l и ось стрелки образует с направлением поля угол α, то две действующие силы $+mM$ образуют пару с плечем $l\sin\alpha$. Момент этой пары будет равен

$$K = Mml\sin\alpha = MP\sin\alpha,$$

где P — магнитный момент стрелки.

174. Измерение напряжения магнитного поля.—Положим, нам необходимо измерить напряжение магнитного поля в какой-нибудь точке пространства, например напряжение земного поля M_0 в каком-нибудь данном месте. Для подобных измерений Гауссом был выработан особый метод, который состоит в следующем.

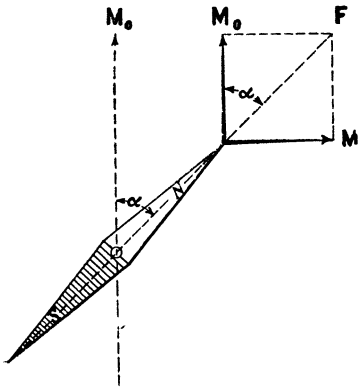


Рис. 176. Сложение двух напряжений.

В данное место помещают небольшую магнитную стрелку на вертикальной оси, проходящей через ее центр, и наблюдают время качаний этой стрелки при небольших амплитудах. Момент сил, действующих на стрелку, будет, как мы видели,

$$K = M_0 P\sin\alpha,$$

и если момент инерции стрелки обозначить через I, то полный период T ее качания определится из формулы [1]:

$$M_0 P = I\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2.$$

В этом уравнении величину момента инерции I можно вычислить или измерить особым опытом; время качания T тоже можно определить из опыта. Остаются две неизвестных величины: магнитный момент стрелки P и напряжение исследуемого поля M. Следовательно, наблюдение времени качания стрелки в исследуемом магнитном поле еще не достаточно для определения его напряжения.

Но мы можем сделать еще следующий опыт. Установим наш магнит, качания которого мы наблюдали, таким образом, чтобы направле-

[1] Это не что иное как формула так называемого „физического маятника", только вместо момента силы тяготения здесь действует момент K. Вывод см. в главе о переменных токах.

ние его оси было перпендикулярно к магнитному меридиану. Затем возьмем вспомогательную магнитную стрелку, снабженную кругом с делениями, т. е. буссоль, и положим ее на некотором расстоянии r от

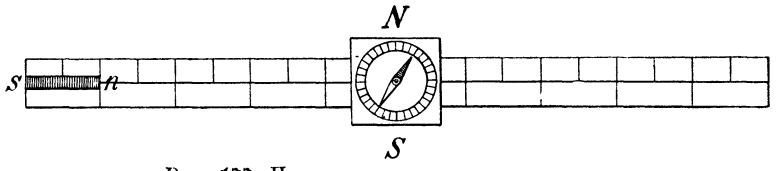


Рис. 177. Положение магнита по параллели.

магнита (см. рис. 173, стр. 182) либо в положение A, либо в положение B. Эти два положения мы выбираем потому, что для них напряжение поля данного магнита вычисляется, как это мы видели, очень просто. В каждом из этих двух случаев на стрелку буссоли будут действовать два магнитных поля (рис. 176): одно из них есть земное поле с напряжением M_0; оно направлено с юга на север; другое же — поле нашего магнита, напряжение коего пусть будет M и направление которого перпендикулярно к M_0. При этом на каждый полюс стрелки буссоли будут действовать две взаимно-перпендикулярные силы (рис. 176) mM_0 и mM, и стрелка отклонится от направления магнитного меридиана на некоторый угол α, который определяется уравнением:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{M}{M_0}.$$

Наблюдая этот угол в положении магнита и буссоли A (рис. 177) или B (рис. 178) и подставляя соответственные значения M_a и M_b (стр. 182, 183, **168**), получим в первом и во втором случае

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{2P}{r^3 M_0},$$

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{P}{r^3 M_0},$$

откуда определяется отношение P к M_0.

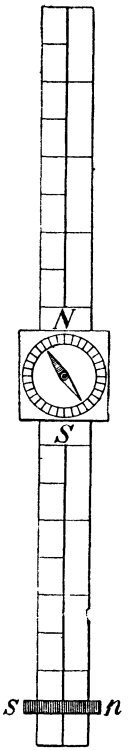


Рис. 178. Положение магнита по меридиану.

Итак, из наблюдений над временем качания магнита мы можем вычислить произведение P на M_0, а из наблюдений над отклонениями буссоли можем вычислить отношение P к M_0. Оба наблюдения вместе дают возможность определить P и M_0 в отдельности.

Заметим, что мы для простоты считали поле нашего магнита в пределах стрелки буссоли однородным; это будет тем точнее, чем дальше помещен магнит от буссоли. При очень точных опытах, однако, необходимо принимать во внимание и эту неточность, а также принимать целый ряд других предосторожностей, на которых мы здесь останавливаться не можем.

175. Магнитное поле земли. — Измерение магнитного поля земли производится регулярно во многих точках земной поверхности в специально для этого построенных институтах. Эти измерения дали следующие результаты.

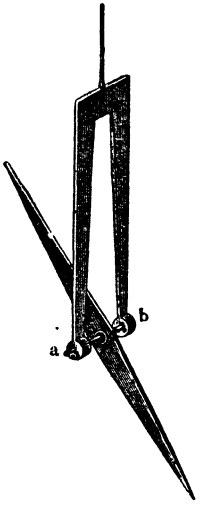


Рис. 179. Магнитная стрелка на горизонтальной оси.

Направление магнитного поля земли, вообще говоря, наклонно к горизонту. Это легко видеть, если подвесить стрелку на горизонтальной оси, проходящей через центр тяжести стрелки (рис. 179).

Обыкновенно полное напряжение магнитного поля F (рис. 180) разлагают на вертикальную составляющую V и горизонтальную H. Угол i между F и H называется *углом наклонения*.

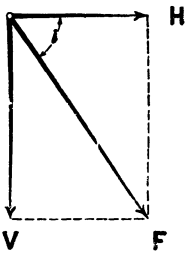


Рис. 180. Слагающие земного магнетизма.

Очевидно, что

$$H = F\cos i,$$
$$V = F\sin i.$$

Угол i измеряется особою буссолью наклонения (рис. 181) и в наших широтах (Москва) оказывается равным около 70°.

Горизонтальная составляющая H имеет направление, близкое к направлению меридиана данного места, но так как это совпадение неполное, то направление H называется *магнитным меридианом* данного места. Угол, составленный между магнитным и географическими меридианами, называется *углом склонения*. Склонения бывают восточные или западные; первые обозначаются знаком (+), вторые знаком минус (−).

Горизонтальная составляющая земного поля, его наклонение и склонение называются *магнитными элементами* данного места земли.

Магнитная стрелка показывает своим северным полюсом на север; следовательно, в этом именно направлении идут магнитные линии земли. Приближаясь к *северному географическому* полюсу земли, магнитные линии все больше и больше наклоняются к горизонту и около 70° 30′ северной широты и 97° 41′ восточной долготы делаются

вертикальными, входя в землю. Здесь, где линии *входят* в землю, мы, следовательно, имеем *южный магнитный* полюс земли.

С другой стороны, вблизи *южного географического* полюса, а именно на 73° 39′ южной широты и 146° 15′ западной долготы, магнитные линии *выходят* из земли; здесь, следовательно, мы имеем *северный магнитный* полюс земли.

Из приведенных цифр мы видим, что земная магнитная ось не только не совпадает с осью вращения земли, но даже не проходит через центр земли. Тем не менее общий вид наружного земного ма-

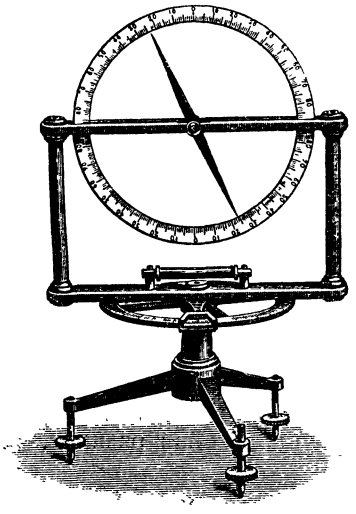


Рис. 181. Буссоль наклонения.

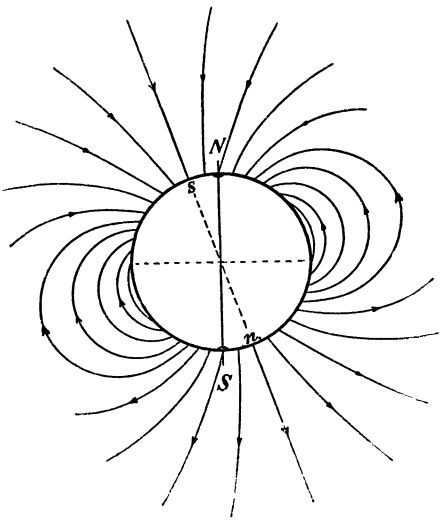


Рис. 182. Схема магнитного поля земли.

гнитного поля может быть изображен в первом приближении полем магнита, помещенного в центре земли. Ось этого воображаемого магнита пересекает поверхность земли под широтою около 70°.

У полюса вертикальное магнитное поле равно $M_a = 0{,}64$, около экватора горизонтальное поле $M_b = 0{,}32$. Как и для магнита (стр. 182, **168**), M_a вдвое более M_b. Из этих данных, зная радиус земли $r = 6{,}4 \cdot 10^8$ *см*, мы можем определить магнитный момент всей земли

$$P = M_b r^3 = 0{,}32 \cdot (6{,}4 \cdot 10^8)^3 = 8{,}38 \cdot 10^{25}$$

и ее интенсивность намагничивания

$$I = \frac{P}{{}^4/_3 \pi r^3} = \frac{3 M_b}{4\pi} = 0{,}077.$$

Впрочем, необходимо иметь в виду, что магнитный момент не распределен равномерно внутри всей земли, а потому такой подсчет дает только некоторые средние цифры.

При более близком изучении магнитных линий земли в них замечается целый ряд местных отличий. Кроме того все элементы для данного места меняются со временем. В особенности сильным изменениям подвержены: величина горизонтальной составляющей и ее направление, т. е. склонение. Здесь замечены даже периодические изменения, имеющие связь с астрономическими явлениями. Наконец, иногда происходят внезапные и весьма сильные изменения элементов, в особенности в полярных областях, — это так называемые *магнитные бури*; они находятся в связи с некоторыми земными явлениями, например, с северными сияниями.

III. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТЕЛ

176. Тела парамагнитные и диамагнитные. — Мы уже неоднократно убеждались в том, что железо, помещенное в магнитном поле, само приобретает магнитные свойства. Но Фарадей показал, что это явление не ограничено одним железом, а может быть наблюдаемо в большей или меньшей степени во всех других телах; оно совершенно аналогично диэлектрической поляризации в диэлектриках и может быть названо *магнитной поляризацией*; однако между электрической и магнитной поляризацией есть и существенная разница.

При электрической поляризации на границах диэлектриков появляются так называемые фиктивные заряды, и притом так, что всякий диэлектрик, помещенный, в воздухе или пустоте, в поле наэлектризованной точки, всегда притягивается этой точкой; между тем в природе существуют тела, которые отталкиваются магнитным полюсом. Так, например, поместив небольшой шарик из железа, никеля или кобальта вблизи магнитного полюса, мы увидим, что все они притягиваются магнитом; если же мы возьмем шарик из висмута или цинка, то будем наблюдать отталкивание как от северного, так и от южного полюса магнита.

Фарадей назвал тела, которые притягиваются магнитом, *парамагнитными*, а тела, которые отталкиваются магнитом, — *диамагнитными*.

Вспомним, что закон Кулона дает величину силы взаимодействия только между намагниченными телами; поэтому притяжение и отталкивание ненамагниченных тел магнитом мы должны объяснить возникновением в этих телах магнетизма путем индукции, подобно

тому, как это мы делали (стр. 31, **31**) в случае притяжений наэлектризованными телами ненаэлектризованных. Только в магнетизме нам нужно различать два случая: для парамагнитных тел мы должны принять, как и в электричестве, что в ближайших к магниту частях тела возникает магнетизм, противоположный влияющему, тогда как для диамагнитных тел, где наблюдается отталкивание, мы должны предположить, что в ближайших к магниту частях тела возникает магнетизм, одноименный с влияющим.

177. Коэффициент намагничивания. — Для того, чтобы ввести эти наблюдаемые на опыте факты в наши формулы, мы попробуем рассуждать совершенно так же, как это мы делали (стр. 54, **53**) при рассмотрении явлений электростатической индукции и поляризации.

Предложим, что какое-нибудь тело помещено в однородное магнитное поле, напряжение которого равно M. Под влиянием внешнего магнитного поля в каждом элементе объема данного тела возникнут одновременно два магнитных полюса, которые отодвинутся друг от друга, причем положительный полюс передвинется вдоль по магнитному полю, а отрицательный — в сторону противоположную. Эти полюсы образуют собою элементарные магнитики, и каждый из них будет обладать некоторым магнитным моментом. Магнитный момент, отнесенный к единице объема, даст нам некоторую среднюю *интенсивность* намагничивания I и равную ей некоторую среднюю поверхностную плотность магнетизма σ_1 на границах рассматриваемого объема. Что касается величин I и σ_1, то мы сделаем ту же гипотезу, как и для случая электрической поляризации (стр. 55), а именно, что плотность σ_1, а следовательно, и степень намагничивания I, пропорциональны напряжению того поля, под влиянием которого они находятся, т. е. пропорциональны напряжению M_1 магнитного поля *внутри данного тела*. Итак, положим:

$$I = \sigma_1 = \varkappa M_1.$$

Коэффициент пропорциональности $\varkappa$ носит название *коэффициента намагничивания*, или *коэффициента магнитной восприимчивости*.

Вышеприведенное объяснение годно, конечно, только для тел парамагнитных, — для диамагнитных тел наше объяснение не подходит, потому что там пришлось бы принять, что положительные полюсы передвигаются против направления магнитного поля, тогда как отрицательные двигаются вдоль магнитного поля, что, конечно, невозможно Но, отказываясь дать этим путем наглядное объяснение магнитной индукции, мы тем не менее можем ввести наблюденные факты в тео-

рию, если положим для диамагнитных тел коэффициент $\varkappa$ отрицательным.

Итак, мы встретились здесь с новым существенным различием между явлениями электрическими и магнитными. В электростатике коэффициент k (стр. 55, **53**) был всегда положительный, и мы могли дать наглядное объяснение явлению электростатической поляризации, приняв гипотезу о смещении зарядов внутри тела под действием внешнего поля; в магнетизме такое объяснение не подходит, оно не подтверждается опытом, потому что в природе, оказывается, существуют тела, как, например, висмут, для которых коэффициент магнитной восприимчивости отрицателен.

178. Коэффициент проницаемости. — Магнетизм, который появляется на поверхности тел, помещенных в магнитном поле, какого бы знака он ни был, дает свое добавочное магнитное поле, которое сложится с внешним магнитным полем. Для вычисления результирующего поля мы поступим совершенно так же, как в электростатике (стр. 55, **54**).

Возьмем на поляризованном теле перпендикулярно к полю небольшую площадку и рассмотрим действие размещенных на ней фиктивных полюсов. Эти полюсы дадут поле, перпендикулярное к площадке, и потому на касательную составляющую внешнего поля влиять не могут. Как в наружной среде, так и внутри тела касательные составляющие напряжения магнитного поля у поверхности раздела двух тел будут одинаковы:

$$M_{t1} = M_{t2}.$$

Что же касается нормальной составляющей, то, благодаря поверхностному распределению магнетизма между направлением поля M_{n2} снаружи и M_{n1} внутри тела должно быть соблюдено условие (ср. стр. 56):

$$M_{n2} - M_{n1} = 4\pi\sigma_1,$$

а так как мы положили

$$\sigma_1 = \varkappa M_{n1},$$

то

$$M_{n2} = (1 + 4\pi\varkappa)\, M_{n1} = \mu M_{n1},$$

где

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa.$$

Коэффициент μ, который, как видим, в магнетизме играет ту же самую роль, что диэлектрическая постоянная в электричестве, называется коэффициентом *магнитной проницаемости*.

Термин „магнитная проницаемость“ произошел от того, что в телах, для которых μ больше, и поток магнитной индукции будет тоже

больше, и потому эти тела как бы легче проницаемы для потока индукции.

Легко видеть, что для парамагнитных тел, где χ — величина положительная, проницаемость будет больше единицы; наоборот, для диамагнитных тел проницаемость меньше единицы. Во всяком случае коэффициент проницаемости существенно положительная величина.

Если тело имеет коэффициент намагничивания χ_1 и погружено в среду с коэффициентом намагничивания χ_2, то в этом более общем случае мы будем иметь (ср. стр. 56) такое соотношение:

$$(1 + 4\pi\chi_1) M_{n1} = (1 + 4\pi\chi_2) M_{n2}$$

или

$$\mu_1 M_{n1} = \mu_2 M_{n2},$$

т. е. условие, аналогичное условию нормальной составляющей потока электростатической индукции. Следствием этих условий будет преломление линий сил на границе двух тел по закону:

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

179. Концентрация линий. Магнитная защита. — Благодаря преломлению линий сил на границе, как это мы выяснили еще в I главе (стр. 59, 55), происходит сближение, или концентрация, этих линий. Этим обстоятельством пользуются для самых разнообразных целей.

Так, например, если желают концентрировать магнитное поле какого-нибудь магнита на небольшом пространстве, то снабжают его полюсы заостренными полюсными наконечниками. Линии сил при этом отклоняются и скопляются у острого конца (стр. 181, рис. 171). Наоборот, если хотят получить широкое, хотя бы и более слабое поле, то снабжают магнит плоскими наконечниками (стр. 182, рис. 172). Расчеты таких полей, вообще говоря, очень сложны, и мы не можем здесь на этом останавливаться, но общую картину явления мы можем себе представить и без расчета.

Поместим какой-нибудь кусок железа в однородное магнитное поле *NS* (рис. 183); тогда железо вследствие индукции само сделается магнитом и даст свое собственное поле, которое изображено на рис. 174 (стр. 183) и еще раз изображено на рис. 183 (стр. 194) пунктирными линиями. Возбужденное путем индукции поле складывается с индуцирующим полем *NS*, и в результате получается составное магнитное поле, показанное на рис. 183 более толстыми линиями.

Эти линии изгибаются, подходя к железу, преломляются на его поверхности и таким образом концентрируются внутри железа.

На стр. 59 (рис. 50) показана концентрация линий сил в полом шаре; нечто подобное происходит при помещении в однородное магнитное поле полого железного цилиндра или кольца, ось которого

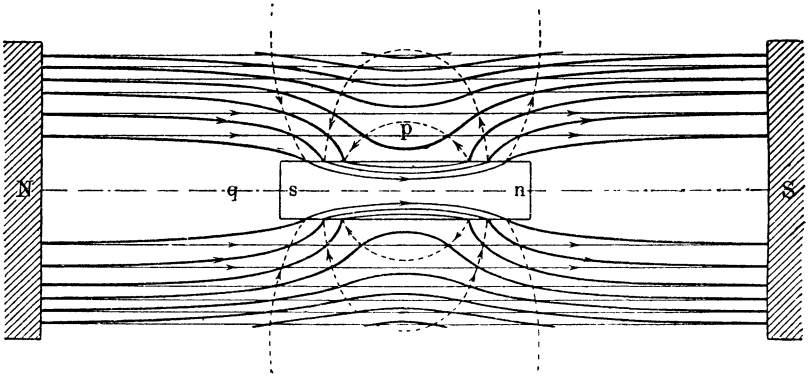


Рис. 183. Концентрация магнитных линий.

перпендикулярна к полю. Этот последний случай легко демонстрировать помощью железных опилок (рис. 184).

Здесь мы видим, что вследствие концентрации линий в железном кольце магнитное поле во внутренней полости кольца значительно ослаблено, и этим обстоятельством часто пользуются для устройства так называемой *магнитной защиты*, т. е. для охранения гальванометров с чувствительными магнитными стрелками от внешних магнитных влияний.

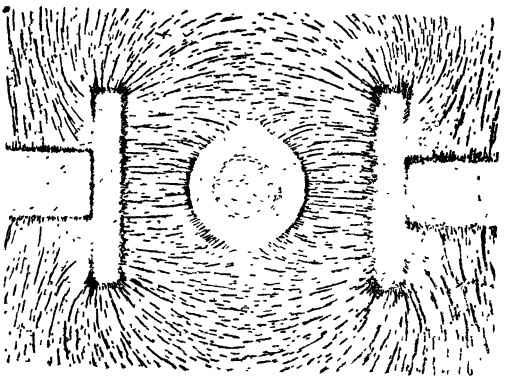


Рис. 184. Железное кольцо в магнитном поле.

В электростатике, для охранения стрелки электроскопа от внешнего электрического поля, мы окружали эту стрелку проводником, внутрь которого наружное поле проникнуть не может (стр. 60, рис. 52 *b*).

Так как проводников для магнетизма не существует, то мы не можем *вполне* охранить магнитную стрелку от внешних влияний, но если окружить ее шаровыми или цилиндрическими слоями, сделанными из железа с большим коэффициентом проницаемости, то

как оказывается, удается ослабить влияние внешнего поля в 1 000 раз.

180. Движение тел в магнитном поле. — Все рассуждения, приведенные нами на стр. 60, **57** и на стр. 61, **58**, применимы без всяких изменений и к случаю магнитного поля.

В неоднородном поле, — например, вблизи одного магнитного полюса, — парамагнитное тело будет стремиться в места с бо́льшим напряжением, т. е. притягиваться полюсом, наоборот, диамагнитное — будет отталкиваться.

Если поле образовано двумя полюсами, а данное тело имеет удлиненную форму, то при положительном $\varkappa$ (парамагнитное) оно будет стремиться повернуться вдоль по полю, при $\varkappa$ отрицательном (диамагнитное) оно станет перпендикулярно к полю.

Если тело с коэффициентом восприимчивости $\varkappa_2$ помещено в среде, коэффициент которой равен $\varkappa_1$, то результирующая поверхностная плотность магнетизма будет

$$\sigma = \sigma_1 - \sigma_2 = \varkappa_1 M_{n_1} - \varkappa_2 M_{n_2} = (\varkappa_1 - \varkappa_2) \frac{M_{n_1}}{1 + 4\pi\varkappa_2}.$$

Если $\varkappa_1 < \varkappa_2$, — плотность σ будет отрицательная, и тело будет себя вести как парамагнитное, если $\varkappa_1 > \varkappa_2$, — оно будет казаться диамагнитным.

Обыкновенно эти явления демонстрируются на приборе (рис. 185), состоящем из электромагнита, между полюсами которого можно подвешивать на коконовой нити небольшие палочки из испытуемого вещества. При этом палочка из никеля или кобальта (парамагнетизм) становится вдоль по полю, палочка же из висмута (диамагнетизм) — перпендикулярно к полю. Если взять палочку из бутылочного стекла, содержащего железо, то она станет вдоль по полю, но если ту же палочку погрузить в раствор хлорного железа, который более магнитен, чем стекло, то палочка стекла будет себя вести как диамагнитное тело и станет поперек поля. Этот случай вполне аналогичен действию электрического поля на воздушные пузырьки в керосине (рис. 53, стр. 61).

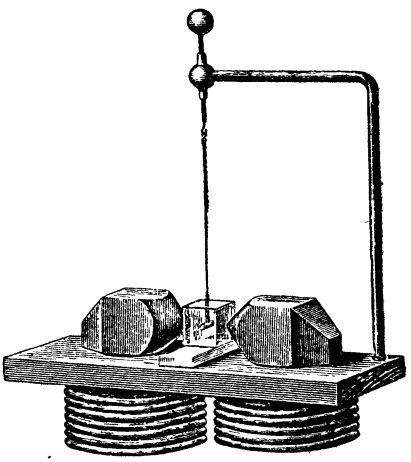


Рис. 185. Палочка висмута в магнитном поле.

181. Опытное определение коэффициентов. — Итак, для охарактеризования магнитных свойств какого-нибудь тела мы можем пользо-

ваться двумя способами: или указанием величины его коэффициента восприимчивости $\varkappa$, или проницаемости μ.

Для определения коэффициента восприимчивости какого-нибудь вещества обыкновенно поступают следующим образом. Испытуемое вещество помещают в магнитном поле известного напряжения и известного распределения в пространстве и измеряют силу, с которой данное поле действует на данное тело.

При подобных измерениях, конечно, надо иметь еще в виду, что возникающие в теле полюсы отчасти изменяют внешнее магнитное поле, но для большинства тел коэффициент $\varkappa$ оказывается настолько малым, что этими изменениями можно пренебречь. Исключение составляют только железо и родственные с ними металлы; но для этих случаев имеются другие способы измерения восприимчивости, более точные, о которых мы скажем ниже.

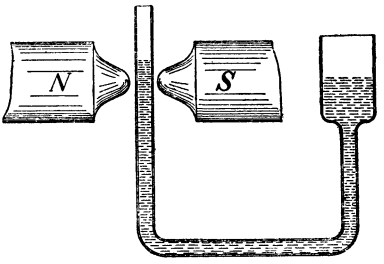


Рис. 186. Втягивание жидкости в магнитное поле.

Для сравнения коэффициентов магнитной восприимчивости жидкостей применим еще другой способ. Жидкость наливается в коленчатую трубку, одно из колен которой помещают в магнитное поле (рис. 186). Под влиянием магнитного поля на поверхности жидкости возникает магнетизм, и жидкость в этом колене поднимается или опускается, т. е. поверхность жидкости притягивается или отталкивается полюсами магнита в зависимости от того, парамагнитна ли данная жидкость или диамагнитна.

Определив коэффициент магнитной восприимчивости, мы легко можем вычислить и коэффициент проницаемости по формуле:

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa.$$

Однако имеются способы, благодаря которым можно непосредственно определить проницаемость. Эти способы основаны на явлении индукционных токов, и о них мы будем говорить ниже.

182. Подъемная сила магнита. — Очень часто коэффициент восприимчивости и проницаемости железа определяют по той силе, с которой действуют два куска данного железа, соприкасающиеся друг с другом и помещенные в магнитном поле известного напряжения M.

Разделим мысленно два данных куска железа перпендикулярно к направлению поля бесконечно тонким слоем воздуха. Внутри этого слоя мы будем иметь однородное поле, образованное положительным и отрицательным магнетизмами, находящимися на поверхностях же-

леза, и мы можем рассчитать этот случай подобно тому, как мы определяли силу взаимодействия между двумя наэлектризованными плоскостями. Следовательно, сила, с которою действуют друг на друга два куска магнита с поперечным сенением S, будет равна (см. стр. 47):

$$F = 2\pi\sigma^2 S = 2\pi\varkappa^2 M^2 S.$$

Это и есть та сила, которая необходима для разъединения обоих кусков.

Зная M и S и определяя F из опыта, можем вычислить $\varkappa$ для данного куска железа.

Если один из этих кусков представляет собою постоянный магнит, то F называется подъемной силой магнита.

При опытах с постоянным магнитом наблюдение подъемной силы его F позволяет определить плотность магнетизма σ и напряжение магнитного поля M_0 вблизи его полюсов.

Положим, нам дан магнит, способный выдержать груз в 1 *кг* на *см*^{2}:

$$\frac{F}{S} = 1\ \frac{кг}{см^2} = 1 \cdot 10^6\ \frac{дин}{см^2} = 2\pi\sigma^2.$$

Отсюда определяем среднюю плотность магнетизма

$$\sigma = \sqrt{\frac{10^6}{2\pi}} = 400,$$

и напряжение магнитного поля вблизи полюса такого магнита

$$M_0 = 2\pi\sigma = 2\,500\ \ C\text{-}G\text{-}S.$$

183. Величины коэффициентов намагничивания. — Измерения различных исследователей дали следующие коэффициенты для некоторых тел:

Материал	$\varkappa$	μ
Железо	до 440	до 5 500
Никель	„ 23	300
Кобальт	„ 11	40
Хлорное железо	„ 90.10^{-6}	—
Кислород	$0{,}16\ 10^{-6}$	—
Воздух	$0{,}027\ 10^{-6}$	—
Вода	$-0{,}75.10^{-6}$	—
Висмут	$-14{,}5.10^{-6}$	—

Сплавы металлов имеют проницаемость, иногда меньшую, а иногда бо́льшую, чем те металлы, из которых они состоят. Так, например, сплав из магнитных металлов: 75% железа и 25% никеля почти не

магнитен, но с другой стороны, Гейслер (Heusler) нашел, что сплав из 60% меди, 25% марганца и 15% алюминия, т. е. из совершенно немагнитных металлов, обладает магнитными свойствами с проницаемостью около 40. Очевидно, на магнитные свойства тела оказывает значительное влияние его молекулярное строение. Это подтверждается еще и тем, что магнитные свойства железа зависят от характера его обработки.

С повышением температуры магнетизм почти всех тел уменьшается, и притом, согласно опытам Кюри, это уменьшение происходит обратно пропорционально абсолютной температуре данного тела.

Железо при температуре около 800°, сталь при 700° а никель при 250° уже теряют свои магнитные свойства.

Уменьшение $\varkappa$ с температурой можно демонстрировать на термомагнитном двигателе Стефана. Если диск из никеля поместить вблизи магнита и нагревать его сбоку горелкой, то в холодных местах мы будем иметь большее намагничивание, чем в нагретых, и диск придет во вращение. Впрочем, коэффициент полезного действия этого двигателя настолько мал, что он не имеет практического значения.

Жидкий кислород при температуре около — 200° в 2 000 раз магнитнее, чем при комнатной температуре.

184. Ферромагнетизм. — Для первых трех из вышеприведенных тел, а именно, для железа, никеля и кобальта, коэффициент $\varkappa$, а следовательно, и μ, вообще не постоянны, т. е. плотность поверхностного магнетизма совсем не пропорциональна напряжению магнитного поля, как это мы принимали. Эти три тела, отличающиеся, кроме того, большими значениями коэффициентов, выделяются в особую группу, их называют *ферромагнитными*.

Для железа коэффициент μ при небольших напряжениях магнитного поля равен около 400, затем величина его быстро растет, доходя, при напряжении поля около 2,5 ***C-G-S***, до значения 2 500, после чего он опять уменьшается.

На рис. 187 по горизонтальному направлению отложены величины напряжений магнитного поля M внутри железа, а по вертикальному направлению — соответствующие значения индукции B и проницаемости μ.

Из вышеприведенной кривой зависимости B от M мы видим, что при сильных полях намагничивание растет очень медленно; если бы мы нарисовали кривую зависимости I от M, то заметили бы, что для больших M интенсивность намагничивания почти постоянна, железо как бы имеет предел для своего намагничивания. Это явление носит название *магнитного насыщения*.

Так как индукция

$$B = (1 + 4\pi\varkappa)\, M = M + 4\pi I,$$

то, при увеличении поля M сверх насыщения железа, когда величина I уже больше не растет, величина B будет все-таки немного увеличиваться, потому что мы увеличиваем M.

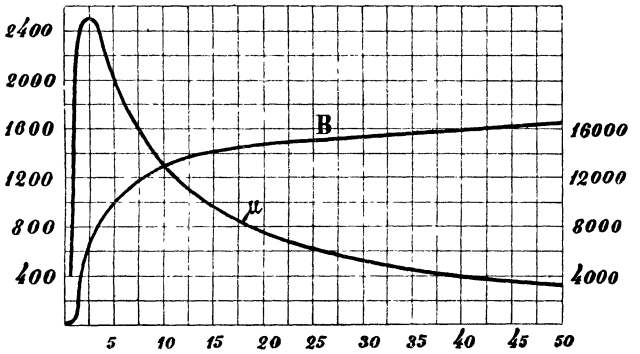


Рис. 187. Зависимость μ и B от напряжения поля.

185. Гистерезис. Остаточный магнетизм. — Кроме только что указанных явлений, в ферромагнитных телах наблюдается еще одно явление, которое называется гистерезисом и состоит в следующем.

Поместим кусок железа в магнитное поле и будем постепенно придавать напряжению поля различные значения, начиная от нуля до некоторой величины M. Одновременно с этим будем измерять соответственные значения индукции $B = \mu M$. Результаты этих измерений изобразятся кривою OD (рис. 188), в которой абсциссами служат напряжения поля M, а ординатами — соответствующие индукции B. Если мы, после того как дошли до состояния, изображаемого точкою D этой кривой, будем уменьшать напряжение внешнего поля, то и величина индукции тоже будет уменьшаться, но это уменьшение будет совершаться уже не по тому закону, по которому совершалось увеличение B в зависимости от M; другими словами, уменьшая напряжение M и измеряя соответственную индукцию B, мы получим уже не кривую DO, а

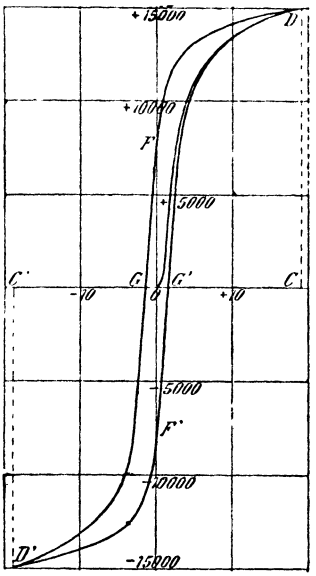


Рис. 188. Гистерезис железа.

другую — DF, причем эта новая кривая везде будет лежать выше нашей прежней кривой. Таким образом, когда внешнее магнитное поле уменьшится, наконец, до нуля, магнитная индукция в железе еще будет иметь некоторую величину OF. Величина OF и обусловливает собою *остаточный магнетизм* железа.

Желая теперь размагнитить железо, мы должны будем изменить направление внешнего магнитного поля, и при некотором $M = -OG$ мы получим индукцию, равную нулю. Далее, увеличивая отрицательное значение M, мы можем дойти до точки D' кривой; если же от точки

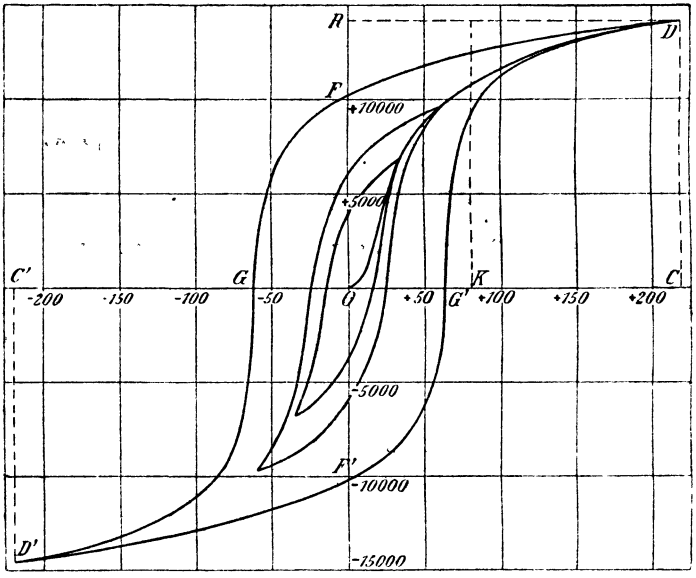


Рис. 189. Гистерезис стали.

D' будем изменять величину напряжения M в обратном порядке и, перейдя через его нулевое значение, снова дойдем до первоначального напряжения поля $+OC$, то получим вторую ветвь кривой $D'G'D$. Обе ветви вместе образуют то, что называется *циклом намагничивания*.

Для стали циклы намагничивания изображены на рис. 189.

Мы видим, что индукция в железе и стали все время как бы отстает от напряжения поля M, поэтому это явление носит название *гистерезиса* (ὑστερέω — отстаю).

Если бы мы начинали намагничивание и размагничивание данного куска стали с других точек или доводили намагничивание до других пределов, то получили бы совсем другие ветви (рис. 189).

Как видим, гистерезис сильно осложняет все магнитные явления, потому что вследствие гистерезиса величина магнитной восприимчи-

вости оказывается зависящей не только от того магнитного поля, которое в данный момент действует на железо, но также и от тех магнитных состояний, в которых данный кусок железа находился раньше, до рассматриваемого момента. Одному и тому же значению напряжения внешнего магнитного поля может, поэтому, соответствовать бесконечное множество значений магнитной индукции; значения μ, данные нами на рис. 187, относятся к намагничиванию, начатому с нулевой точки O.

Гистерезис наблюдается не только в различных сортах железа, где он хорошо изучен благодаря многочисленным применениям железа в электротехнике, но им обладают в известной степени и никель и кобальт.

186. Остаточный магнетизм и коэрцитивная сила. — Мы только что видели, что, при уменьшении действующего магнитного поля M до нуля, как в железе, так и в стали получается *остаточный магнетизм*, характеризуемый величиною индукции B при $M=0$. Из чертежей 188 и 189 видно, что остаточный магнетизм OF как в железе, так и в стали почти одинаков, но, в то время как в железе достаточно лишь небольшого магнитного поля — OG' (рис. 188) для того, чтобы уничтожить остаточный магнетизм, для стали необходимо поле — OG (рис. 189), раз в тридцать большее.

Эта сила, *задерживающая* остаточный магнетизм в данном теле, называется *коэрцитивной силой*.

Коэрцитивную силу нужно, следовательно, отличать от остаточного магнетизма. Остаточный магнетизм характеризуется величиною B, при $M=0$, тогда как коэрцитивная сила характеризуется величиною $-M$, при $B=0$. Мы видели, что остаточные магнетизмы железа и стали почти одинаковы, тогда как коэрцитивная сила в стали гораздо больше, чем в железе. Можно сказать, что магнетизм стали прочнее магнетизма железа; вот почему постоянные магниты приготовляются из стали. Особым постоянством отличаются магниты из вольфрамовой стали.

При повышении температуры не только проницаемость, но и коэрцитивная сила и гистерезис уменьшаются.

187. Работа гистерезиса. — Положим, что внешнее магнитное поле M, под действием которого находится железный стержень, то убывает, то возрастает, колеблясь между двумя пределами M_1 и M_2, и мы все время измеряем соответственную величину индукции B. Тогда мы заметим, что для нескольких таких циклических намагничиваний у нас на чертеже, изображающем зависимость между M и B, будет получаться все одна и та же замкнутая кривая.

Варбург показал, что площадь, огибаемая этой кривой, представляет собою, в известном масштабе, ту работу, которая теряется при каждом цикле намагничивания.

Для того, чтобы уяснить себе это, представим себе сперва, что мы намагничиваем какое-нибудь тело, не обладающее гистерезисом и притом с постоянною проницаемостью μ. Для такого тела зависимость между B и M, а именно $B = \mu M$, будет изображаться прямою OA (рис. 190). Далее, так как в каждом кубическом сантиметре магнитного поля находится энергии

$$W_m = \frac{\mu M^2}{8\pi} = \frac{BM}{8\pi},$$

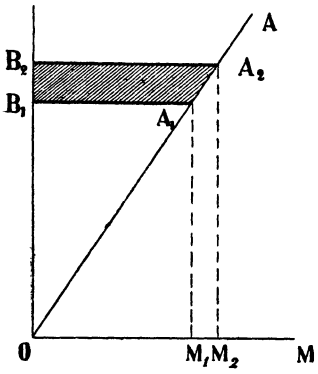


Рис. 190. Работа намагничивания без гистерезиса; μ постоянно.

то, для увеличения магнитного поля от величины M_1 до M_2 и при увеличении индукции от B_1 до B_2, нам необходимо затратить на каждый кубический сантиметр энергию:

$$W_2 - W_1 = \frac{B_2 M_2}{8\pi} - \frac{B_1 M_1}{8\pi}.$$

На нашем чертеже 190 площадь треугольника (OA_2B_2) равна $\frac{B_2M_2}{2}$, а площадь треугольника (OA_1B_1) равна $\frac{B_1M_1}{2}$. Подставляя это в нашу формулу для энергии, мы видим, что затраченную нами энергию можно выразить через разность двух площадей (OA_2B_2) и (OA_1B_1), т. е. через площадь $(A_1A_2B_2B_1)$, заштрихованную на чертеже:

$$W_2 - W_1 = \frac{(A_1A_2B_2B_1)}{4\pi}.$$

При размагничивании тела мы будем переходить на чертеже от A_2 к A_1, и тогда эту площадь, а также и затраченную работу нужно считать отрицательною, потому что при размагничивании мы энергию получаем обратно.

Если намагничивание и размагничивание описывают полный цикл $A_1A_2A_1$ и тело вновь возвращается в свое первоначальное состояние, то, очевидно, полная работа при таком цикле (без гистерезиса) будет равна нулю.

В том случае, если проницаемость μ не постоянна и B изображается не прямою линиею, а кривою OA_2 (рис. 191), мы всегда можем разложить эту кривую на такие мелкие части, чтобы их можно

было рассматривать как прямые, и легко видеть, что и в этом случае работа, затрачиваемая на намагничивание и получаемая обратно при размагничивании, будет опять изображаться заштрихованною площадью (OA_2B_2). Работа, затрачиваемая на цикл OA_2O, опять будет равна нулю.

Нечто иное мы получим, если μ не только не постоянно, но дает при намагничивании и при размагничивании различные кривые (рис. 192): например, кривую A_1CA_2 при намагничивании и кривую A_2DA_1 при размагничивании. В этом случае площади ($B_1A_1CA_2B_2$) и $B_1A_1DA_2B_2$), а следовательно, и работы при этих процессах уже не будут более равны и противоположны. При циклическом намагничивании ($A_1CA_2DA_1$) затраченная работа будет больше работы, полу-

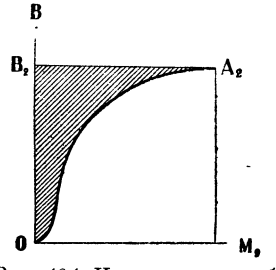


Рис. 191. Намагничивание без гистерезиса; μ переменное.

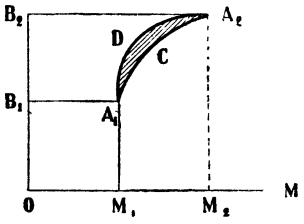


Рис. 192. Работа гистерезиса.

ченной обратно, на величину (заштрихованной на чертеже) площади $A_1CA_2DA_1$, деленной на 4π.

Применяя это рассуждение к ферромагнитным телам, мы видим, что работа, теряемая при каждом цикле намагничивания стали, будет больше, чем в железе, потому что площадь $D'G'DGD'$ для стали (рис. 189) больше такой же площади (рис. 188) для железа.

188. Нагревание вследствие гистерезиса. — Спрашивается теперь, куда же девается эта затраченная нами энергия?

Опыт показывает, что эта энергия переходит в тепло и что всякое тело, обладающее гистерезисом, т. е. дающее при циклическом намагничивании на чертеже замкнутые кривые с конечною площадью, нагревается под влиянием переменного магнитного поля.

Так как у нас пока еще нет теории, позволяющей вычислять влияние гистерезиса на магнитные свойства и потерю энергии при циклическом намагничиван и железа, а между тем эти данные необходимы при расчете различных электротехнических приборов, то Штейнметц на основании своих опытов предложил эмпирическую формулу, которая в пределах практики довольно хорошо согласуется с опытом.

Если через B_0 обозначить максимальную магнитную индукцию, то количество энергии, которое превращается в теплоту в каждом кубическом сантиметре металла, помещенного в переменном магнитном поле, может быть вычислено по формуле Штейнметца:

$$W = \eta B_0^{1,6} \frac{эрг}{см^3}.$$

Коэффициент η зависит от свойств данного металла.

Металл	
Тщательно отобранное железо, употребляемое в технике	0,0015—0,0020
Литая сталь	0,0018—0,0090
Чугун	0,01 —0,02
Сильно закаленная сталь	до 0,08

Мягкий никель и кобальт имеют приблизительно тот же коэффициент η, что и чугун.

189. Гипотеза Вебера. — Из только что изложенного видно, насколько сложны магнитные явления в железе и в родственных с ним металлах, и поэтому нет ничего удивительного, что мы до сих пор не имеем удовлетворительной теории, охватывающей все эти явления в совокупности. Первая попытка создать теорию была сделана Вебером. Вебер представлял себе каждый магнит состоящим из бесчисленного множества молекулярных магнитов, которые в беспорядке распределены внутри железа. Благодаря такому беспорядочному размещению молекулярных магнитов общее их действие равно нулю, и железо не намагничено (см. стр. 30, рис. 22a). Далее, на эти магнитики действуют, во-первых, упругие силы, которые удерживают их в положении равновесия, и, во-вторых, сила, аналогичная трению, — коэрцитивная сила. Когда кусок железа помещен в магнитном поле, напряжение этого поля ориентирует все молекулярные магнитики определенным образом, железо поляризуется тем сильнее, чем сильнее само поле; однако, после того как все молекулярные магниты уже ориентировались вдоль по полю, дальнейшее увеличение поляризации становится уже невозможным (см. стр. 30, рис. 22b). Это и есть *явление насыщения*.

При уменьшении напряжения внешнего поля упругие силы начинают поворачивать все молекулярные магнитики в прежнее их положение, но, вследствие параллельной ориентировки этих магнитиков, они действуют друг на друга, упругие силы уже не в состоянии возвратить их в прежнее беспорядочное состояние, и мы получаем

явление *остаточного магнетизма*. В этом состоянии магнитики, кроме того, удерживаются *коэрцитивною силою*.

Благодаря всем этим причинам мы наблюдаем *гистерезис*, который, как это мы выяснили, служит причиною нагревания железа в переменном магнитном поле.

При сотрясении железа трение молекулярных магнитиков уменьшается, и железо должно легче намагничиваться. И, действительно, уже давно было замечено, что железный стержень, помещенный в земном магнитном поле, намагничивается гораздо сильнее, если ударять по этому стержню молотком.

С другой стороны, сотрясение постоянных магнитов, при отсутствии внешнего поля, уменьшая трение, позволяет молекулярным магнитикам под действием внутренних сил снова принять свое первоначальное беспорядочное состояние, и магнит размагничивается.

Если мы хотим долго сохранять постоянные магниты намагниченными, то необходимо прежде всего охранять их, по возможности, от действия постороннего поля. Для этого лучше всего делать их подковообразными и замыкать их при хранении небольшим куском железа, так называемым *якорем*. Если имеются прямые магниты, то их сохраняют парами, замыкая противоположные полюсы двумя якорями.

Кроме этого необходимо охранять магниты от больших сотрясений и от изменений температуры.

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

I. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТОКА

190. Явление Эрстедта. — В 1820 году Эрстедт в Копенгагене сделал открытие, что магнитная стрелка, помещенная вблизи проводника, по которому идет электрический ток, отклоняется от своего первоначального направления. Заметим, что магнитная стрелка, например, NS (рис. 193), стремится всегда стать перпендикулярно к плоскости, проведенной через проводник и центр стрелки (следовательно, перпендикулярно к плоскости чертежа 193).

Если рассматривать действие тока на каждый полюс стрелки в отдельности, то оказывается, что электрический ток *не притягивает к себе и не отталкивает от себя магнитного полюса, а отклоняет* его в сторону; при этом северный и южный полюсы отклоняются током в противоположные стороны.

С нашей теперешней точки зрения, сущность явления, открытого Эрстедтом, состоит в том, что *электрический ток образует около себя магнитное поле*, и нам необходимо теперь изучить, каковы направление и величина напряжения этого поля в различных точках пространства.

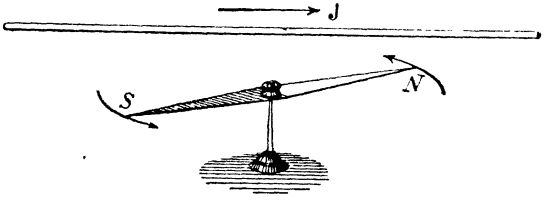


Рис. 193. Явление Эрстедта.

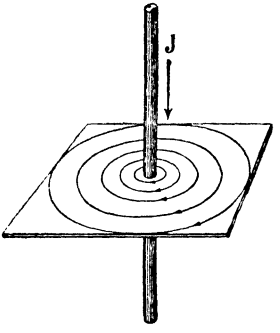


Рис. 194. Прямой ток.

Для изучения магнитного поля тока мы можем пользоваться теми же средствами, какими мы пользовались при изучении магнитного поля вообще, а именно: форма линий сил изучается легче всего посредством железных опилок, направление линий сил указывается помещенной в поле небольшой магнитной стрелкой; наконец, величина напряжения поля может быть определена по способу, указанному Гауссом и описаному нами выше (см. стр. 186, **174**).

Конечно, все эти факторы будут изменяться в зависимости от силы и направления электрического тока, а также и от формы и размеров

того проводника, по которому течет электричество. Мы начнем наше изучение с простейших случаев, а затем установим закон, применение которого позволит нам определить путем вычисления магнитное поле электрического тока в любом данном случае.

191. Поле прямого тока. — Возьмем вертикальную прямую проволоку (рис. 194) и поместим перпендикулярно к ней лист картона с насыпанными на нем опилками. Пропустив по проволоке электрический ток и постучав слегка по картону для того, чтобы ослабить действие трения между опилками и картоном, мы заметим, что опилки расположились по концентрическим кругам (рис. 195) с общим центром в той точке, где проволока проходит сквозь картон. Таким образом все магнитные линии сил прямого тока оказываются замкнутыми кругами.

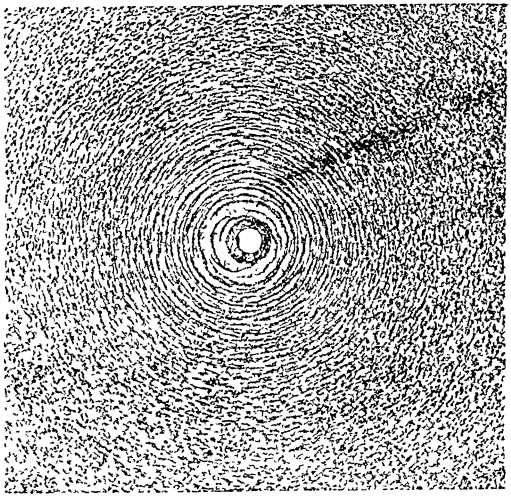


Рис. 195. Поле прямого тока.

Для определения направления линий сил поместим на том же картоне пять магнитных стрелок; при пропускании тока по проводнику мы заметим, что все стрелки отклоняются, причем расположение полюсов этих стрелок меняется, если переменить направление тока. На рис. 196 показано, как располагаются полюсы этих стрелок, когда

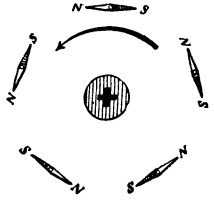


Рис. 196. Направление тока от чертежа к наблюдателю.

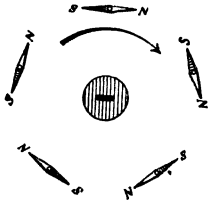


Рис. 197. Направление тока от наблюдателя к чертежу.

ток идет перпендикулярно к чертежу, от чертежа к наблюдателю (+); на рис. 197 показано расположение стрелок, когда ток идет от наблюдателя к чертежу.

Как известно, направление линий сил указывается северными полюсами стрелок, так что если мы будем смотреть на картон сверху,

то в первом случае, когда ток шел снизу вверх (на нас), направление линий сил (как показывают магнитные стрелки) оказывается против движения часовой стрелки; во втором же случае, когда ток направлен сверху вниз (от нас), линии сил направлены по стрелке часов[1]. Таким образом, *если смотреть каждый раз по направлению электрического тока, то магнитные линии, им образуемые, будут всегда итти по стрелке часов.*

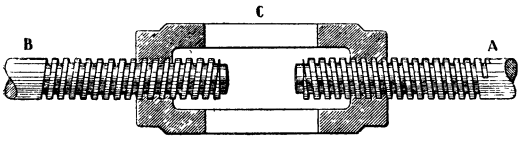


Рис. 198. Муфта.

192. Правило буравчика.— Чтобы легче запомнить направление поля относительно направления тока, Максвелл предложил сравнивать их с движением обыкновенного буравчика (винта с ручкою, пробочника или штопора) [2]. Если поступательное движение буравчика происходит по направлению тока J (рис. 199 и 200), то вращение его ручки укажет нам на направление магнитного поля M этого тока.

Это правило в особенности удобно потому, что возможность ошибок сведена здесь до минимума. Между прочим, нет необходимости запоминать, что́ должно итти впереди — ручка или винт при определении направления магнитного поля; предоставим читателю самому убедиться в том, что результат в обоих случаях оказывается одинаковым.

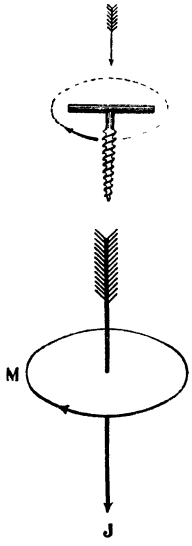


Рис. 199.

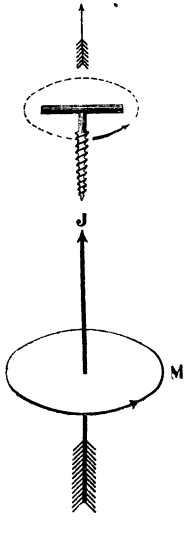


Рис. 200.

Правило буравчика.

[1] Вместо „по направлению движения часовой стрелки“ мы будем говорить короче: „по стрелке часов“. При этом предполагается, что наблюдатель смотрит на циферблат.

[2] Все эти винты имеют правую нарезку, и для ввинчивания этих винтов необходимо вращать их по стрелке часов. Однако бывают, хотя и очень редко, винты с левой нарезкой, сделанные со специальной целью. Так, например, в некоторых железных конструкциях требуется стягивать друг с другом два стержня A и B (рис. 198). Для этого навинчивают на их концы муфту C, причем у A сделана правая нарезка, а у B — левая. Если смотреть по направлению AB и поворачивать муфту C по стрелке часов, то A и B будут расходиться друг от друга; при противоположном повороте A и B будут сближаться.

Для безошибочного применения правила Максвелла необходимо только ясно представлять себе движение винта буравчика и его ручки: направив первое по току, получим второе по магнитному полю.

193. Поле кругового тока. — Возьмем теперь проволоку, согнутую по кругу (рис. 201), и, пропустив по ней электрический ток, будем опять наблюдать расположение опилок на картоне, помещенном перпендикулярно к плоскости круга (рис. 202) и проходящем через его центр. Мы увидим, что теперь магнитные линии уже не представляют более правильных кругов; тем не менее и в этом случае все линии сил замыкаются, обходя проводник, по которому идет ток. Другими словами, в магнитном поле кругового тока, да и вообще в магнитном поле какого угодно тока, *линии сил всегда обходят этот ток кругом.*

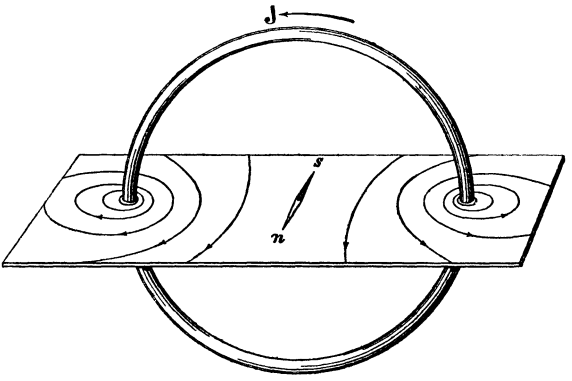


Рис. 201. Круговой ток.

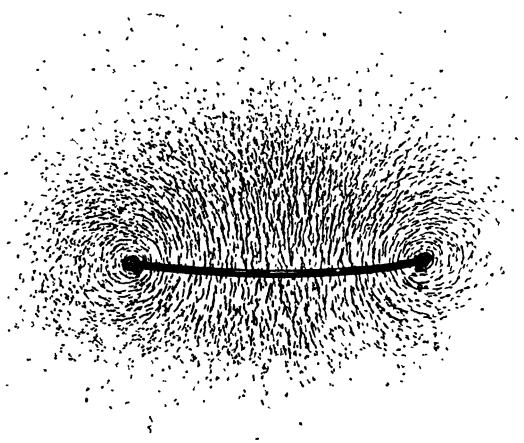


Рис. 202. Поле кругового тока.

Помещая в различные точки изучаемого поля небольшие магнитные стрелки, мы можем определить направление линий сил. На рис. 201 эти направления изображены стрелками.

При внимательном изучении этих чертежей нельзя не обратить внимания на их сходство с теми чертежами, которые мы получили для случая прямого тока, только теперь направление магнитного поля и направление тока поменялись друг с другом местами.

Действительно, если посмотреть (рис. 201) по направлению магнитного поля, то мы увидим электрический ток идущим по направлению движения часовой стрелки; если же посмотреть против линий сил, то увидим ток идущим против часовой стрелки. Правило Максвелла

применимо, конечно, и в этом случае, только теперь нужно направлять движение буравчика (рис. 203 и 204) по магнитным линиям сил ***M***, а вращение его ручки укажет нам направление электрического тока ***J***.

Итак, мы приходим к заключению, что направление тока и его магнитного поля суть два взаимных направления. Мы можем поступательное движение буравчика пред-

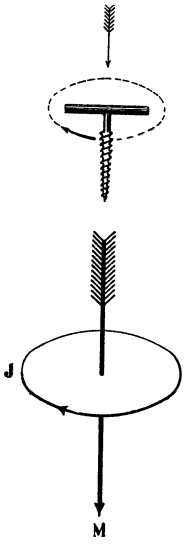


Рис. 203.

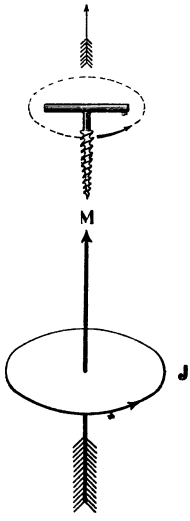


Рис. 204.

Правило буравчика.

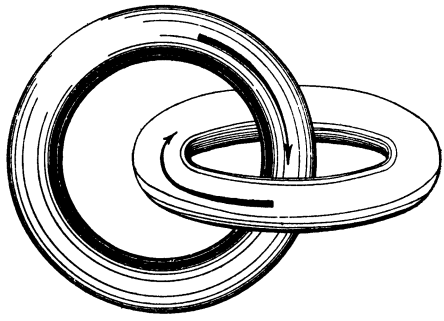


Рис. 205. Взаимное направление электрического тока и магнитного поля.

ставлять себе совершающимся по направлению тока, тогда вращение ручки будет совершаться по направлению магнитного поля; наоборот, если буравчику дать двигаться по направлению магнитного поля, то его ручка укажет направление электрического тока.

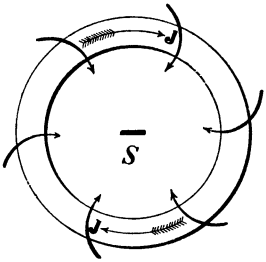


Рис. 206. Южная сторова тока.

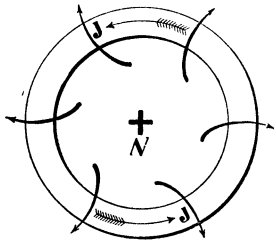


Рис. 207. Северная сторона тока.

На рис. 205 изображены два кольца с показанными на них направлениями; каждое из этих колец может изображать или электрический ток или магнитное поле.

Заметим еще, что линии сил кругового тока напоминают собою линии сил очень короткого магнита, поперечное сечение которого равно площади, обтекаемой током.

Такой короткий магнит носит название *магнитного листка*. Одна сторона этого листка будет северная, другая — южная. Сторона плоскости, обтекаемой током, из которой *выходят* линии сил, называется северной (положительной) стороной тока, тогда как та сторона, в которую линии сил *входят*, называется южной (отрицательной) стороной тока.

Смотря на южную сторону тока (рис. 206), мы увидим его текущим по стрелке часов; наоборот, смотря на северную сторону тока (рис. 207), мы увидим его текущим против стрелки часов.

Как ни просты вышеописанные соотношения между направлением тока и его магнитным полем, однако их усвоение требует некоторого упражнения, которое мы советуем сделать читателю самостоятельно на различных частных случаях. Без ясного представления об этих соотношениях в пространстве изучение электромагнитных явлений невозможно.

194. Свойства магнитного поля токов.— Многочисленными исследованиями было доказано, что магнитное поле, образуемое током, обладает совершенно такими же свойствами, как и поле магнитов.

Напряжение полей нескольких токов складывается в одну равнодействующую так же, как и поле нескольких магнитов. Если в магнитное поле какого-нибудь тока поместить кусок железа, то он намагнитится и даст свое собственное поле; это поле тоже сложится с полем данного тока и т. д. Вообще магнитное поле тока и магнита по своим физическим свойствам вполне тождественны.

Что касается самих проводников, по которым идет ток, то их свойства на магнитное поле тока никакого влияния не оказывают. Проводники эти могут быть с большим сопротивлением или с малым, они могут быть твердые, жидкие (электролиты), газообразные, могут быть какого угодно химического состава, — все это безразлично. Если распределение электрических токов дано, то и магнитное поле этих токов — вполне определенное и независимое от свойства тех проводников, по которым идут эти токи.

На этом основании мы часто будем для упрощения речи говорить об электрическом токе, или просто о токе, подразумевая под этим проводник, по которому идет ток.

195. Соленоид. — Нанижем целый ряд круговых токов на одну общую ось, тогда эти токи образуют особую трубчатую поверхность или соленоид (σωληνοειδής — трубообразный). Если все токи в соленоиде

одного направления, то и все магнитные линии токов внутри соленоида будут тоже одного направления (рис. 208), а потому напряжение магнитного поля в соленоиде будет гораздо сильнее, чем в одном

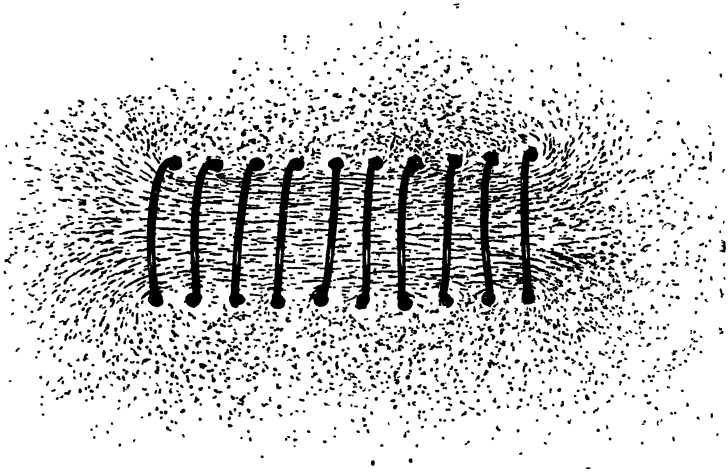


Рис. 208. Поле соленоида.

круговом токе. Далее, так как все северные стороны отдельных круговых токов в самом соленоиде направлены в одну и ту же сторону, а все южные — в другую, то линии сил соленоида будут входить в первый круговой ток соленоида и выходить из последнего кругового тока; все магнитное поле соленоида будет иметь такой вид, как будто соленоид снабжен магнитными полюсами: на одном конце его будет северный полюс, на другом — южный.

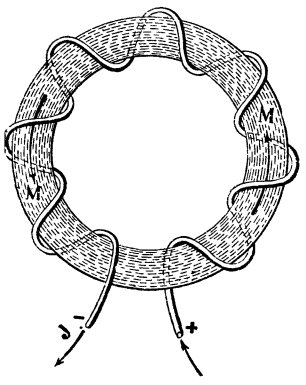


Рис. 209. Замкнутый соленоид.

Если повернем к себе северный полюс соленоида, то увидим все токи идущими против часовой стрелки; если же повернем к себе его южный полюс, то увидим направление токов по часовой стрелке.

Соленоид можно сделать замкнутым (рис. 209); тогда все магнитные линии сил будут проходить внутри его, внешнего магнитного поля не будет, и магнитных полюсов у такого соленоида тоже не будет. Такой соленоид подобен магниту, который замкнут своим якорем (ср. рис. 159, стр. 171). Замкнутый соленоид представляет собою простейший случай электромагнитного поля: все поле ограничивается одной замкнутой в себе магнитной силовой трубкой.

196. Электромагнит. — Мы уже сказали выше, что железо, помещенное в магнитном поле тока, намагничивается так же, как и в поле обыкновенного магнита. Этим обстоятельством пользуются, чтобы получить сильное магнитное поле в так называемых *электромагнитах*. С этой целью железный стержень или целый пучок железных проволок помещают внутри соленоида.

Так как нет необходимости, чтобы соленоид состоял непременно из *отдельных* круговых токов, а все эти токи могут быть соединены параллельно или последовательно в одну общую цепь, то обыкновенно электромагнит устраивают следующим образом.

На железный стержень (рис. 210), или *сердечник*, наматывают в несколько оборотов изолированную медную проволоку; если обмотка заняла всю длину стержня, а необходимо намотать еще большее число оборотов, то наматывают проволоку вторым слоем и т. д. Устроенный таким образом соленоид, при прохождении тока по его обмотке, образует магнитное поле; под влиянием этого поля железный сердечник намагничивается и дает свое добавочное поле, которое снаружи имеет одинаковое направление с полем соленоида и потому усиливает это последнее. На рис. 210 и 211 показаны направление электрических токов и образовавшиеся благодаря этим токам полюса электромагнитов — прямого и подковообразного.

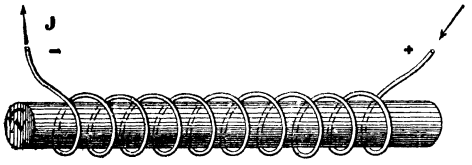


Рис. 210. Прямой электромагнит.

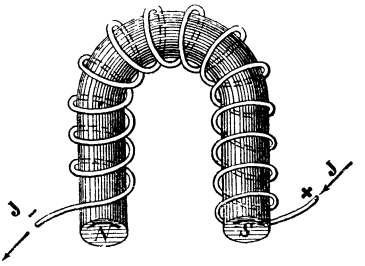


Рис. 211. Подковообразный электромагнит.

Благодаря громадному коэффициенту проницаемости железа, поле электромагнитов может быть получено чрезвычайно сильным.

Самое сильное поле, которое удалось получить в электромагните, имело напряжение в 60 000 магнитных единиц, тогда как посредством искусственных постоянных магнитов можно лишь в редких случаях достигнуть магнитного поля с напряжением в 4 000 единиц.

Соображения, которыми необходимо руководствоваться при проектировании электромагнитов, мы приводим ниже.

197. Закон Био и Савара. — Количественное соотношение между силою тока и магнитным полем, им образуемым, было в первый раз установлено французскими учеными Био и Саваром, которые из-

меряли магнитное поле электрических токов различной силы и различной формы при помощи магнитной стрелки. Био и Савар пришли к заключению, что во всех случаях силу поля в какой-нибудь точке можно определить как сумму элементарных сил, исходящих из каждого элемента тока l (рис. 212). Все эти элементарные силы F пропорциональны силе тока J и силе полюса m, обратно пропорциональны квадрату расстояния r от элемента тока до полюса. Таким образом закон Био и Савара напоминает собою законы Кулона для электрических и магнитных полюсов. Однако для *электромагнитных* взаимодействий оказывается необходимым сделать одно характерное для этих действий добавление, а именно: величина силы Био и Савара зависит еще от взаимных направлений элемента тока и радиуса-вектора. Эта сила имеет наибольшую величину, когда оба направления образуют между собой прямой угол, и она обращается в ноль, когда магнитный полюс находится на продолжении линии тока, т. е. когда угол между направлением тока и направлением радиуса-вектора равен нулю. Вообще же электромагнитная сила пропорциональна синусу этого угла. Итак, закон Био и Савара может быть выражен следующею формулою:

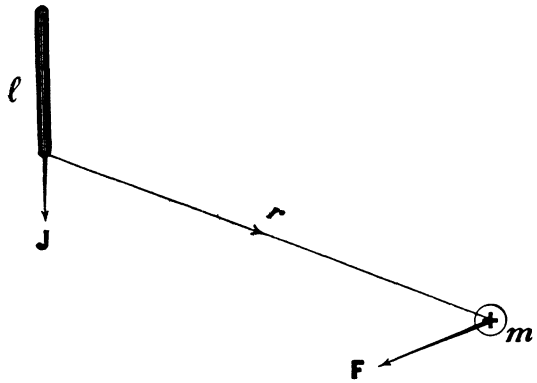


Рис. 212. Закон Био и Савара.

$$F = \frac{m\,Jl\sin(Jr)}{r^2}.$$

Направление каждой такой элементарной силы нужно считать перпендикулярным к плоскости, проведенной через полюс и элемент тока, согласно правилу буравчика. Равнодействующая всех этих элементарных сил будет, конечно, их *геометрическая* сумма.

Соответственно с данным выше выражением для силы F, напряжение магнитного поля тока выразится так:

$$M_l = \frac{Jl\sin(Jr)}{r^2}.$$

Закон Био и Савара нельзя проверить непосредственным опытом, потому что ни элемент тока, ни магнитный полюс нельзя реали-

зовать в действительности. Мы знаем, что постоянный ток всегда образует собою *замкнутую* цепь и каждый магнит обладает *двумя* взаимно противоположными полюсами. Тем не менее мы можем применять закон Био и Савара к различным частным случаям замкнутых токов и к цельным двухполюсным магнитам и, если наши расчеты будут подтверждаться на опытах с действительными токами и магнитами, то мы можем принять этот закон как оправдываемый опытом способ расчета.

При применении этого закона поступают следующим образом. Данный замкнутый ток разделяют на отдельные участки (элементы длины), настолько малые, что их длиною можно пренебречь по отношению к их расстоянию до рассматриваемой точки поля. Вычисляя поле отдельных элементов тока по закону Био и Савара, складывают затем все полученные напряжения, как и всякие другие векторы, геометрически и получают таким образом результирующее магнитное поле для всего замкнутого тока.

Прежде чем перейти к применению закона Био и Савара к частным случаям, мы несколько преобразуем их формулу.

Мы обозначим через β тот малый угол, под которым виден элемент тока l из рассматриваемой нами точки O (напр. рис. 213); тогда элемент дуги круга, описанного из O как из центра радиусом r, мы можем выразить двумя способами: с одной стороны, длина этой дуги равна радиусу, помноженному на угол, $r\beta$, а с другой стороны, она представляет собой проекцию элемента длины тока l на окружность круга и, следовательно, равна $l\sin\alpha$. Приравнивая оба выражения, получаем:

$$l\sin\alpha = r\beta,$$

и формула Био и Савара получает вид

$$M_l = J\frac{\beta}{r}.$$

Два простейших случая применения закона Био и Савара мы разберем подробнее, а именно: прямой ток и круговой ток.

198. Прямой ток. — Пусть дана прямая линия (рис. 213) бесконечной длины, по которой идет электрический ток J, и требуется определить напряжение магнитного поля в какой-нибудь точке O, отстоящей от этой линии на расстояние r_0.

Разделим данную прямую на элементы длины l и, применяя формулу Био и Савара, подставим в нее

$$r_0 = r\sin\alpha,$$

тогда получаем:

$$M_i = J\frac{\beta \sin \alpha}{r_0}.$$

Так как напряжения магнитных полей всех элементов тока направлены перпендикулярно к нашему чертежу, по правилу штопора, т. е. все

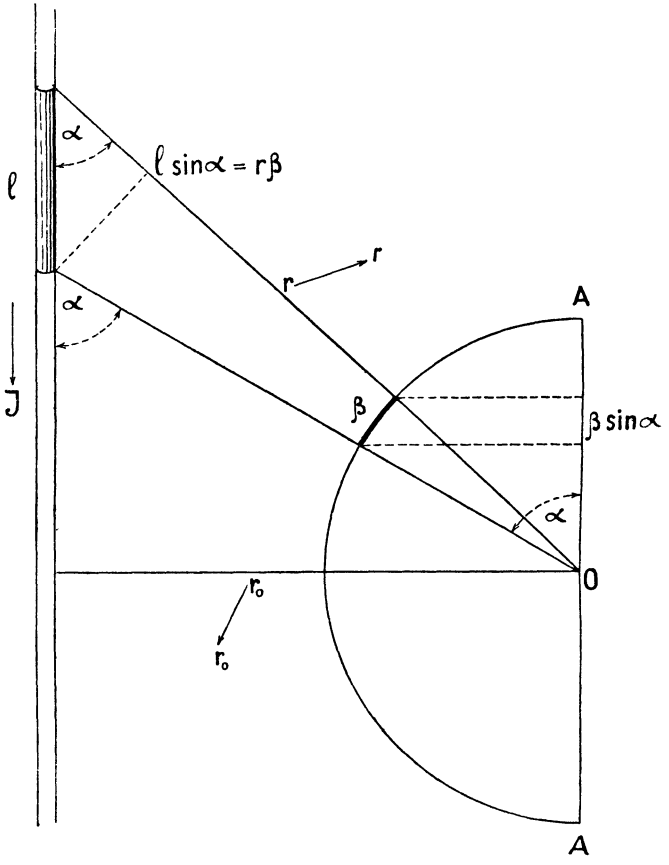


Рис. 213. Расчет поля прямого тока.

они имеют в точке O одно и то же направление, то мы можем сложить их *алгебраически* и получим результирующее напряжение от всего прямого тока

$$M = \frac{J}{r_0}\sum \beta \sin \alpha.$$

Стоящая здесь сумма состоит, собственно говоря, из бесконечного множества слагаемых, однако ее легко истолковать геометрически

следующим образом. Если из точки O описать окружность радиусом, *равным единице* (рис. 213), то угол β будет опираться на дугу, длина которой будет тоже равна β, а проекция этой дуги на начальный диаметр OA будет равна $\beta \sin \alpha$. Сумма всех подобных проекций при всевозможных углах α будет, очевидно, не что иное, как длина самого диаметра AOA и, следозательно, будет равна 2 (радиус мы приняли равным единице). Итак, напряжение магнитного поля на расстоянии r_0 от прямого тока равно

$$M = \frac{2J}{r_0}.$$

Мы видим, что напряжение магнитного поля прямого тока обратно пропорционально расстоянию данной точки от линии тока.

Этот результат был получен Био и Саваром непосредственно из опыта.

199. Круговой ток. — Рассмотрим теперь другой простой случай, когда линия тока представляет собою окружность радиуса r и требуется определить напряжение поля в центре этой окружности.

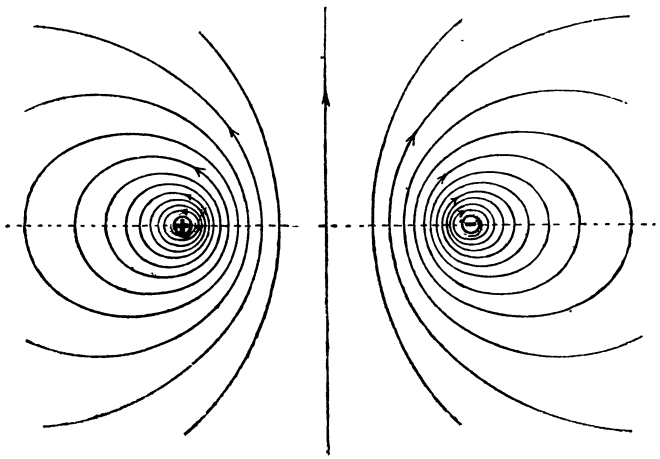


Рис. 214. Поле кругового тока.

Направление напряжения в центре будет, очевидно, перпендикулярно к плоскости данной окружности, причем перпендикуляр этот должен быть восставлен по правилу буравчика, т. е. направление этого перпендикуляра нужно считать входящим в южную сторону тока и выходящим из его северной стороны.

Так как окружность везде перпендикулярна к своему радиусу, то везде $\sin(Jr)=1$, и так как r — величина постоянная, то получим напряжение поля в центре кругового тока

$$M=\frac{2\pi rJ}{r^2}=\frac{2\pi J}{r}.$$

Этот результат также подтверждается на опыте.

Мы рассчитали напряжение магнитного поля в центре кругового тока, потому что для этой точки расчет оказывается очень простым, и, кроме того, этот случай важен, как увидим ниже (см. тангенс-буссоль), для абсолютных измерений. Расчеты напряжений для других точек поля вообще очень сложны, и мы их здесь приводить не будем. На рис. 214 изображены линии сил кругового тока, полученные теоретически (ср. рис. 201, стр. 209). Напряжение поля вблизи линии тока, конечно, больше, чем в центре круга, как это и видно из рис. 214.

200. Электромагнитная единица силы тока. — Каждый закон природы, в котором выражена количественная связь между различными величинами, доступными наблюдению, может служить для установления единицы измерения одной из этих величин, когда единицы для всех других величин уже установлены.

Так, например, в электростатике, основываясь на законе Кулона, мы установили единицу для количества электричества, приняв для остальных всех величин, входящих в закон Кулона, т. е. для силы и для длины, абсолютную систему единиц ***C-G-S***. Установленную таким образом единицу количества электричества мы назвали абсолютной электростатической единицей и обозначили ***C-G-S-E***.

Совершенно подобным же образом мы можем теперь установить единицу для электрического тока, основываясь на законе Био и Савара. Проще всего это сделать, пользуясь формулой Био и Савара для кругового тока.

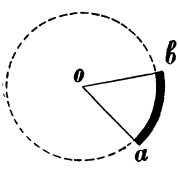


Рис. 215. Определение единицы силы тока.

Легко видеть, что каждый сантиметр длины окружности кругового тока действует на полюс m, помещенный в центре круга, с силою

$$F=\frac{Jm}{r^2}\text{ дин.}$$

Примем за единицу силы тока J такой ток, который, протекая по дуге круга длиною в 1 *см* с радиусом $r=1$ *см* (рис. 215), действует на полюс $m=1$ с силою $F=1$ дине.

Тот же ток, протекая по всей окружности, дает силу $F = 2\pi$ дин, а протекая по прямой линии, дает на расстоянии $r_0 = 1$ *см* силу $F = 2$ дин.

Все величины, входящие в наше определение, взяты нами в абсолютных единицах; поэтому установленную нами единицу для силы тока мы будем называть *абсолютной единицей*, а так как, кроме того, эта единица основана нами на законе электромагнитных действий тока, то будем называть ее *абсолютной электромагнитной единицей* силы электрического тока и будем обозначать символом ***C-G-S-M.***

201. Абсолютные измерения.— Необходимо теперь связать только что установленную абсолютную электромагнитную единицу силы тока с ранее установленной электростатической единицей. Для этого необходимо сделать такой опыт, в котором мы могли бы, с одной стороны, определять силу тока чисто *электрическим* способом, а с другой стороны, измерять его *магнитные* действия.

Этот опыт можно сделать, например, следующим образом. Заряжая какую-нибудь емкость C до некоторого потенциала V и заставляя количество электричества $e = CV$ разряжаться n раз в секунду через какой-либо проводник, мы получим в этом проводнике ток (см. стр. 107, **96**)

$$J_e = ne = n\,CV.$$

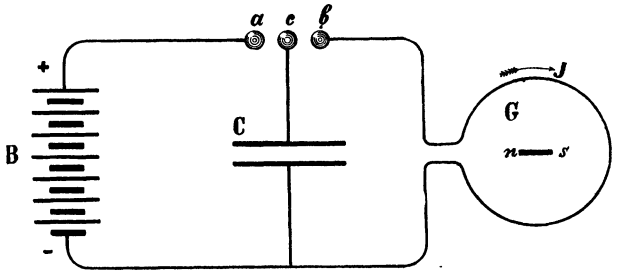


Рис. 216. Сравнение электростатической и электромагнитной единицы силы тока.

Если здесь e выражено в абсолютных электростатическим единицах, то и сила тока J_e будет выражена тоже *в абсолютных электростатических единицах.*

Зарядку и разрядку конденсатора лучше всего делать особым переключателем, для которого число переключений n может быть точно определено. Часто для таких переключений служит камертон.

Пусть B (рис. 216) представляет собою источник электричества, а C — конденсатор с точно определенною емкостью; когда переключатель c соединен с полюсом a, емкость C заряжается; когда c соединен с b, емкость C разряжается через проводник G.

Поместим вблизи проводника магнитную стрелку и будем наблюдать магнитное поле. Если G представляет собою круг радиусом r, в центре которого помещена наша стрелка, то магнитное поле

$$M = \frac{2\pi J}{r}.$$

Наблюдая и измеряя напряжение поля M, мы можем определить J:

$$J_m = \frac{Mr}{2\pi};$$

здесь J_m будет выражено *в абсолютных электромагнитных единицах.*

Сравнивая J_e с J_m, получим соотношение между абсолютными электростатическими и электромагнитными единицами.

Из подобных опытов оказалось, что

$$J_e = 3 \cdot 10^{10} J_m,$$

т. е. *число*, выражающее силу тока в электростатических единицах в $3 \cdot 10^{10}$ раз *больше* числа, выражающего ту же силу тока в электромагнитных единицах.

Отсюда заключаем, что электростатическая единица силы тока в $3 \cdot 10^{10}$ *меньше* электромагнитной.

202. Соотношение между единицами. — Для практических измерений принята единица силы тока *ампер*; она в 10 раз менее электромагнитной единицы, следовательно,

$$\text{ампер} = 0{,}1 \ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = 3 \cdot 10^9 \ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

Далее, зная, что сила тока равна количеству электричества, протекающего в секунду, можем написать:

$$\text{кулон} = 0{,}1 \ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = 3 \cdot 10^9 \ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

Наконец, из соотношения (стр. 67, **64**):

$$\text{кулон} \cdot \text{вольт} = \text{джоуль} = 10^7 \text{ эрг} = 10^7 \ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S}$$

мы выводим, что

$$\text{вольт} = 10^8 \ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = \frac{1}{300} \ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

Следовательно, для разности потенциалов мы можем написать:

$$V_e = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} V_m.$$

Заметим, что соотношение единиц для потенциалов у нас получилось обратное соотношению единиц для токов J_m и J_e и для электричеств e_m и e_e. Так это и должно быть, потому что произведения $e_m V_m$ и $e_e V_e$ должны быть одинаковы, ибо выражают работу, а единица работы как в абсолютных электростатических, так и в абсолютных электромагнитных единицах одна и та же, а именно *эрг*.

Уже давно обратили внимание на то, что величина отношения электромагнитных единиц к электростатическим совпадает с величиною скорости света в эфире, которая в абсолютных единицах равна $3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$. Это совпадение не случайное, а, как показал в первый раз Максвелл и как это мы увидим ниже, объясняется тем, что самый свет есть электромагнитное явление.

II. ДЕЙСТВИЕ ПОЛЯ НА ТОК

203. Действие магнитного поля на ток. — Вскоре после открытия Эрстедта электромагнитными явлениями занялся Ампер, который дал полную математическую теорию этих явлений и дополнил их еще новым открытием. Ампер показал на опыте, что не только электрический ток действует на магнитный полюс, но что и магнитный полюс, в свою очередь, действует на ток, и, наконец, что два электрических тока тоже взаимодействуют друг с другом.

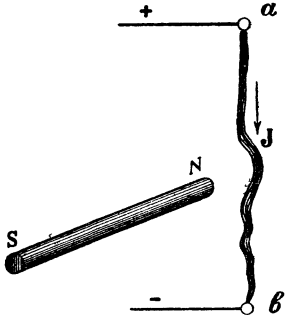


Рис. 217. Отклонение тока в магнитном поле.

С нашей точки зрения сущность всех открытий Ампера сводится к тому, что *к проводнику, по которому идет электрический ток и который помещен в магнитное поле, оказываются приложенными некоторые силы.* Нам предстоит теперь выяснить величину и направление этих сил.

Повесим вертикально гибкую проволоку (мишуру) *ab* (рис. 217) и, пропустив через нее электрический ток сверху вниз, приблизим к ней спереди северный полюс магнита: тотчас же проволока отклонится вправо. При приближении южного полюса вместо северного, проволока отклонится в левую сторону. Если переменить направление тока и пустить его снизу вверх, то и все наблюдаемые отклонения тока, под влиянием магнитных полюсов, тоже переменят свое направление.

Таким образом магнитный полюс не притягивает и не отталкивает ток, а отклоняет его в сторону.

Мы видели, что в соленоиде внешнее магнитное поле очень сходно с полем магнита и что в соленоиде, на концах его, тоже как бы имеются магнитные полюсы; попробуем поэтому повторить предыдущий опыт, заменив магнит соленоидом. Оказывается, что северный полюс соленоида отклоняет наш проводник с электрическим током совершенно так же, как и северный полюс магнита; то же самое оказывается справедливым и для южного полюса соленоида: его действия на электрический ток такие же, как и действия южного полюса постоянного магнита. Все эти опыты приводят нас к заключению, что силы, которые мы наблюдаем при отклонении электрического тока, присущи и полюсам магнитов и токам соленоидов; следовательно, они присущи тому, что́ магниты и соленоиды имеют общим, а именно *магнитному полю*.

Для того, чтобы изучить действие магнитного поля на ток с количественной точки зрения, мы поступим так же, как мы поступали при изучении магнитного поля тока (стр. 207 и след.), а именно, рассмотрим сначала простейшие случаи, а затем отыщем такой закон, который позволил бы нам рассчитать действие магнитного поля на электрический ток в любом сколь угодно сложном случае.

204. Прямой ток в однородном поле. — Производя опыты с подвижным проводником, по которому идет электрический ток, например с вертикально повешенной мишурою, мы заметим, что мишура отклоняется под действием магнитного поля только тогда, когда линии сил магнитного поля образуют с направлением тока некоторый угол. Если же линии сил направлены вдоль по проводнику, то никаких отклонений не замечается; сильнее же всего отклонения бывают тогда, когда магнитное поле перпендикулярно к проводнику.

Разберем сначала именно этот последний случай. Предположим, что по направлению J (рис. 218) течет электрический ток и что он помещен в магнитном поле, направление которого M, перпендикулярно к проводнику. Мы знаем уже из опыта, что ток отклонится, т. е. что магнитное поле будет действовать на ток с силою F, перпендикулярною к плоскости, проведенной через J и M. Эта сила будет тем больше, чем сильнее магнитное поле M и чем сильнее электрический ток J. Опыт показывает, что она пропорциональна и тому и другому и, кроме того, так как эта сила приложена к каждому элементу l длины проволоки, то она пропорциональна и этой длине.

Таким образом для действия магнитного поля на ток получаем силу:

$$F = MJl.$$

Если силовые линии не перпендикулярны к данному элементу тока l, то мы всегда имеем право разложить данное нам магнитное поле M на две составляющие, из которых одна $M\cos(JM)$ направлена вдоль по току и потому не оказывает на него никакого действия, другая же, равная $M\sin(JM)$, перпендикулярна к проводнику и действует на ток J с силою

$$F = MJl\sin(JM).$$

В этой формуле мы имеем, следовательно, уже общий случай для любого относительного направления поля и тока.

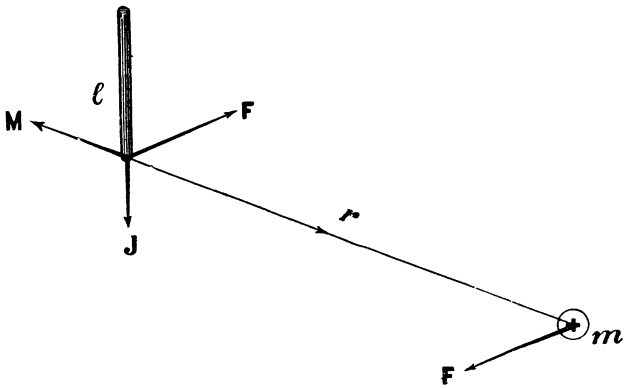


Рис. 218. Взаимодействие между током J и полюсом m.

Если проводник находится в среде с проницаемостью μ, то и эта среда, намагнитившись, будет, в свою очередь, действовать на ток, и полное действие будет в μ раз больше:

$$F = \mu MJl\sin(JM) = BJl\sin(JB).$$

Вот общее выражение для той силы, с которой магнитное поле действует на элемент тока. Сила эта перпендикулярна и к полю и к току.

205. Взаимодействия между электрическим током и магнитным полем. — Закон действия электрического тока на магнитный полюс мы выразили формулой Био и Савара:

$$F_1 = \frac{mJl\sin(JR)}{r^2}.$$

Для силы, с которою внешнее магнитное поле действует на электрический ток, мы получили в предыдущем параграфе формулу:

$$F_2 = \mu MJl\sin(JM).$$

Покажем теперь, что обе эти силы равны и противоположны.

Мы знаем, что величина $\frac{m}{\mu r^2}$ есть напряжение магнитного поля, образуемого полюсом m в той точке, где помещен элемент проводника l; величина же $\frac{m}{r^2}$ есть магнитная индукция этого поля:

$$\frac{m}{r^2} = B = \mu M.$$

Далее, так как в формуле Био и Савара мы считали направление радиуса от тока к полюсу, между тем как направление магнитного поля нужно считать от полюса к току, то

$$\sin(Jr) = -\sin(JM).$$

Подставляя это в выражение для F_1, мы видим что

$$F_1 = -F_2,$$

т. е. что *сила, с которой электрический ток действует на магнитный полюс, равна и противоположна той силе, с которой полюс действует на ток* (рис. 218).

206. Замкнутый ток в однородном поле. — Не останавливаясь на случае кругового тока, рассмотрим случай несколько более общий, а именно, представим себе (рис. 219) небольшой замкнутый контур какой угодно формы, но в плоскости чертежа, и пусть по этому контуру идет электрический ток J в направлении, указанном стрелками. Если магнитные линии данного однородного поля тоже находятся в плоскости чертежа и направлены по M, то сила, с которою это поле будет действовать на наш ток, будет перпендикулярна к чертежу; но не надо упускать из виду, что в правой половине данного контура, где ток J направлен сверху вниз, сила F_2 будет направлена от чертежа к наблюдателю, тогда как с левой стороны контура эта сила F_1 окажется направленной от наблюдателя к чертежу. Следовательно, силы, которые действуют со стороны поля на ток, стремятся повернуть данный контур вокруг вертикальной оси. Полезно заметить, что

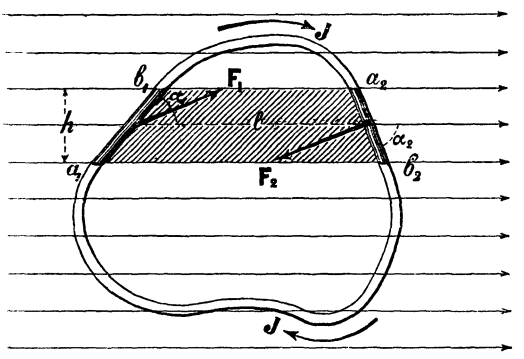


Рис. 219. Замкнутый ток в однородном магнитном поле.

при этом замкнутый ток стремится повернуться таким образом, чтобы внутри контура магнитные линии сил электрического тока и линии сил внешнего магнитного поля были направлены одинаковым образом.

Докажем, что данный нам замкнутый ток, помещенный в однородное магнитное поле, не будет иметь поступательного, а только вращательное движение, т. е. докажем, что силы, на него действующие, приводятся к паре сил, и определим величину момента этой пары. Разделим для этого всю площадь, обтекаемую данным током, на узкие полоски линиями, параллельными магнитному полю. Отдельные полоски мы берем настолько узкими, чтобы отрезки тока в их пределе можно было считать за прямые. Рассмотрим одну из таких полосок $a_1b_1a_2b_2$. Из линии тока наша полоска вырезает два элементарных отрезка $a_1b_1 = l_1$ и $a_2b_2 = l_2$, на которые магнитное поле будет действовать с силами:

$$F_1 = MJl_1 \sin(l_1M),$$
$$F_2 = MJl_2 \sin(l_2M).$$

Заметив, что высота полоски h может быть выражена двумя способами:

$$h = l_1 \sin(l_1M) = -l_2 \sin(l_2M),$$

мы видим, что

$$F_1 = -F_2 = MJh,$$

т. е. что обе силы равны и противоположны, а потому дают только пару сил.

Момент этой пары будет

$$Fl = MJhl = MJS_0,$$

где l есть длина рассматриваемой полоски, $S_0 = hl$ — ее площадь.

Прилагая те же самые рассуждения и ко всем другим полоскам и суммируя все эти моменты, мы получаем момент всех сил K, приложенных к данному замкнутому току, причем сумма площадей S_0 всех полосок будет, очевидно, равна всей площади S, обтекаемой током:

$$K = MJS.$$

Мы видим, следовательно, что замкнутый контур тока, помещенный в однородное магнитное поле, не будет совершать поступательного движения, а будет повертываться под действием образующейся при этом пары сил.

Замечательно, что момент той пары сил, с которым магнитное поле действует на замкнутый контур тока, не зависит вовсе от формы этого контура, а только от величины обтекаемой площади.

207. Магнитный момент тока. — Вспомним, что магнитная стрелка, помещенная в *однородном* магнитном поле, также была подвержена лишь паре сил (стр. 185, **173**) и не совершала поступательного движения.

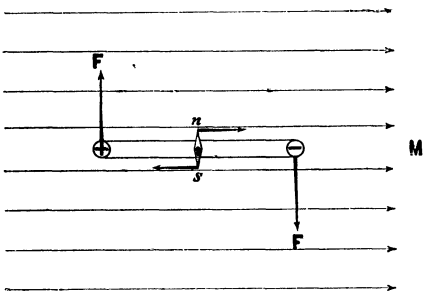


Рис. 220.

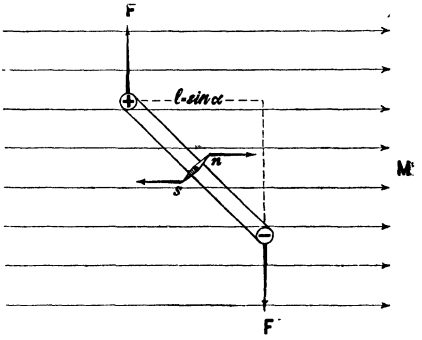


Рис. 221.

Действие магнитного поля на ток и на магнитную стрелку.

Вообще, замкнутый ток по многим своим свойствам подобен магнитной стрелке. Это изображено на приложенных рисунках, где показан разрез кругового тока и в центре его помещена эквивалентная ему магнитная стрелка. Из рассмотрения сил, приложенных к току и к стрелке, мы видим следующее:

1. В однородном поле M (рис. 220) к току, коего плоскость параллельна полю, приложена сила с моментом MJS.

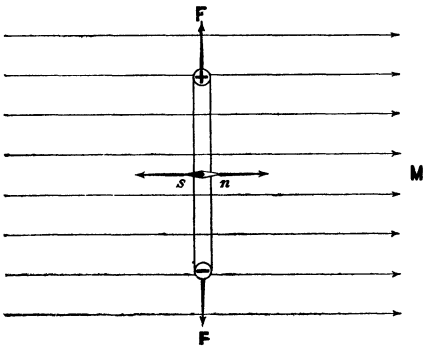


Рис. 222.

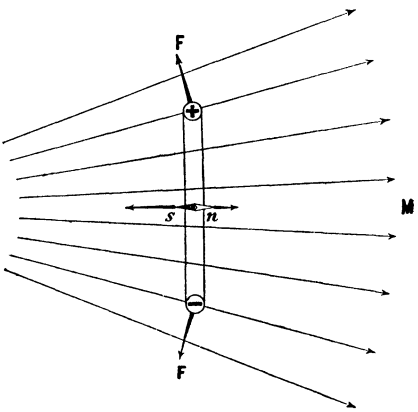


Рис. 223.

Действие магнитного поля на ток и на магнитную стрелку.

2. Когда плоскость тока наклонна (рис. 221) и ее нормаль составляет с полем угол α, то силы остаются те же, но их момент равен лишь $MJS\sin\alpha$.

3. Когда $\alpha = 0$ (рис. 222). и момент равен нулю.

4. Наконец, если поле неоднородно (рис. 223), то хотя при $\alpha = 0$ и момент сил равен нулю, но зато здесь мы получаем поступательное движение тока к тем местам поля, где линии сил гуще.

Сравнивая величины моментов сил, действующих в магнитном поле на замкнутый ток и на магнитную стрелку,

$$K = MJS \sin \alpha,$$
$$K = MP \sin \alpha,$$

мы можем сказать, что замкнутый ток тоже обладает магнитным моментом P_0, который равен

$$P_0 = JS.$$

208. Соленоид в однородном поле. — Из целого ряда замкнутых токов можно составить соленоид. Момент сил внешнего однородного поля, действующих на такой соленоид, будет, очевидно, равен сумме всех моментов, действующих на отдельные токи, из которых он составлен. Поэтому, если все токи обтекают площади одинаковой величины, например если мы имеем катушку, состоящую из n оборотов проволки, навитой на цилиндре, то магнитный момент такого соленоида будет равен:

$$P = nJS.$$

Эта формула была проверена на опыте Вебером в Геттингене. Он определял магнитные моменты различных соленоидов по тому же способу Гаусса, по которому определяются магнитные моменты магнитов (стр. 186, **174**), и в результате его опытов оказалось полное и весьма точное подтверждение выведенной нами формулы, а следовательно, и всех вышеприведенных вычислений Ампера.

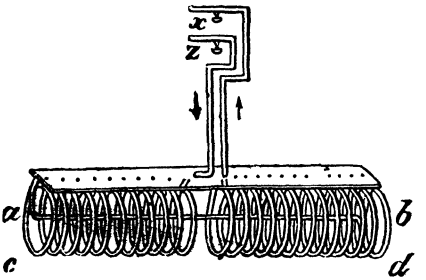


Рис. 224. Подвижной соленоид.

Легко убедиться на опыте, что соленоид подобен магнитной стрелке. Для этого подведем оба конца проволоки соленоида ab (рис. 224) к его середине и загнем их здесь под прямым углом кверху. При помощи чашечек со ртутью x и z, в которые опущены отогнутые концы проволоки, можно подвести в соленоид электрический ток. Как только это будет сделано, ось соленоида ab тотчас же повернется и станет по магнитному меридиану, и притом так, что северный полюс соленоида a будет обращен на север, а южный b — на юг, совершенно так, как будто бы это была магнитная стрелка.

209. Гипотеза Ампера. — Из всего вышеизложенного мы видим что замкнутый электрический ток как по отношению к образуемому им магнитному полю, так и по тем силам, которые на него действуют в магнитном поле, вполне сходен с магнитом (теорема Ампера). Это обстоятельство навело Ампера на мысль, что, по всей вероятности, все магниты состоят из небольших замкнутых электрических токов молекулярных размеров (рис. 225). Под действием внешнего магнитного поля эти молекулярные токи повертываются и своим собственным полем усиливают поле внешнее. Таким образом объясняется, с точки зрения Ампера, намагничивание, например, железа. На рис. 226 показаны магнитные полюсы и направления токов, по гипотезе Ампера, в намагниченном куске железа. Хотя гипотезой Ампера и не дается полного объяснения явлений намагничивания, однако она уже потому заслуживает нашего внимания, что сводит все магнитные явления на электрические, и

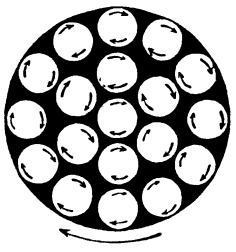


Рис. 225. Молекулярные токи Ампера.

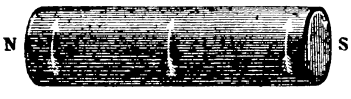


Рис. 226. Направление токов Ампера.

есть надежда, что при более детальной ее разработке выяснятся и те факты, которые до сих пор этою теориею не объясняются.

210. Два прямых параллельных тока. — В заключение этого отдела разберем один простой пример применения приведенных выше формул. Определим величину и направление тех сил, с которыми действуют друг на друга два прямых параллельных тока.

Мы знаем, что ток J_1 (рис. 227) образует вокруг себя магнитное поле, причем напряжение этого поля во всех точках второго проводника будет равно (стр. 217)

$$M_1 = \frac{2J_1}{r}.$$

Направление этого поля будет по окружности радиуса r и определится по правилу буравчика.

Магнитное поле первого тока J_1 будет действовать на второй ток с силою F, перпендикулярною и к полю M_1 и к линии второго тока J_2; следовательно, эта сила F будет лежать в плоскости данных двух токов.

Если оба параллельных тока одного направления, то сила F, приложенная ко второму току, будет притягивать (рис. 227) его по направлению к первому току; наоборот, если токи разного направления (рис. 228), то сила F будет отталкивательная.

Величина этой силы, считаемая на каждую единицу длины второго тока, будет (стр. 222, **204**)

$$F = M_1 J_2 = \frac{2 J_1 J_2}{r}.$$

Совершенно таким же путем легко доказать, что на каждую единицу первого тока J_1 будет действовать точно такая же сила F, только противоположно направленная.

Доказать это представляем читателю.

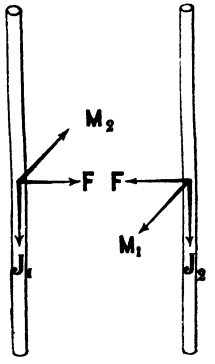


Рис. 227.

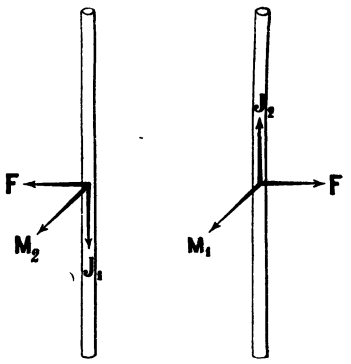


Рис. 228.

Взаимодействие двух параллельных токов.

Предположим, что каждый из данных нам токов равен одному амперу, т. е. 0,1 абсолютной электромагнитной единицы силы тока, и что они помещены на расстоянии одного сантиметра друг от друга. Тогда сила взаимодействия токов будет 0,02 дин, т. е. около 0,02 миллиграмма на каждый сантиметр их длины.

III. РАБОТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ

211. Электромагнитные вращения. — Изучая магнитные линии электрического тока и обратив внимание на то обстоятельство, что все эти линии представляют собою замкнутые кривые, Фарадей пришел к заключению, что магнитный полюс, помещенный в поле тока, должен притти во вращение вокруг тока, как вокруг оси. Однако реализовать это вращение на опыте Фарадею долго не удавалось по той причине, что во всяком магните, как известно, всегда имеются два

полюса, одинаковых по величине, но противоположных по знаку; вследствие этого, когда один из полюсов начнет вращаться в одну сторону, другой начнет свое вращение в сторону обратную; в результате получится только то, что ось магнита станет перпендикулярно к току. При неравномерном поле может, правда, получиться движение всего магнита по направлению к тем местам поля, где линии сил расположены в большем количестве, т.-е. где напряжение поля сильнее, но это движение не может продолжаться беспрерывно, потому что, дойдя до мест с сильнейшим напряжением, магнит должен остановиться.

Фарадею удалось обойти это затруднение следующим образом. Представим себе вертикально поставленный магнит NS (рис. 229), могущий вращаться вокруг вертикальной же оси. В середине магнита к нему приделана горизонтальная проволока cb, конец которой c опущен в желобок со ртутью, имеющий форму круга; таким образом, если вращать магнит вокруг его вертикальной оси, то конец проволоки c все время будет опущен в желобок со ртутью. Электрический ток проходит по неподвижной проволоке a, входит в магнит и затем по приделанной к нему проволоке bc входит в желобок, соединенный с другим полюсом элемента. Благодаря такому расположению, только один полюс магнита (на чертеже верхний) подвержен действию тока, и магнит приходит в движение по направлению линий сил, как указано стрелкой.

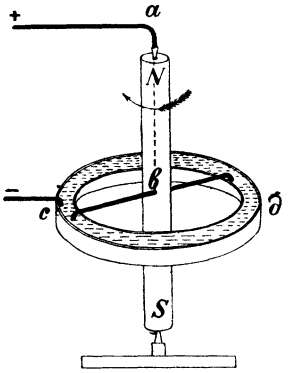


Рис 229. Вращение магнита вокруг тока.

С другой стороны, нам известно, что те же самые силы, которые приложены к магнитному полюсу, приложены и к току; поэтому должно быть возможным заставить вращаться и ток вокруг полюса. Этого мы можем достигнуть на том же самом приборе Фарадея. Для этого стоит только сделать в нем магнит неподвижным, а над магнитом приделать коромысло, способное вращаться вокруг оси NS. Пропустив электрический ток в этом же направлении, что и в первом опыте, мы увидим, что теперь вращение тока происходит в направлении, противоположном вращению магнита.

212. Работа электромагнитных сил. — Описанные нами электромагнитные вращения происходят непрерывно и несмотря на то, что этим вращениям постоянно сопротивляется сила трения, неизбежная во всяком приборе. На преодоление этой силы, несомненно, тратится некоторая работа. Определим величину этой работы.

Прежде всего рассмотрим самый простой случай.

Пусть по проводнику ab (рис. 230) течет ток J, указанный на чертеже стрелкою, и пусть дано магнитное поле M_0, направленное от наблюдателя перпендикулярно к чертежу. Мы знаем, что действие этого поля на часть проводника l обнаруживается силою $F = \mu MJl$, направленною вправо. Если проводник l сделан подвижным, например, способен скользить или катиться по двум рельсам, то он сдвинется под действием этой силы, и на пути s сила произведет работу

$$W = Fs = \mu MJls.$$

Но величина ls есть площадь прямоугольного четыреугольника, описанная проводником l во время его движения, а μMls — есть поток магнитной индукции N (стр. 180, **166**) сквозь эту площадь.

Следовательно, работу магнитного поля можно выразить и так:

$$W = NJ.$$

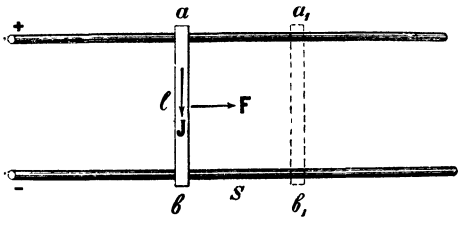


Рис. 230.

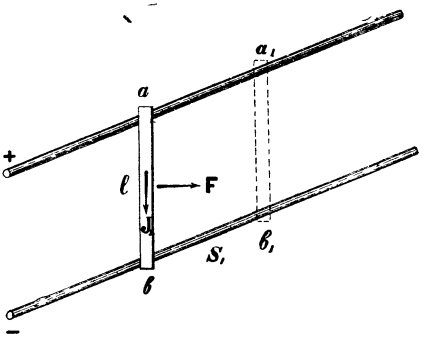


Рис. 231.

Работа при движении тока в магнитном поле.

Заметим, что на рис. 230 к нам обращена южная (отрицательная) сторона тока, а так как поле направлено от нас к чертежу, то линии сил поля M входят в южную сторону тока, и, следовательно, поток индукции сквозь площадь, обтекаемую током, будет положительным. Если до начала движения этот поток индукции был равен N_1, а после он стал N_2, то поток под действием поля увеличился на величину

$$N = N_2 - N_1.$$

Поэтому мы можем сказать, что *работа поля равна силе тока, помноженной на увеличение потока индукции сквозь площадь, обтекаемую током.*

Но можно выразиться иначе.

Ведь N — это число линий сил, проходящих сквозь площадь sl, описанную проводником l при его движении; это значит, что провод-

ник l при своем движении пересек N линий сил. Поэтому ***работа поля равна силе тока, помноженной на число линий сил, которое проводник пересек при своем движении.***

Теперь рассмотрим более общий случай, когда проводник l двигается не по направлению F, т. е. не перпендикулярно к своей длине, а по какой-нибудь наклонной линии s_1 (рис. 231); тогда работа силы F будет

$$W = Fs_1 \cos(Fs_1) = \mu MJls_1 \cos(Fs_1).$$

Но легко видеть, что $ls_1 \cos(Fs_1) = S$ есть площадь параллелограма, описанного l при своем движении, а индукция μM, помноженная на эту площадь, опять дает нам поток индукции, или число линий сил N, пересеченных проводником во время его движения. Работа при движении тока и в этом случае выразится через

$$W = JN.$$

Наконец, предположим, что данное нам поле M не перпендикулярно к чертежу. Тогда мы можем разложить его на две составляющие, из которых одна пусть будет параллельна плоскости чертежа, другая перпендикулярна к этой плоскости. Первая из них действует на ток J с силою, направленною перпендикулярно к чертежу, и, следовательно, перпендикулярно к пройденному пути, а потому никакой работы дать не может; вторая же, равная проекции M на нормаль к площадке S, т. е. равная

$$M \cos(Mn),$$

дает работу

$$W = \mu MS \cos(Mn)J.$$

Но мы знаем, что в случае поля, наклонного к площади S, поток индукции выражается так:

$$N = \mu MS \cos(Mn),$$

следовательно, можем написать, что работа

$$W = JN.$$

Итак, в самом общем случае какого угодно магнитного поля и какого угодно движения проводника, *работа, затрачиваемая полем на это движение, будет равна силе тока, умноженной на увеличение потока индукции сквозь площадь, обтекаемую током*, или *на число линий сил, перерезаемых проводником при своем движении.*

Наоборот, если мы будем двигать проводник или поле друг относительно друга, против их сил взаимодействия, то нам необходимо затратить работу

$$-W = -NJ.$$

Словами это выразится так:

Работа, которую мы должны затратить на передвижение электрического тока в магнитном поле, равна силе этого тока, умноженной на уменьшение потока индукции внутри контура, обтекаемого током.

213. Примеры. — Разберем несколько относящихся сюда примеров.

1. Какую работу нужно затратить, чтобы вертикальный проводник длиною в 15 сантиметров, по которому идет ток в 1 ампер $= 0{,}1$ ***C-G-S-M*** сверху вниз, передвинуть в магнитном поле земли с востока на запад на длину 10 сантиметров?

Земное поле $M = 0{,}2$ направлено с юга на север. Следовательно, вниз направленный ток будет стремиться двигаться с запада на восток, а потому для передвижения его с востока на запад потребуется затратить положительную работу, которая будет равна:

$$W = 15 \cdot \frac{1}{10} \cdot 0{,}2 \cdot 10 = 3 \text{ эрг.}$$

2. Электрический ток 5 ампер обтекает соленоид в 100 оборотов проволоки; диаметр соленоида 10 *см*, и он обращен своею южною стороною на юг. Какую работу нужно затратить, чтобы повернуть его этой стороной на восток или на запад?

И на то и на другое вращение необходимо затратить *положительную* работу, потому что южная сторона соленоида стремится обратиться к югу, а северная его сторона к северу, подобно магнитной стрелке. Вначале поток индукции сквозь каждый оборот проволоки был равен

$$N = M \cdot S = 0{,}2\,\pi \frac{10^2}{4} = 15{,}7.$$

После поворота на 90° поток индукции равен нулю.

Следовательно, работа при $n = 100$ оборотах проволоки в соленоиде будет:

$$W = NJn = 15{,}7 \cdot \frac{5}{10} \cdot 100 = 785 \text{ эрг.}$$

214. Магнитодвижущая сила. — Воспользуемся результатами предыдущих параграфов и вычислим работу, которая тратится при движении магнитного полюса m в поле какого-либо тока J.

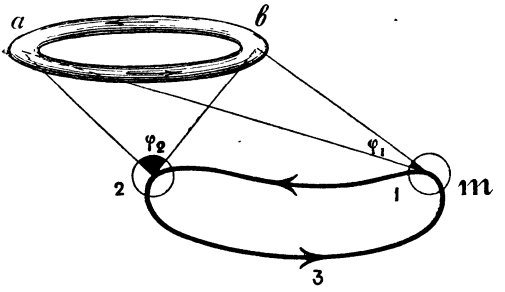


Рис. 232.

Мы знаем (стр. 180, **166**), что число линий сил (поток индукции), выходящих из полюса m, равно $4\pi m$; из них только часть пронизывает площадь, ограниченную током, а именно (рис. 232)

$$N_1 = m\varphi_1,$$

где φ_1 — тот телесный угол, под которым южная сторона тока видна из точки, где помещен полюс m. Если передвинуть полюс m в другую точку, то поток индукции изменится и будет

$$N_2 = m\varphi_2,$$

а работа, затраченная полем на это движение, будет

$$W_{12} = (N_2 - N_1)\,J = m(\varphi_2 - \varphi_1)J.$$

Если, описав контур *12341* (рис. 233), полюс вернется снова в первую точку m, то полная работа на этом пути будет равна нулю:

$$W = m(\varphi_2 - \varphi_1)J = 0.$$

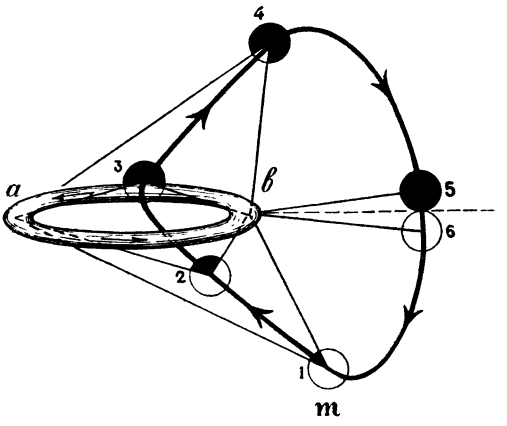


Рис. 233.

Однако эта работа будет равна нулю только тогда, если путь *12341* не охватывает тока.

Действительно, если бы мы шли по пути *1234561*, то угол φ_1 (на рис. 233 он отмечен черным цветом) принимал бы все бо́льшие и бо́льшие значения; в точке *5* угол φ делается равным 4π, и когда затем мы придем снова в точку *1*, то получим уже угол

$$\varphi_2 = 4\pi + \varphi_1.$$

Работа на замкнутом пути в этом случае дает в итоге не нуль, а

$$W = m(\varphi_2 - \varphi_1) J = 4\pi m J.$$

Впрочем, этот результат мы можем получить и непосредственно. Ведь работа W равна силе тока J, умноженной на число линий сил, пересекаемых контуром тока во время движения; но на замкнутом пути *123451* полюс m непременно должен всеми своими линиями пересечь контур тока, а число этих линий, как мы знаем, равно $4\pi m$. Следовательно,

$$W = 4\pi m J.$$

Работа W, отнесенная к единице двигаемого полюса $m = 1$, называется, как мы знаем, разностью потенциалов. Но разность потенциалов, имеющая место в замкнутом пути, например в замкнутой цепи тока, носит название *электродвижущей силы*. Поэтому величину

$$\mathcal{E}_m = 4\pi J$$

называют *магнитодвижущей силой* (стр. 184, **171**).

Если бы нам было дано несколько токов J (рис. 208, стр. 212), то во всяком контуре, который охватывает только один из токов, магнитодвижущая сила равна $4\pi J$; если контур охватывает два тока, то магнитодвижущая сила будет $4\pi \cdot 2J$; для n токов получим:

$$\mathcal{E}_m = 4\pi n J,$$

а если эти токи не одинаковы, то вообще

$$\mathcal{E}_m = 4\pi \Sigma J.$$

Как пример применения этих формул, возьмем уже известный нам случай прямого тока бесконечной длины. Пусть напряжение магнитного поля на расстоянии r от этого тока будет M. Обведем вокруг данного тока полюс m, равный единице, ведя его все время по окружности круга радиуса r, где напряжение поля M вследствие симметрии должно быть одно и то же. Пройденный нами путь будет равен $2\pi r$, и так как мы двигались все время по направлению линий сил, то работа, затраченная нами, будет:

$$W = 2\pi r M.$$

По выведенной выше формуле эта работа должна равняться $4\pi J$:

$$2\pi r M = 4\pi J,$$

откуда

$$M = \frac{2J}{r}.$$

Мы получили известную формулу Био и Савара (стр. 217).

IV. МАГНИТНАЯ ЦЕПЬ

215. Замкнутый соленоид. — Пусть нам дан замкнутый соленоид, состоящий из n оборотов, или, как говорят, *витков* проволоки, намотанной на сердечнике, длина коего l и площадь поперечного сечения S. На рис. 234 показан разрез такого соленоида. Стрелками показано направление магнитного поля; $+$ означает направление тока от чертежа к наблюдателю, а — означает обратное направление. Если поперечное сечение соленоида мало в сравнении с его длиною, то магнитное поле внутри соленоида можно считать однородным. Обойдем полюсом m, равным единице, внутри соленоида по замкнутому контуру. Так как сила в данном случае равна напряжению поля M, а путь, пройденный под действием силы M, равен l, то работа, затраченная на этот обход, равна Ml.

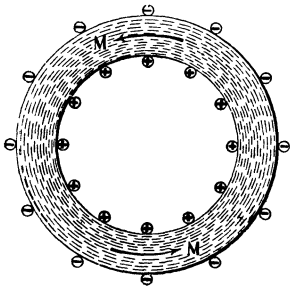


Рис. 234. Магнитная цепь

С другой стороны если $m = 1$, то при обходе тока J мы должны (стр. 235) затратить работу $4\pi J$, а так как, проходя по пути l, мы обходим все n витков проволоки, то здесь работа будет $4\pi nJ$. Итак, магнитодвижущая сила

$$Ml = 4\pi nJ.$$

Отсюда определяется напряжение поля внутри замкнутого, тонкого и длинного соленоида:

$$M = \frac{4\pi nJ}{l},$$

и поток индукции в нем

$$N = \mu MS = \frac{4\pi nJ}{l}\,\mu S.$$

Эту формулу можно написать и так (формула Гопкинсона):

$$N = \frac{\frac{4\pi nJ}{l}}{\frac{\mu S}{}} = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m},$$

где

$$R_m = \frac{l}{\mu S},$$

и тогда она напоминает собою формулу Ома (стр. 120, **112**), причем поток индукции N аналогичен электрическому току J, магнитодвижущая сила $4\pi nJ$ аналогична электродвижущей силе $\mathcal{E}$.

Величина R_m называется магнитным сопротивлением; она аналогична электрическому сопротивлению R; как R_m, так и R пропорционально длине и обратно пропорционально площади поперечного сечения и, кроме того, зависит от материала. Для электрического тока зависимость от материала выражена коэффициентом k удельной электропроводности, для магнитного потока ту же роль играет коэффициент μ магнитной проницаемости.

Наконец, как электрический ток, так и магнитный поток образуют всегда замкнутые линии, а потому по аналогии с электрической цепью (стр. 120) принят термин *магнитной цепи*.

Легко видеть, что магнитная цепь представляет собою не что иное как замкнутую магнитную трубку сил.

216. Последовательное соединение в магнитной цепи. — В технике очень часто применяются соленоиды или электромагниты, проволока которых намотана на сердечнике из железа. Железный сердечник, однако, не заполняет собою всей длины соленоида, а только часть ее, так что остальная часть заполнена воздухом (рис. 235). В таких электромагнитах магнитная цепь состоит из двух частей, соединенных последовательно, и расчет ведется совершенно так же, как для двух последовательно соединенных проводников в цепи тока.

Положим, что в данном электромагните (рис. 235) длина его железного сердечника равна l_1, а воздушного промежутка — l_0, общее же их поперечное сечение пусть будет S. Далее, назовем поток индукции, пронизывающий соленоид, через N. Этот поток будет по всей длине соленоида один и тот же. Если принять для простоты расчета, что магнитное поле внутри соленоида приблизительно однородно, то напряжение магнитного поля будет внутри железного сердечника $M_1 = \frac{N}{S\mu_1}$, а в воздухе $M_0 = \frac{N}{S\mu_0}$, где μ_1 и μ_0 — коэффициенты проницаемости железа и воздуха.

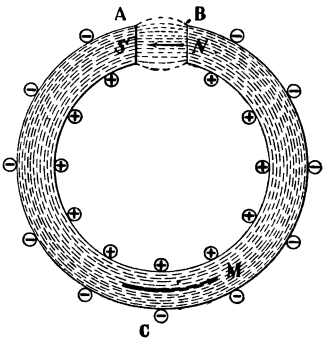


Рис. 235. Магнитная цепь электромагнита.

Работа при движении магнитного полюса, равного единице, внутри железа будет равна $M_1 l_1$, а в воздухе — равна $M_0 l_0$, и уравнение работы напишется таким образом:

$$\frac{N}{S\mu_1} l_1 + \frac{N}{S\mu_0} l_0 = 4\pi n J,$$

или

$$N = \frac{4\pi n J}{\frac{l_1}{S\mu_1} + \frac{l_0}{S\mu_0}}.$$

Эта формула опять напоминает собою закон Ома (стр. 117):

$$J = \frac{n\mathscr{E}}{r_1 + r_0}.$$

Магнитодвижущая сила здесь равна $4\pi nJ$ (как будто n элементов, с электродвижущей силой $4\pi J$ каждый, соединены последовательно), и цепь состоит из двух соединенных последовательно проводников длиною l_1 и l_0, площадью поперечного сечения S и удельною электропроводностью μ_1 и μ_0.

Если сравнить расчет электромагнита с расчетом плоского конденсатора (стр. 79, **72**), то увидим, что они тоже аналогичны. Поток электростатической индукции в плоском конденсаторе тоже определяется формулою, в числителе которой стоит разность потенциалов, а в знаменателе сумма членов вида $\frac{d}{\varepsilon S}$, которые мы можем назвать диэлектрическим сопротивлением; это сопротивление тоже пропорционально длине (в данном случае длиною служит толщина d диэлектрического слоя), обратно пропорционально площади поперечного сечения S и зависит еще от материала диэлектрика (ε).

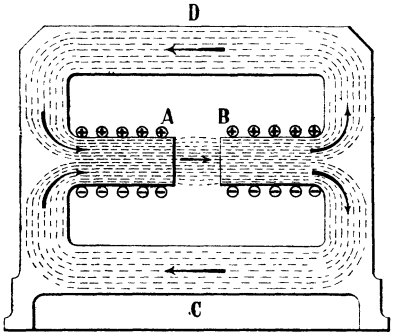


Рис. 236. Магнитная цепь с разветвлением.

217. Параллельные соединения. — Как электрический ток в электрической цепи, так и магнитный поток в магнитной цепи могут разветвляться. Так, например, на рис. 236 показано, как из обмотки AB часть линий сил направляется по BCA, другая же часть по BDA. Такие две ветви называются соединенными *параллельно*. Очевидно, что в месте разветвления, вследствие непрерывности линий сил, число линий сил, выходящих из AB, равно сумме всех линий, идущих по BCA и по BDA, т. е.

$$N = N_1 + N_2.$$

Далее, так как магнитодвижущая сила для цепи $ABCA$ и $ABDA$, очевидно, одинакова и равна $\mathscr{E}_m = 4\pi nJ$, то мы можем написать:

$$\mathscr{E}_m = N_1 r_1 = N_2 r_2,$$

откуда видим, что оба магнитных потока, соединенных параллельно, обратно пропорциональны соответственным магнитным сопротивлениям. Наконец, суммируя N_1 и N_2, получим:

$$N = \mathscr{E}_m \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) = \frac{\mathscr{E}_m}{R_m}.$$

где R_m — общее магнитное сопротивление двух ветвей, соединенных параллельно.

Следовательно, и при последовательном и при параллельном соединении в магнитной цепи с магнитными сопротивлениями обращаются так же, как с сопротивлениями электрическими (ср. стр. 129).

218. Правила Кирхгофа для магнитной цепи. — Аналогию между электрической и магнитной цепью можно продолжать и еще далее. Мы можем для магнитной цепи вывести формулы, напоминающие собою правила Кирхгофа (стр. 132, **124**), которые нами были выведены для гальванической цепи.

Рассмотрим для примера электромагнит с разветвлениями (рис. 236), который часто встречается в технике, например в динамомашинах. В каждом месте разветвления A и B должен разветвляться и поток индукции, и вследствие непрерывности линий сил сумма потоков входящих и выходящих равна нулю:

$$\Sigma N = 0.$$

Это напоминает выражение первого правила Кирхгофа для электрических токов:

$$\Sigma J = 0.$$

При обходе какого-нибудь замкнутого контура $ABCA$ или $ABDA$ сумма

$$\Sigma Hl = 4\pi nJ,$$

или

$$\Sigma N \frac{l}{\mu S} = 4\pi nJ.$$

Но $4\pi nJ$ есть сумма магнитодвижущих сил, а $\Sigma N \frac{l}{\mu S}$ есть сумма произведений из потока индукции N и попадающихся на пути магнитных сопротивлений $\frac{l}{\mu S}$.

Следовательно, наша формула вполне аналогична второму правилу Кирхгофа для электрических токов:

$$\Sigma Jr = \Sigma \mathscr{E}.$$

Во всех приведенных нами аналогиях коэффициент проницаемости играет роль электропроводности; не нужно, однако, забывать, что эта аналогия только формальная. Существенная разница между этими двумя величинами заключается в том, что электрический ток, обусловленный электропроводностью среды, всегда сопровождается непрерывным превращением электрической энергии в тепло по закону Джоуля (стр. 147), тогда как поток магнитной индукции хотя и требует для своего возникновения определенного количества энергии, но на поддержание его в постоянном состоянии никакой энергии не тратится. Таким образом коэффициент проницаемости μ только формально аналогичен коэффициенту электропроводности k.

Гораздо теснее может быть проведена аналогия между коэффициентом проницаемости μ и диэлектрической постоянной ε, между потоком электростатической и магнитной индукции, как это мы уже и делали, рассматривая магнитные явления, и как это может быть сделано и для явлений электромагнитных. При этом вполне аналогичными окажутся электромагнитная цепь и батарея конденсаторов, разность потенциалов на концах батареи и величина $4\pi nJ$.

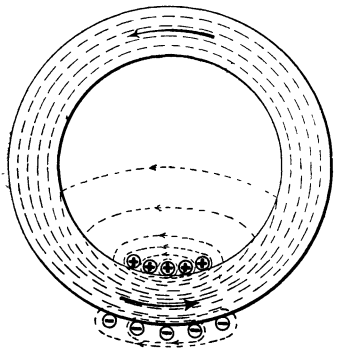


Рис. 237. Магнитная утечка.

219. Магнитная утечка. — Наш расчет электромагнита был основан на предположении, что поперечное сечение, по которому проходит поток индукции, везде одинаково; на самом же деле линии магнитной индукции, выйдя из железного сердечника в воздух, расходятся, отдаляясь друг от друга (рис. 237), вследствие чего величина самой индукции, а также и величина напряжения поля будут здесь меньше, чем мы определили по расчету. Кроме того линии магнитной индукции выходят не только на концах железного сердечника, а некоторые из них выйдут в воздух еще раньше; магнитное поле электромагнита, даже в том случае, когда железный сердечник совершенно замкнут, будет приблизительно иметь вид, представленный на рис. 237.

Что не все линии индукции пройдут через концы железного сердечника, — это следует также из тех формул, которые нами выведены

для магнитной цепи. Ведь железный сердечник окружен с боков воздухом, и, следовательно, с точки зрения магнитной цепи железо и воздух соединены друг с другом параллельно; поэтому поток магнитной индукции должен разделиться: часть пойдет через железо, а другая часть — через воздух. Правда, это разделение потока произойдет обратно пропорционально их магнитному сопротивлению, и потому через воздух пройдет лишь небольшая, сравнительно, часть потока, вследствие большого магнитного сопротивления воздуха (малое μ) сравнительно с железом.

Так как на практике пользуются только тем магнитным полем электромагнита, которое заключено в междужелезном, или в междуполюсном, пространстве, то весь поток индукции, который проходит вне этого пространства, оказывается бесполезным и носит название *магнитной утечки*.

Величина магнитной утечки зависит, конечно, от коэффициента проницаемости того железа, которое употреблено для сердечника электромагнита: чем проницаемость железа больше, тем утечка будет меньше. Кроме того на величину утечки оказывает влияние также и расположение обмотки электромагнита относительно междуполюсного пространства: чем ближе обмотка к этому последнему, тем, вообще говоря, утечка меньше. Так, например, на рис. 237 магнитная утечка больше, чем на рис. 235 (стр. 237), несмотря на то, что в последнем случае имеется еще междуполюсное пространство. На рис. 236 (стр. 239) магнитная утечка была бы больше, если бы та же обмотка была распределена не около AB, а в D и C.

220. Расчет электромагнита. — Пусть требуется построить электромагнит с сечением сердечника в 20 $см^2$ и напряжением поля в междуполюсном пространстве в 10 000 ***C-G-S-M***.

Из рис. 187 (стр. 199) видно, что для $B = 10\,000$ мы имеем напряжение магнитного поля $M = 5$, следовательно, $\mu = 2\,000$.

Поток индукции будет у нас

$$N = BS = 2 \cdot 10^5 \quad \textit{C-G-S-M}.$$

Если длина железного сердечника $l_1 = 50$ $см$, а междуполюсного пространства $l_0 = 1$ $см$, то по формуле

$$N = 2 \cdot 10^5 = \frac{4\pi nJ}{\frac{l_1}{S\mu_1} + \frac{l_0}{S\mu_0}} = \frac{4\pi nJ}{\frac{50}{2\,000} + \frac{1}{1}} 20 = 250 \; nJ$$

получим:

$$nJ = 800 \quad \textit{C-G-S-M}.$$

А если силу тока выразить в амперах (1 *C-G-S-M* = 10 ампер), получим:

$$nJ = 8\,000 \text{ ампер-оборотов.}$$

Из вышеприведенной формулы для потока индукции N видно, какое большое влияние оказывает величина междуполюсного пространства. Если бы вместо $l_0 = 1$ *см* мы взяли $l_0 = 1$ *мм*, то для получения того же магнитного поля нам было бы достаточно 1 000 ампер-оборотов; если же совсем уничтожить воздушный промежуток, то число необходимых ампер-оборотов понизится до 200.

Теперь остается еще решить вопрос, сколько взять оборотов проволоки и какой силы ток мы желаем пропускать через наш электромагнит; для получения желаемого магнитного поля важно только, чтобы их произведение было равно 8 000. Положим, что в нашем распоряжении может быть ток в 5 ампер, тогда необходимо намотать на электромагнит 1 600 оборотов проволоки. Имея, однако, в виду магнитную утечку, лучше взять несколько большее число оборотов, положим, 2 000 оборотов.

При поперечном сечении в 20 $см^2$ каждый оборот будет иметь длину около 15 *см*, а вся проволока — около 300 *м*. Если взять медную проволоку поперечным сечением в 1 $мм^2$, то каждые 60 метров ее будут иметь сопротивление около одного ома (см. стр. 124, **117**), а вся обмотка электромагнита — 5 омов.

Для питания этого электромагнита током в 5 ампер нам потребуется электродвижущая сила в $5 \cdot 5 = 25$ вольт, и в обмотке будет тратиться мощность $25 \cdot 5 = 125$ уатт; следовательно, ежесекундно будет выделяться 125 джоулей, или $125 \cdot 0{,}24 = 30$ малых калорий.

С другой стороны, в сердечнике электромагнита мы получаем индукцию $B = 10\,000$ и напряжение магнитного поля $M = 5$, и, следовательно, плотность магнитной энергии (стр. 185, **172**):

$$W_m = \frac{B \cdot M}{8\pi} = \frac{10\,000 \cdot 5}{8\pi} = 2\,000 \frac{эрг}{см^3},$$

а все количество магнитной энергии в объеме сердечника $Q = 20 \cdot 50 = 1\,000$ $см^3$ будет

$$W = W_m Q = 2 \cdot 10^6 \text{ эрг} = 0{,}2 \text{ джоуля.}$$

V. ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ

221. Устройство электромагнита. — На практике при устройстве электромагнитов, кроме вышеприведенного расчета, руководствуются, еще целым рядом других, чисто практических соображений. Необхо-

димо, конечно, позаботиться о том, чтобы обмотка требуемого числа оборотов удобно помещалась на сердечнике электромагнита; большею частью ее приходится наматывать в несколько слоев. С другой стороны, при сильных токах необходимо принимать меры, чтобы теплота Джоуля не слишком повышала температуру обмотки, иначе может пострадать ее изоляция; это условие уже ограничивает применение многих слоев обмотки и требует, чтобы обмотка вентилировалась, т. е. охлаждалась движением наружного воздуха.

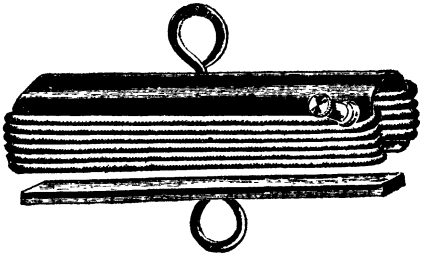


Рис. 238. Электромагнит Джоуля.

Смотря по тому, с какою целью устраивается электромагнит, его поток индукции распределяется тем или иным образом. Это достигается тем, что концам железного сердечника придают ту или другую

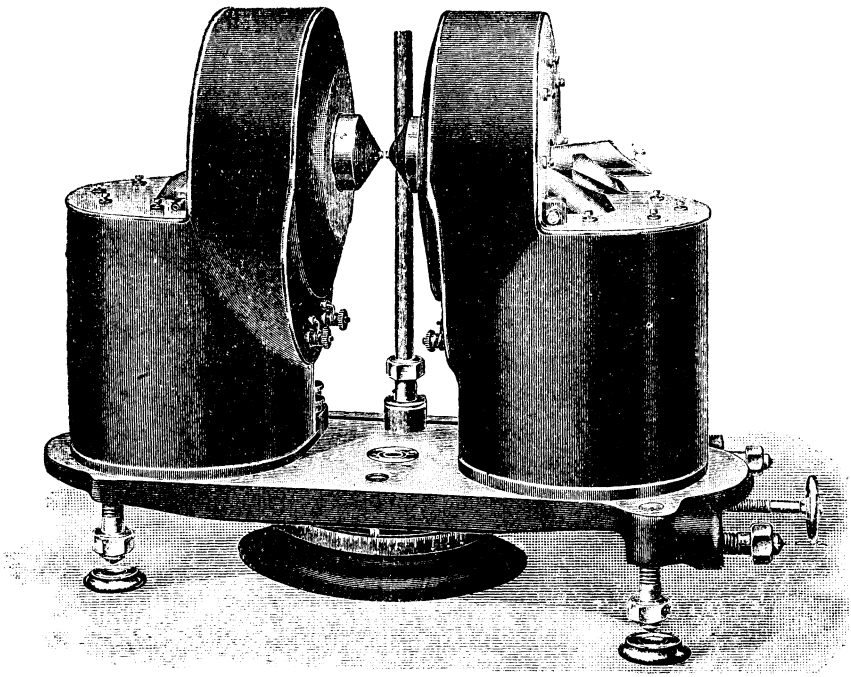


Рис. 239. Электромагнит Дюбуа.

форму, или, как говорят, употребляют те или другие *полюсные наконечники*.

Если нужно получить магнитное поле по возможности равномерное и распределенное на большой площади, то наконечники делают

расширяющиеся (стр. 182, рис. 172); наоборот, желая получить, хотя бы и на малом пространстве, но по возможности сильное поле, выбирают полюсные наконечники сходящиеся, конусообразной формы (стр. 181, рис. 171).

На рис. 238 изображен очень короткий электромагнит Джоуля, обладающий большой подъемной силой.

На рис. 239 изображен электромагнит Дюбуа, построенный им для лабораторных целей. В этом электромагните в небольшом междуполюсном пространстве в 0,1 *мм* можно получить напряжение магнитного поля до 60 000.

Однако обыкновенно пользуются междуполюсным расстоянием в 1 *мм* при диаметре полюсных наконечников в 6 *мм*; тогда, конечно, магнитное поле получается несколько слабее. Тем не менее при токе в 15 ампер и 54 вольт получается поле в 36 000 ***C-G-S-M.***

222. Электрический звонок. — Не имея возможности останавливаться на многочисленных применениях электромагнитов, мы считаем, однако, нужным хотя бы вкратце указать на некоторые из них, наиболее часто встречающиеся.

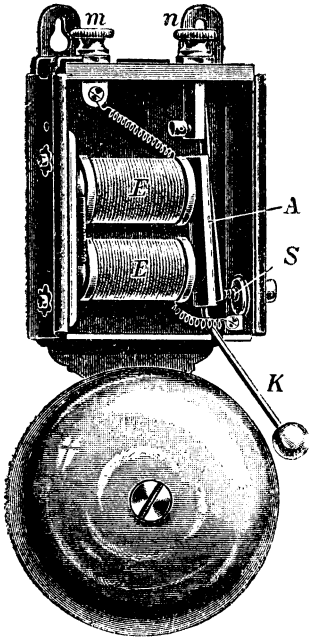


Рис. 240. Электрический звонок.

Мы начнем с описания обыкновенного электрического звонка (рис. 240).

Здесь электрический ток идет от клеммы *m* через электромагнит *E* в винтик *S*. К винтику *S* особой пружинкой прижимается якорь *A* и соединяет *S* со второй клеммой звонка *n*. При проходе тока электромагнит притягивает к себе якорь *A* и, следовательно, размыкает ток между *A* и *S*; но вследствие прекращения тока электромагнит перестает действовать, якорь снова отходит от *E*, и ток снова замыкается и т. д. Таким образом якорь *A*, а с ним вместе и молоточек *K* совершает колебательные движения, и звонок издает прерывистый звон все время, пока клеммы *m* и *n* соединены с источником тока. Источниками тока при звонках служат обыкновенно элементы Лекланше, а замыкание тока происходит при помощи кнопок (рис. 114, стр. 135). На рис. 241 показана схема такой установки для одного звонка с тремя кнопками.

223. Телеграф. — На рис. 242 показана самая простая схема электромагнитного телеграфа Морзе.

На каждой станции имеется ключ m, местная батарея элементов c и электромагнит d. Оба ключа m соединены воздушным проводом (линия), тогда как батарея c и электромагниты d соединены с землею Z.

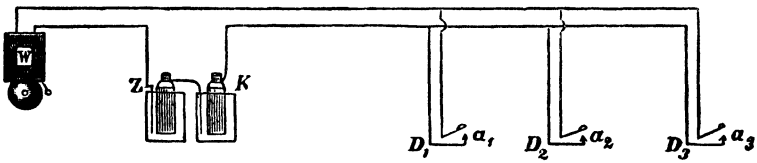


Рис. 241. Схема соединения в цепи электрического звонка.

Если на какой-либо станции нажать ключ m, то линия соединяется с b, т. е. с местной батареей c, и разъединяется с a. Электрический ток батареи c идет через линию на следующую станцию, и, проходя по обмотке электромагнита d_1, возвращается через землю обратно к батарее c. При этом ток приводит в действие электромагнит d, вследствие чего якорь электромагнита притягивается, а соединенное с ним

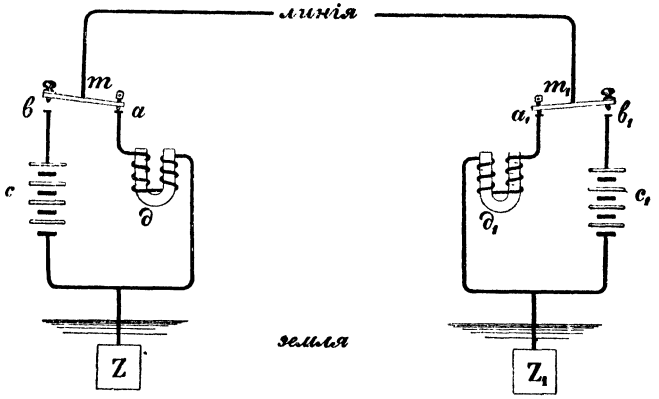


Рис. 242. Схема телеграфа.

перо чертит на подвижной бумажной ленте небольшую линию. Из коротких и длинных линий составлена телеграфная азбука.

224. Реле. — Если телеграфный ток очень слаб, как это, например, бывает при очень длинных линиях с большим сопротивлением, то им не пользуются непосредственно для приведения в действие электромагнита телеграфного аппарата, а направляют его в так называемое *реле*. Реле представляет собою тоже электромагнит с якорем, для притяжения которого достаточно очень слабого тока. Этот якорь, притя-

нувшись электромагнитом, замыкает цепь тока местной батареи, которая и приводит в действие электромагнит пишущего прибора. В особенности чувствительно так называемое *поляризованное реле* (рис. 243), в котором сердечник сделан из постоянного магнита NS, а обмотка намотана таким образом, что образует у N и S одинаковые полюсы. Между полюсами NS помещается железная пластинка n, которую можно установить так, чтобы она с одинаковою силою притягивалась обоими полюсами магнита. Малейший ток, проходящий по обмотке mm, усиливает действие одного из полюсов магнита и ослабляет действие другого полюса; вследствие этого равновесие пластинки n нарушается, она прижимается к одному из штифтиков, приделанных к полюсам магнита, и замыкает ток местной батареи c, которая приводит электромагнит телеграфного аппарата d в действие.

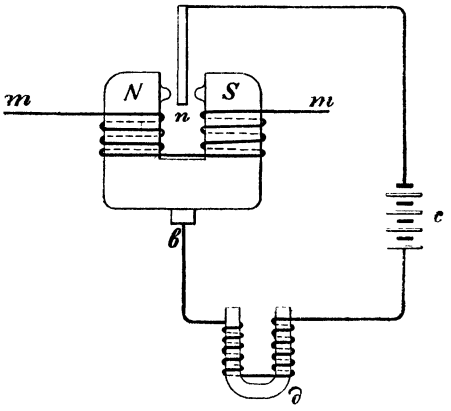


Рис. 243. Схема реле.

225. Телефон и микрофон. — При электрической передаче человеческой речи самую существенную роль играют два прибора: телефон, изобретенный Беллем (1876 г.), и микрофон, изобретенный Юзом (1878 г.).

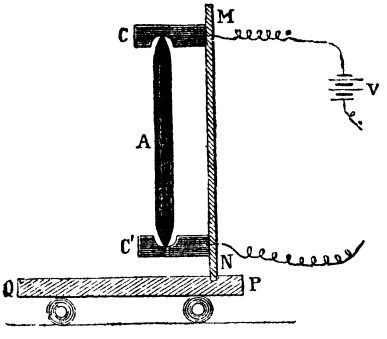


Рис. 244. Микрофон Юза.

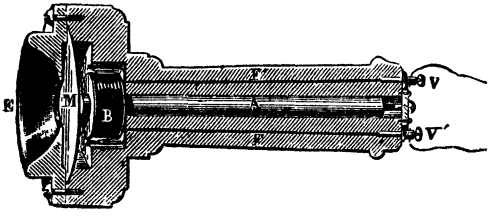


Рис. 245. Телефон Белля.

Микрофон Юза состоит из угольного стержня A (рис. 244), зажатого между двумя угольными пластинками C и C', которые включены в цепь батареи V. При небольшом изменении давления пластинок на стержень, сопротивление угольного контакта сильно меняется, а вместе с тем изменяется и сила тока. Поэтому, если на деревянную пластинку

MN будут падать звуковые колебания, то в цепи мы получим соответствующие колебания в силе электрического тока.

Для обратного превращения этих электрических колебаний в звуковые служит телефон. Телефон Белля (рис. 245) состоит из железной пластинки M, помещенной вблизи магнита A, на конце которого имеется обмотка B (электромагнит), соединенная с цепью электрического тока. Пока сила тока в цепи постоянна, железная пластинка хотя и притянута магнитом, но остается в покое; но если сила тока в цепи меняется, то одновременно изменяется взаимодействие между электромагнитом и пластинкой, и пластинка приходит в движение.

Включим в цепь телефонной обмотки батарею элементов и микрофон; тогда всякое звуковое колебание, сообщенное микрофону, повлечет за собою соответственные колебания электрического тока; этот последний будет колебать железную пластинку телефона, а пластинка издаст тот именно звук, который был передан микрофону. Таким путем всевозможные звуки, а между прочим и человеческая речь, могут быть переданы по проволокам, и в настоящее время, благодаря целому ряду усовершенствований, эта передача возможна даже на 1 000 верст и более.

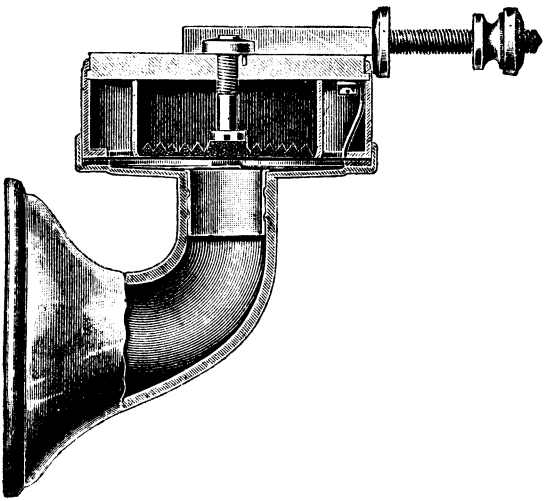


Рис. 246. Микрофон с угольным порошком.

Угольный стержень микрофона Юза в настоящее время заменен угольным порошком (рис. 246), который образует множество контактов и потому более чувствителен к изменению давления.

В телефоне, вместо прямого магнита, теперь почти исключительно употребляется магнит подковообразный, который, благодаря хорошо замкнутой магнитной цепи, дает более сильное поле, чем прямой магнит, и тем самым увеличивает чувствительность телефона. На рис. 247 представлен внешний вид телефона, часто употребляемого в лабораториях; на рис. 248 показан внутренний вид такого телефона, в котором снята звучащая пластинка. Оба полюса подковообразного магнита

подведены здесь к центру телефона, и на них надеты две катушки, соединенные с наружными клеммами телефона.

Не вдаваясь в подробности устройства разных систем телефонов, необходимо, однако, добавить еще одно важное замечание. Казалось бы, что в телефоне можно было бы обойтись совсем без магнита, так как колебания пластинки могли бы происходить под действием обмотки электромагнита. Но дело в том, что телефонные токи вообще очень слабы, поэтому слабо и напряжение поля электромагнита M: притяжение же железной пластинки было бы пропорционально M^2 (стр. 197), т. е. было бы ничтожно. Если же применить в телефоне постоянный магнит, то под влиянием сильного поля этого магнита M_0 на железной пластинке появится магнетизм, притяжение ее электромагнитом будет уже пропорционально $M_0 M$. Так как M_0 может быть сделано значительно сильнее M, то становится ясным, почему в телефоне необходим магнит (см. главу о переменных токах).

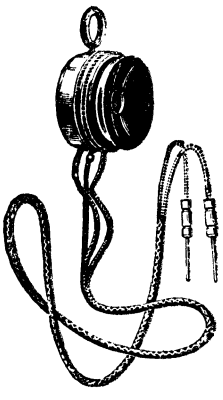


Рис. 247.

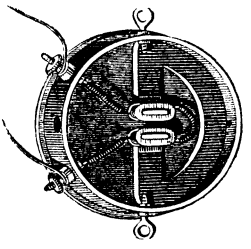


Рис. 248.

Телефон с подковообразным магнитом.

Из вышеприведенного мы видим, что чувствительность телефона тем больше, чем сильнее поле магнита и чем сильнее поле тока.

Замечательно, что переменные токи в 10^{-5} ампер уже ясно слышны в телефоне.

226. Телефотография. — На-ряду с передачей знаков при помощи телеграфа и с передачей звуков при помощи телефона, в последнее время появились изобретения, преследующие цель передачи посредством электрического тока также и световых действий. Возможность такой передачи лежит в замечательном свойстве селена менять свое сопротивление под действием света. Это свойство селена было открыто В. Смитом (1873 г.).

Селен так же, как и родственный с ним элемент сера, можно получить в аморфном и кристаллическом виде. Чувствительностью к свету обладает только так называемый серый кристаллический селен. Для получения светочувствительного препарата селена его расплавляют и наносят тонким слоем на слюдяную пластинку между двумя натянутыми на пластинке платиновыми или медными проволочками. Затем продолжительным нагреванием всего препарата, при температуре не-

много выше 100°, превращают селен из аморфного вида в кристаллический, отчего он приобретает чувствительность к свету. Проволочки соединяют с батареей элементов и с электромагнитом, установленным на следующей станции, как в телеграфе; таким образом слой селена между проволочками оказывается включенным в цепь.

Пока селеновый препарат находится в темноте, его сопротивление очень велико, от 1 000 до 100 000 омов; под действием света сопротивление его падает и при сильном освещении может уменьшиться в 20 раз.

Поэтому, если мы на одной станции установим селеновый препарат и будем подвергать его действию более или менее сильного света, то сила тока в цепи будет меняться, а вместе с тем будет меняться и поле электромагнита приемной станции.

Этим изменением магнитного поля можно воспользоваться и при помощи того или иного передаточного приспособления изменять силу света того источника, который установлен на приемной станции, или изменять степень освещения установленной здесь фотографической пластинки. Таким путем всякое изменение в силе освещения селенового препарата на станции отправления будет сопровождаться соответственным изменением в силе освещения фотографической пластинки на станции получения.

Если на первой станции перед селеновой пластинкой проводить отдельные места какого-либо фотографического негатива, а на второй станции одновременно и соответственным образом двигать фотографическую пластинку, то на этой последней получится копия с негатива. В этом и заключается принцип передачи световых действий электрическим путем или *телефотография*.

После целого ряда усовершенствований, о которых мы здесь не имеем возможности распространяться, А. Корну удалось устроить прибор, который действительно передает по проволоке фотографические снимки.

227. Регулятор дуговой лампы. — В заключение опишем еще применение электромагнита к регулировке дуговых ламп. Таких автоматических регуляторов изобретено множество; мы опишем лишь систему Кржицика, которая в большом ходу.

В регуляторе Кржицика оба угля, между которыми образуется вольтова дуга, прикреплены к медным держателям и висят на цепи, перекинутой через блок (рис. 249), причем верхний, положительный, уголь немного перевешивает, вследствие чего, когда лампа выключена, оба угля сходятся до соприкосновения. Внутри медных стержней помещены куски железа, которые могут втягиваться в два соленоида (

и D (рис. 250). Один из соленоидов C с толстой обмоткой включен последовательно с обоими углями в цепь, другой же D с тонкой обмоткой включен параллельно с углями.

Когда угли сомкнуты или слишком близки друг к другу, то сопротивление дуги незначительно, ток толстой обмотки оказывается сильным, и соленоид C втягивает в себя железо стержня верхнего угля, так что оба угля расходятся. Если же концы углей слишком разошлись друг от друга, то сопротивление вольтовой дуги делается большим, сила тока в толстом соленоиде C ослабляется, тогда как в соленоиде D, соединенном параллельно с дугою, напротив того, сила тока уве-

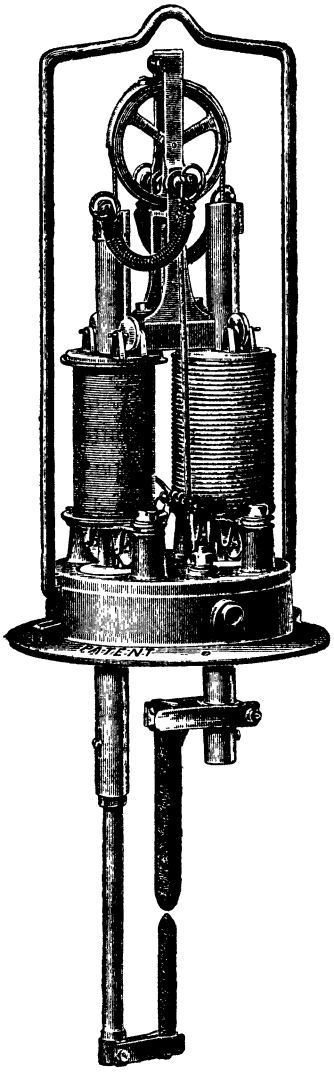


Рис. 249. Лампа Кржицика.

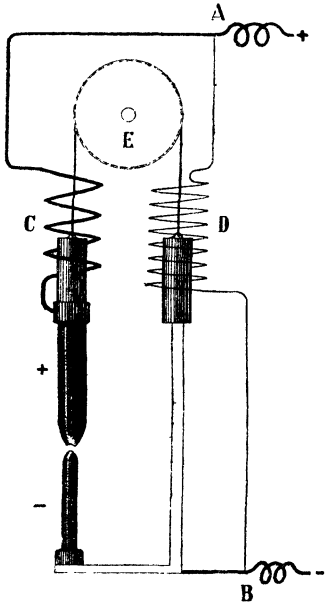


Рис. 250. Схема регулятора Кржицика.

личивается. Действие этого последнего соленоида на железо пересиливает действие первого, и угли опять немного сходятся. Для того, чтобы не происходило постоянных качаний, блок E двигается с небольшим трением. Размеры обоих соленоидов, форму и вес железных стержней можно подобрать так, чтобы вольтова дуга оставалась все

время одинаковой, наивыгоднейшей для ее горения величины. Таким путем достигается постоянная автоматическая регулировка дуги.

Подобные дуговые лампы строятся на 1 000 и до 10 000 свечей и употребляются главным образом для уличного освещения.

Описанный нами тип регулятора носит название *дифференциального*, потому что регулировка здесь происходит под влиянием разности действий двух обмоток C и D. Прежде устраивались регуляторы с одной обмоткой, но они оказались непрактичными.

VI. ЭЛЕКРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ

228. Явление Фарадея. — Мы видели, что проводник, к которому приближено наэлектризованное тело, сам электризуется через влияние (стр. 20, **20**); это — так называемая *электростатическая* индукция. Фарадей задался вопросом, нельзя ли чего-либо подобного получить и с электрическими токами, т. е. нельзя ли в проводнике, находящемся вблизи другого проводника, по которому идет ток, тоже возбудить электрический ток через влияние. Для того чтобы исследовать это, Фарадей взял два параллельных проводника AB и CD (рис. 251), из которых AB был соединен с источником электрического тока $\mathcal{E}$, тогда как CD был замкнут на чувствительный гальванометр G. Однако опыт показал, что явления, аналогичного электростатической индукции, при этом не получилось: в то время как по первому проводнику AB шел сильный ток, во втором проводнике CD не оказывалось и следа какого-нибудь тока. Но зато Фарадей заметил нечто иное, а именно: электрический ток в проводнике CD появлялся каждый раз, как в проводнике AB ток *замыкался* или *размыкался*; при замыкании тока в AB по какому-нибудь направлению в CD возникал всегда ток по направлению обратному, тогда как при размыкании тока AB в CD возникал ток того же направления, что и в AB.

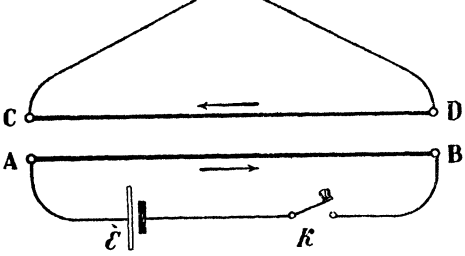


Рис. 251. Опыт Фарадея с индукционным током.

По аналогии с электростатическою индукциею Фарадей назвал электрические токи, возникающие в этих и подобных им опытах, *индуцированными*, или *индукционными*, токами.

Для того чтобы оценить открытие индукционных токов, сделанное Фарадеем, достаточно указать, что во всех современных технических способах получения электрической энергии при посредстве динамомашин это открытие Фарадея служит основою.

229. Причина индукционных токов. — После многочисленных вариантов вышеописанного опыта Фарадей пришел к заключению, что индукционные токи в проводниках наблюдаются каждый раз, когда магнитное поле около проводника меняется. Чтобы убедиться в справедливости этого заключения, а также, чтобы выяснить подробнее самое возникновение индукционных токов, сделаем следующие опыты.

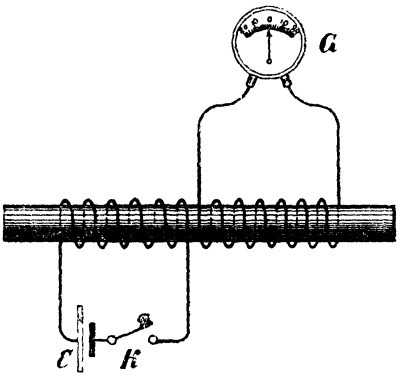


Рис. 252. Индукция в катушках.

1. Возьмем две катушки из проволоки (рис. 252) и наденем их на одну общую ось; если через первую катушку пропустить ток, то во второй катушке возникает индукционный ток обратного направления. При размыкании тока первой катушки во второй возникает ток того же направления, что и в первой. Этот опыт есть не что иное как повторение опыта предыдущего параграфа, только теперь оба тока не прямые, а навиты на одну общую ось.

2. Вместо замыкания и размыкания тока в первой катушке будем усиливать и ослаблять ее ток. Индукционные действия окажутся такие же, как и в предыдущем случае, только несколько слабее.

3. Оставим теперь ток в первой катушке замкнутым и будем ее приближать или удалять от второй катушки; тогда магнитное поле в этой последней будет усиливаться или ослабляться. Опыт показывает, что в этом случае тоже возникает индукционный ток, причем приближение катушки соответствует усилению тока, а удаление — ослаблению тока.

4. Мы знаем, что катушка, по которой идет ток, или соленоид, дает такое же магнитное поле, как и магнит соответственной силы. Поэтому сделаем предыдущий опыт, заменив соленоид магнитом. В результате мы не только получим индукционные действия от постоянного магнита, но даже и направление индукционных токов, при движении соответствующих друг другу полюсов соленоида, с одной стороны, и магнита — с другой, оказываются одинаковыми.

5. Вдвинем теперь во вторую катушку железный сердечник и будем намагничивать его каким-либо способом — электрическим током

или постоянным магнитом. Изменение магнитной поляризации железа опять будет сопровождаться индукционными токами, причем в этом случае индукционные токи окажутся особенно сильными.

Заметим, что в этом последнем случае поток напряжения внутри второго соленоида не сильнее, чем в том случае, когда не было железа; поток же индукции в μ раз больше. Очевидно, что индукционные действия изменяющегося магнитного поля зависят не от напряжения поля, а от индукции поля.

Из всех этих опытов мы можем вывести общее заключение, что *индукционные токи обязаны своим возникновением изменению магнитной индукции около проводника.*

230. Правила Ленца. — Познакомившись в общих чертах с явлением индукционных токов, нам необходимо теперь научиться определять в каждом частном случае как величину, так и направление этих токов. Для определения *направления* этих токов можно руководствоваться следующим общим *правилом Ленца.*

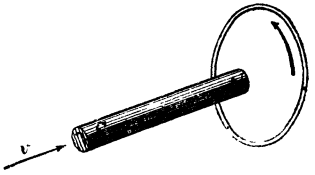


Рис. 253.

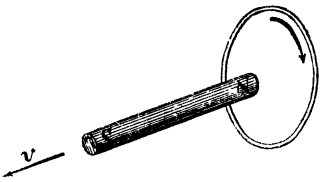


Рис. 254.

Индукция при движении магнита. Правило Ленца.

Индукционные токи всегда направлены так, чтобы противодействовать тому движению, которым они воспроизводятся.

Пусть, например, к данному проводнику (рис. 253) мы приближаем северный полюс магнита или соленоида; тогда, как мы видели, в данном контуре проводника должен возникнуть индукционный ток, обратный токам соленоида, т. е. в проводнике возникает ток против стрелки часов, и возникший ток будет обращен к нам своей северной стороной.

Применяя правило Ленца, получим то же самое: при приближении северного полюса магнита на обращенной к нему плоскости тока должен оказаться северный же полюс, потому что только северный полюс будет противодействовать данному движению (одноименные полюсы отталкиваются), а потому индукционный ток должен итти здесь против стрелки часов.

При *удалении* северного полюса (рис. 254) в проводнике возникнет ток по стрелке часов, который *притягивает* северный полюс магнита.

Аналогичные рассуждения применимы во всех других случаях относительного движения токов и магнитов. Советуем читателю самому разобрать несколько случаев.

Что касается тех случаев, где нет видимого движения, а есть только ослабление и усиление магнитной индукции, то и в этих случаях можно применять правило Ленца, только под противодействием нужно понимать возникновение нового магнитного поля (а именно магнитного поля индукционного тока), противоположного индуцирующему. Так, например, если внутри данного контура ABC находится железо и мы каким-либо образом возбудим в нем магнитную индукцию по направлению от наблюдателя к чертежу, то в контуре возникает электрический ток против движения часовой стрелки и поле такого тока направлено от чертежа к наблюдателю, т. е. против индуцирующего магнитного поля, как и требуется правилом Ленца.

231. Вывод Гельмгольца. — Выяснив, каким образом можно определять *направление* индукционного тока, нам остается еще определить его *величину*.

Опыт показывает, что величина индукционного тока, при прочих равных условиях, обратно пропорциональна сопротивлению того проводника, по которому он протекает, так что изменением магнитной индукции в явлении индукционных токов обусловливается, очевидно, не сила тока, а электродвижущая сила. Сила же тока является лишь следствием этой электродвижущей силы, а потому, конечно, должна, по закону Ома, быть обратно пропорциональною сопротивлению проводника.

Прежде чем перейти к самому выводу величины электродвижущей силы индукции в самом общем случае, сделаем несколько замечаний.

Рассматривая явление электромагнитных вращений (стр. 229), мы уже пришли к заключению, что вращения эти не могут происходить без затраты известного количества работы или энергии. Откуда же является эта энергия?

Энергия, которая тратится на вращение магнита или проводника, по которому идет ток, доставляется самим этим током. Если бы мы наблюдали гальванометр при неподвижном магните и при его вращении, то заметили бы, что в первом случае электрический ток оказался бы сильнее, чем во втором. Действительно, в первом случае энергия тока тратится только на нагревание проводника по закону Джоуля J^2rt, тогда как во втором случае необходимо еще затратить определенное количество энергии на движение магнита, а именно JN (стр. 231), где N — *увеличение* потока индукции сквозь площадь, обтекаемую током J. И та и другая энергия доставляется одним и тем же источ-

ником, а именно, гальванической батареей. Батарея с электродвижущей силой $\mathcal{E}$ доставляет при силе тока J в каждую секунду $\mathcal{E}J$ эргов если $\mathcal{E}$ и J выражены в абсолютных единицах. В некоторое время t она доставит $\mathcal{E}Jt$ эргов. Эта энергия должна быть равна сумме энергий, затрачиваемых на нагревание проводника и на магнитное поле; следовательно,

$$\mathcal{E}Jt = J^2rt + JN.$$

откуда

$$J = \frac{\mathcal{E} - \frac{N}{t}}{r}.$$

Из этой формулы мы видим, что $-\frac{N}{t}$ играет роль добавочной электродвижущей силы. Это и есть электродвижущая сила индукции.

Заметим, что $-N$ есть *уменьшение* потока индукции, происшедшее за некоторое время t, а $-\frac{N}{t}$ равно уменьшению потока, отнесенному к единице времени. Чем быстрее будет изменяться поток, тем больше будет электродвижущая сила индукции. Поэтому величину $-\frac{N}{t}$, которая равна электродвижущей силе индукции в данном замкнутом проводнике, можно назвать *быстротою уменьшения потока индукции со временем*. Конечно, при этом мы предполагаем, что за время t поток изменяется равномерно.

При неравномерном изменении потока необходимо брать для вычисления быстроты его изменения такие малые промежутки t, для которых $\frac{N}{t}$ можно считать постоянным.

232. Перерезывание магнитных линий. — Мы можем дать закону электромагнитной индукции несколько иную форму, которая ближе подходит к воззрениям Фарадея и даже обладает большей наглядностью, чем предыдущая. Мы видели, что электродвижущая сила индукции появляется всякий раз тогда, когда поток индукции, пронизывающий площадь, ограниченную данным проводником, изменяется. Но поток индукции есть не что иное как число линий индукции, а это число может измениться внутри данной площади только тогда, когда новые линии индукции войдут в эту площадь снаружи или когда существующие уже линии выйдут за пределы этой площади. И в том и другом случае линии индукции при своем движении должны перейти или пересечь границы рассматриваемой площади, поэтому закон электромагнитной индукции мы можем выразить и так:

Электродвижущая сила индукции по величине своей *равна числу ежесекундно пересекаемых проводником линий индукции.*

Что же касается направления электродвижущей силы или индукционного тока, то здесь можно пользоваться правилом Ленца: при движении проводника относительно магнитных линий возникает индукционный ток, противодействующий этому движению. Так, например, мы знаем (стр. 223), что если магнитное поле направлено от нас к чертежу, а ток идет сверху вниз, то поле действует на ток с силою, направленною *вправо* (рис. 255). Поэтому, если мы будем двигать проводник *влево* (по направлению v, рис. 256), против силы F, то в нем возникнет индукционный ток (по направлению E, рис. 256) сверху вниз: этот ток и будет противодействовать нашему движению. Пусть

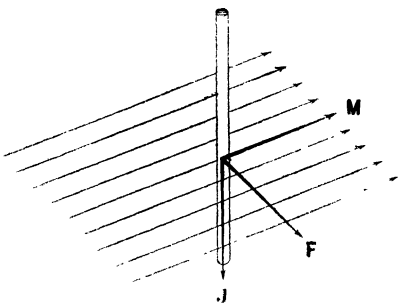


Рис. 255.

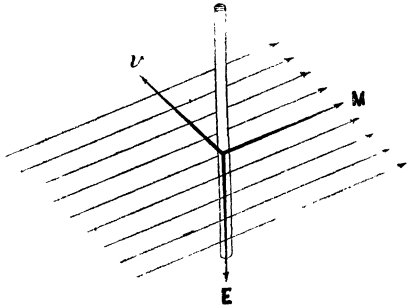


Рис. 256.

Индукция при движении проводника.

длина проводника l, а путь, пройденный им перпендикулярно к линиям сил, s; тогда число перерезанных им линий сил будет $N = M \cdot l \cdot s$. Если длина l остается перпендикулярной к полю M, но движение со скоростью $v = \frac{s}{t}$ происходит не перпендикулярно к M, тогда, очевидно, число перерезанных линий будет меньше, а именно

$$N = Mls \sin(Mv).$$

Электродвижущая сила индукции будет тогда

$$V = -\frac{N}{t} = -Mlv \sin(Mv).$$

В замкнутом проводнике различные его части могут различно пересекать линии магнитного поля, а потому в отдельных частях проводника возникают и различные электродвижущие силы. Все эти электродвижущие силы складываются, как складываются электродвижущие силы целого ряда последовательно соединенных элементов.

233. Примеры. — На рис. 257 и 258 показаны поступательные движения замкнутого проводника в *однородном* поле. При этом число линий сил, или поток индукции, внутри контура проводника остается неизменным, и никакой электродвижущей силы не возникает. Только при вращательном движении проводника (рис. 259) может возникнуть

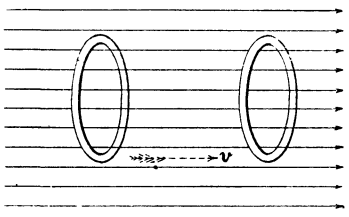


Рис. 257.

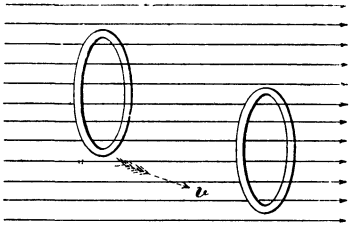


Рис. 258.

Поступательное движение проводника в однородном поле.

индукционный ток. В неоднородном поле (рис. 260) и при поступательном движении может возникнуть индукционный ток. Предлагаем читателю поупражняться на рис. 259 и 260 в определении направления индукционного тока.

Пусть вертикальный проводник длиною l в один сантиметр движется по направлению с востока на запад со скоростью $v = 60 \frac{км}{час} = 1\,700 \frac{см}{сек}$

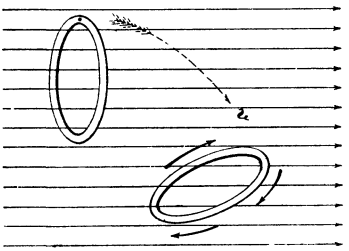


Рис. 259. Вращение проводника в однородном поле.

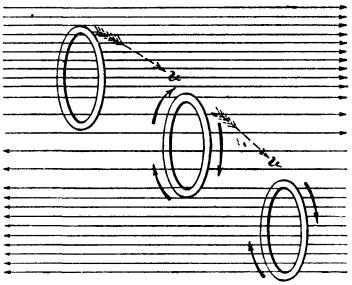


Рис. 260. Движение проводника в неоднородном поле.

в земном поле, напряжение которого $M_0 = 0{,}2$. Определить разность потенциалов на концах этого проводника. Так как земное поле M направлено с юга на север, то при движении проводника с востока на запад мы должны получить в нашем проводнике электрический ток сверху вниз. Таким образом верхний конец проводника будет иметь высший потенциал. Так как в этом случае $\sin(Mv) = 1$, то

$$V_0 = -\frac{N}{t} = Mlv,$$

и, подставляя сюда значения M, l и c, получим:

$$V_0 = 0{,}2 \cdot 1 \cdot 1\,700 = 340 \quad C\text{-}G\text{-}S\text{-}M.$$

Для того, чтобы выразить эту разность потенциалов в практических единицах — вольтах, нужно еще разделить на 10^8 (стр. 220). Итак, $V_0 = 3{,}4 \cdot 10^{-6}$ вольт.

234. Количество индуцируемого электричества. — Зная выражение для электрического тока, возникающего путем электромагнитной индукции, легко определить и количество индуцируемого электричества e. Действительно, если поток увеличивается на величину N, то сила тока в каждый момент времени равна

$$J = -\frac{N}{rt},$$

где r — сопротивление проводника; количество электричества

$$e_1 = Jt = -\frac{N}{r}.$$

Если же поток индукции будет исчезать, то N будет уже отрицательным, и тогда

$$e_2 = +\frac{N}{r}.$$

Оба количества e_1 и e_2 равны между собою, но перемещаются в противоположные стороны.

235. Индукция в соленоиде. — Мы определили электродвижущую силу индукции в одном замкнутом проводнике. В том случае, когда проводник образует соленоид из n оборотов проволоки и когда весь поток индукции, который пронизывает соленоид, меняется одновременно, то в каждом обороте проволоки соленоида возникает электродвижущая сила, равная $V_0 = -\frac{N}{t}$, и если все обороты соединены последовательно, то полная электродвижущая сила во всем проводнике будет равна

$$V = -\frac{Nn}{t},$$

а количество перемещаемого электричества

$$e = -\frac{Nn}{r}.$$

236. Явление самоиндукции. — Уже сам Фарадей на основании опытов пришел к заключению, что при изменении силы тока в каком-либо проводнике должно меняться и его магнитное поле; поэтому и в самом проводнике в этом случае должна возникать добавочная электродвижущая сила индукции. Проводник индуцирует ток в самом себе, поэтому это явление носит название явления *самоиндукции*, а индуцированный в проводнике ток называется *экстратоком*. Из правила Ленца следует, что экстраток при замыкании направлен против замыкаемого тока, тогда как экстраток размыкания — одного с ним направления. Фарадей показал это явление на опыте следующим образом.

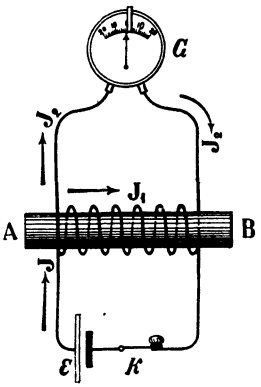


Рис. 261.

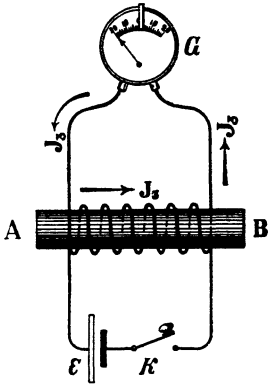


Рис. 262.

Экстраток размыкания.

Через катушку (рис. 261) с большим числом оборотов пропускался ток J_1 от элемента $\mathcal{E}$; часть этого тока J_2 шла в гальванометр. Но для того, чтобы стрелка гальванометра не отклонялась от тока J_2, к ней приставлена с одной стороны задержка. Если теперь разомкнуть ключ K (рис. 262), то в катушке возникнет экстраток размыкания J_3 того же направления, что J_1. Этот ток не может, однако, направиться по BKE, так как ключ K разомкнут; поэтому току остается только один путь — через гальванометр G, как показано на рис. 262; ток J_3 имеет в катушке то же направление, что и J_1, но в гальванометре J_3 будет противоположно J_2, и, действительно, опыт показывает, что стрелка отклоняется теперь влево.

237. Коэффициенты индукции. — Положим, что мы имеем два проводника или соленоида I и II (рис. 263), расположенных как угодно друг относительно друга, и пусть по первому проводнику течет ток J_1. Этот ток образует магнитное поле, напряжение которого будет везде пропорционально J_1. Часть линий сил этого поля пронижет обмотку

второго соленоида, и если мы, оставив оба соленоида на местах, будем менять силу тока первого соленоида, то во втором соленоиде будет возникать индукционный ток. В этом случае поток индукции изменяется только благодаря изменению силы тока J_1, поэтому и электродвижущая сила индукции во втором проводнике V_2 будет пропорциональна быстроте изменения этого тока J_1. Быстроту изменения тока J_1 мы будем обозначать через J_1', поэтому мы можем написать:

$$V_2 = -L_{12}J_1'.$$

Коэффициент L_{12} носит название коэффициента *взаимной* индукции. Если бы пропускали некоторый ток J_2 через второй соленоид, то получили бы в первом соленоиде электродвижущую силу индукции V_1, которая, по тем же соображениям, будет равна:

$$V_1 = -L_{21}J_2'.$$

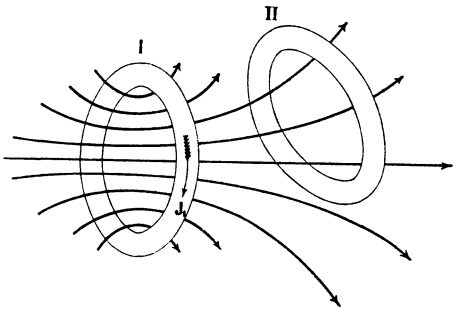


Рис. 263. Часть линий сил первого проводника пронизывает площадь, ограниченную вторым проводником.

Докажем, что коэффициенты L в обоих случаях будут одинаковы.

Для этого представим себе, что мы производим индукцию не изменением силы тока, а передвижением одного соленоида относительно другого. Пусть первый соленоид неподвижен и по нему идет постоянный ток J_1, второй же соленоид, тоже с постоянным током J_2, двигается в поле первого соленоида; на такое движение потребуется, вообще говоря, затратить некоторую работу N_1J_2, где N_1 — число линий сил, исходящих из первого соленоида и пересеченных вторым соленоидом на своем пути. Если поэтому соленоид двигался из бесконечно большого расстояния, где $N=0$, до данного его положения относительно второго соленоида, в котором $N_1 = L_{12}J_1$, то он совершил на своем пути работу (стр. 232, **212**)

$$W_1 = J_2(N_1 - N) = L_{12}J_1J_2.$$

Точно так же, если бы второй соленоид оставить на месте, а двигать первый соленоид из бесконечности, когда линии сил второго соленоида до него совсем не доходят, до данного положения, в котором $N_2 = L_{21}J_2$, то мы должны будем совершить работу

$$W_2 = L_{21}J_2J_1.$$

Но так как и в том и другом случае силы взаимодействия между обоими соленоидами зависят только от их *относительного* положения, то обе работы W_1 и W_2 должны быть одинаковы, и, следовательно,

$$L_{12} = L_{21}.$$

238. Коэффициент самоиндукции. — Мы видели (стр. 259), что при изменении силы тока J возникают индукционные токи не только в других проводниках, но и в том самом проводнике, где течет ток J,— это явление называется самоиндукцией. Электродвижущая сила самоиндукции будет пропорциональна быстроте изменения тока J, так как ничего другого мы здесь не изменяем. Обозначая быстроту изменения тока J со временем через J', получим электродвижущую силу самоиндукции

$$V = -LJ'.$$

Коэффициент L носит название *коэффициента самоиндукции.*

239. Практическая единица коэффициентов индукции. — Из самого определения коэффициентов индукции следует, что практическую единицу для этого коэффициента мы получим, если возьмем такой проводник, в котором, при изменении силы тока на один ампер в секунду, индуцируется электродвижущая сила в один вольт. Такая единица носит название *генри.*

Поэтому можем написать:

$$\text{вольт} = \text{генри}\ \frac{\text{ампер}}{\text{секунда}},$$

$$\text{генри} = \frac{\text{вольт}\cdot\text{секунда}}{\text{ампер}}.$$

Для выражения генри в абсолютных электромагнитных единицах вспомним, что

$$\text{ампер} = 0{,}1\ \ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M},$$

$$\text{вольт} = 10^8\ \ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M}.$$

Следовательно,

$$\text{генри} = 10^9\ \ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M}.$$

Коэффициенты индукции L_{12} и L зависят от формы, величины и расположения проводников. Вычисления этих коэффициентов, вообще говоря, представляют значительные затруднения и могут быть сделаны легко только для небольшого числа простейших частных случаев. Но

их всегда можно определить и непосредственно из опыта, как это будет показано ниже.

240. Замыкание и размыкание цепи. — Рассмотрим несколько подробнее, что будет происходить в цепи при замыкании и размыкании тока, например, в том опыте Фарадея, который был описан выше (стр. 259). Пусть цепь состоит из сопротивления r и самоиндукции L и пусть в нее включена некоторая постоянная электродвижущая сила $\mathcal{E}$. Согласно закону Ома, в такой цепи будет итти постоянный электрический ток

$$J_0 = \frac{\mathcal{E}}{r},$$

причем самоиндукция цепи здесь никакой роли не играет. Однако такая сила тока установится в цепи не сразу, а лишь постепенно. В момент замыкания сила тока равна нулю, а затем ток начинает усиливаться; но вместе с усилением тока в цепи возникает противодействующая ему электродвижущая сила самоиндукции, поэтому усиление тока и постепенное его приближение к вычисленной по закону Ома величине J_0 будет происходить тем медленнее, чем больше самоиндукция данной цепи.

Однако в большинстве случаев, с которыми приходится встречаться на практике, сила тока очень быстро достигает своей нормальной величины, в одну тысячную и даже меньшую долю секунды. Но в больших электромагнитах, с большой самоиндукцией, возрастание тока происходит настолько медленно, что его легко демонстрировать на опыте. Для этого включаем в цепь батареи элементов электромагнит с большой самоиндукцией и лампочку накаливания. При замыкании тока без электромагнита лампочка раскаляется почти моментально, тогда как при электромагните, вследствие противодействующей электродвижущей силы самоиндукции, сила тока увеличивается лишь постепенно, и так же постепенно увеличивается свет лампочки.

При размыкании цепи экстраток проявляется в виде искры в ключе, а при очень быстром размыкании электродвижущая сила самоиндукции может быть настолько велика, что искра появится между отдельными витками проволоки и таким образом испортит изоляцию обмотки электромагнита. Ввиду этого необходимо при выключении тока в электромагнитах принимать некоторые предосторожности, например можно уменьшать силу тока не сразу, а постепенно, включая в цепь все большее и большее сопротивление.

Если же желательно быстрое выключение, то можно параллельно с выключателем поместить конденсатор; тогда электродвижущая сила

самоиндукции частью идет на заряжение конденсатора, и только часть ее обнаруживается в виде искры у ключа; этим, конечно, опасные действия искры ослабляются.

241. Токи Фуко. — Если индукционные токи появляются в сплошных массах, а не в отдельных проволочных проводниках, то они называются токами Фуко. С физической точки зрения токи Фуко, конечно, ничем не отличаются от токов в проволочных проводниках.

Так, например, если в катушку, по которой идет переменный или прерывистый ток, поместить железный или медный сердечник, то в таком сердечнике возникнут очень сильные токи, и притом тем сильнее, чем электропроводность металла больше. Следовательно, в меди токи Фуко будут сильнее, чем в железе.

На практике всегда надо иметь в виду, что токи Фуко поглощают энергию, превращая ее в джоулево тепло, а потому нужно избегать помещать массивные части из проводящего металла вблизи переменного магнитного поля. Если же этого избежать нельзя, как, например, в сердечниках электромагнитов для переменных токов, то массивные части заменяют отдельными изолированными друг от друга листами или проволоками, и притом так, чтобы изолирующие прослойки были перпендикулярны к токам Фуко и мешали их образованию.

242. Явление Араго. — Применяя к токам Фуко закон Ленца, мы должны заключить, что эти токи имеют такое направление, что противодействуют изменению внешнего поля. Этим объясняется опыт, сделанный Араго (1822) еще задолго до открытия явлений индукции и состоящий в следующем. Если вблизи какого-нибудь массивного проводника поместить магнитную стрелку, то ее качания успокаиваются чрезвычайно быстро, гораздо быстрее, чем при отсутствии проводящих масс. Очевидно, что в этих проводниках возбуждаются токи Фуко, противодействующие движению стрелки.

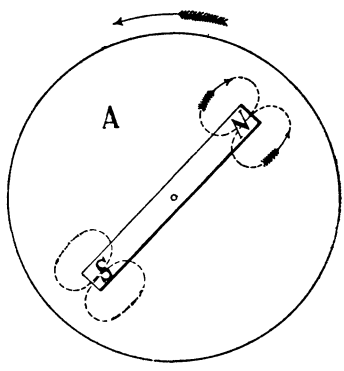


Рис. 264. Опыт Араго.

Подобным же образом объясняются и следующие явления.

Если поместить медный диск под магнитом *NS* (рис. 264), то вращение магнита поведет за собою и вращение диска.

Так как для образования токов Фуко и явления Араго необходимо лишь относительное перемещение диска и магнита, то мы можем сделать опыт, обратный предыдущему, а именно, вращением медного

диска A привести во вращение находящуюся над ним легкую магнитную стрелку.

На рис. 264 показаны направления токов Фуко, возникающих около северного полюса N магнита NS, при вращении диска A по направлению, указанному стрелкой.

Советуем читателю самому определить направление токов Фуко около южного полюса S, а также разобрать случай, когда диск A неподвижен, а вращается магнит.

Явлением Араго пользуются в гальванометрах для получения быстрого успокоения качания магнитной стрелки.

Чтобы показать влияние изолирующих прослоек на токи Фуко, сделаем из листочков меди, переложенных бумагой, небольшой кубик и, повесив его на ниточке между полюсами электромагнита (рис. 265), сообщим ему быстрое вращательное движение вокруг вертикальной

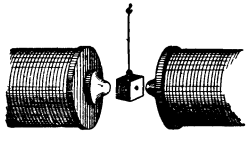


Рис. 265.

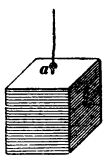


Рис. 266.

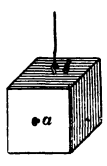


Рис. 267.

Демонстрация токов Фуко.

оси, перпендикулярно к полю. Тогда мы увидим, что если подвесить кубик за крючок a (рис. 266), т. е. так, чтобы его листочки были горизонтальны, — он будет продолжать свое вращение в магнитном поле, и токов Фуко не будет. Если же подвесить его за крючок b (рис. 267), то в его вертикальных листочках возникнут токи Фуко, противодействие которых затормозит вращение кубика.

243. Трансформатор. — Индукционными токами пользуются, между прочим, в тех случаях, когда желательно трансформировать данный ток, т. е. когда желательно из тока данного напряжения получить другой ток с напряжением бо́льшим или меньшим данного. С этою целью навивают на один общий сердечник (рис. 268а) два соленоида или две обмотки; из них одна называется *первичной*, а другая — *вторичной*. В первичной обмотке пускают переменный, или прерывистый, ток; тогда в сердечнике получается переменный поток индукции, и, так как тот же поток индукции проходит и сквозь вторичную обмотку, то в этой последней возникает индукционный ток. Чем больше будет оборотов во вторичной обмотке, тем бо́льшую электродвижущую силу мы в ней получим.

Иногда удобно бывает соединить обе обмотки как на рис. 268b (автотрансформатор), где вторичная обмотка представляет собою часть первичной.

Положим, что оба соленоида трансформатора навиты на один общий сердечник из железа; тогда и первичная и вторичная обмотки будут пронизываться одним и тем же потоком индукции N. Если в первичной обмотке имеется n_1 оборотов проволоки, тогда как во вторичной их n_2, то вследствие переменного потока индукции в каждом обороте проволоки возникает электродвижущая сила индукции, и если быстроту изменения потока индукции обозначить через N', то получим электродвижущие силы в первой и второй обмотке:

$$V_1 = n_1 N',$$

$$V_2 = n_2 N'.$$

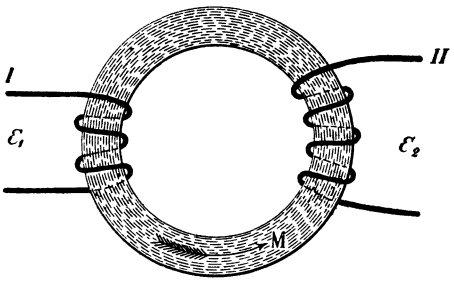


Рис. 268a. Схема трансформатора.

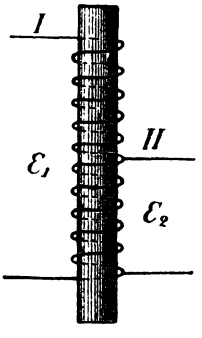


Рис. 268b. Автотрансформатор.

Из наших формул следует, что

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{n_2}{n_1},$$

т. е. если мы желаем повысить данное напряжение тока V в m раз, то должны во вторичной обмотке сделать в m раз большее число оборотов, чем в первичной. Наоборот, желая иметь напряжение во вторичной обмотке меньшее, мы должны взять в ней и пропорционально меньшее число оборотов проволоки.

Если бы трансформатор был идеальным, то в нем вся энергия первичной обмотки передавалась бы вторичной обмотке; на самом же деле, конечно, часть этой энергии тратится на джоулево тепло и на гистерезис; кроме того, вследствие магнитной утечки, не весь поток индукции, порождаемый первичною цепью, пронизывает вторичную

Но для примерного подсчета предположим, что вся энергия первичной обмотки переходит во вторичную; тогда можем написать, что

$$W = V_1 J_1 = V_2 J_2.$$

Это означает, что в той обмотке, где электродвижущая сила больше, сила тока будет меньше, и наоборот.

Сопоставляя обе полученные нами формулы вместе, получаем:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{J_1}{J_2}.$$

Следовательно, силы токов в обеих обмотках обратно пропорциональны числу оборотов проволоки. Вследствие этого та обмотка, в которой имеется большее число оборотов и по которой, следовательно, течет более слабый ток, может иметь и более тонкую проволоку. Это, кроме того, и желательно, потому что тонкая проволока позволит уместить на данной длине трансформатора большее число оборотов.

С другой стороны, эта проволока должна иметь более тщательную изоляцию, чем проволока первичной обмотки, потому что вместе с увеличением числа оборотов растет и разность потенциалов во вторичной обмотке [1].

244. Индуктор. — Трансформаторы, употребляемые в лабораториях и работающие прерывистым током в первичной цепи, носят название индукторов, или катушек Румкорфа, по имени изобретателя, который занимался их изготовлением. Устройство индукторов следующее.

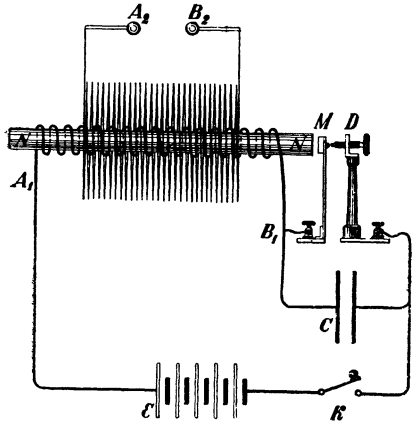


Рис. 269. Схема действия индуктора.

Сердечник индуктора NN (рис. 269) состоит из пучка железных проволок; его не делают сплошным во избежание возникновения в нем индукционных токов Фуко, которые только бесполезно нагревали бы его.

Первичная обмотка A_1B_1 состоит из небольшого числа оборотов толстой проволоки, во вторичной же обмотке A_2B_2 проволока очень тонкая, намотанная в несколько тысяч оборотов и в несколько слоев. Для того, чтобы проволоки с значительными разностями

[1] Подробнее о трансформаторах см. ниже главу о переменных токах.

потенциалов не лежали близко друг от друга, вторичная обмотка составлена из отдельных частей или секций (рис. 270 и 271), отделенных перегородками из хорошо изолирующего материала, например слюды или миканита (смесь, состоящая из кусочков слюды и шеллака).

Получение прерывистого тока в первичной катушке достигается особыми прерывателями.

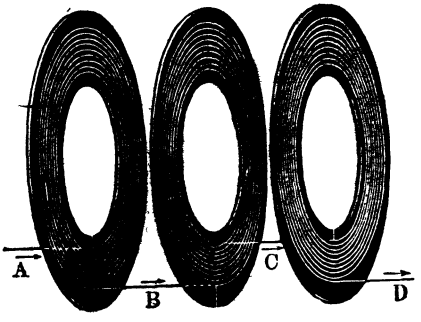


Рис. 270. Секции вторичной катушки индуктора.

Прерыватель Румкорфа состоит из молоточка, головка которого M сделана из железа. Молоточек может колебаться в горизонтальном направлении, но пружинка прижимает его постоянно к винтику D.

Электрический ток от какого-либо источника $\mathcal{E}$ проведен к первичной катушке через винтик D и молоточек M. Когда ток замкнут, то сердечник NN намагничивается и притягивает к себе молоточек, вследствие чего этот последний отходит от винтика, и ток размыкается. В это время магнетизм сердечника исчезает, молоточек под влиянием пружинки снова прижимается к винтику, и снова ток оказывается замкнутым; таким путем процесс размыкания и замыкания постоянно повторяется, и в первичной обмотке получается прерывистый ток.

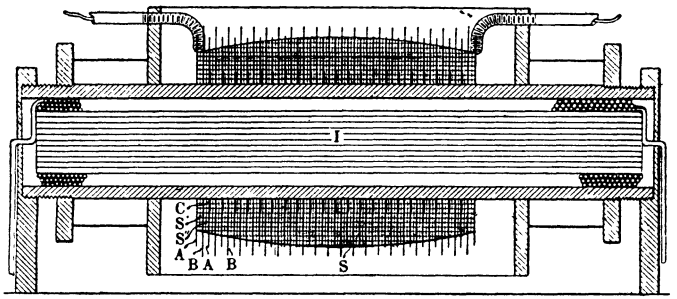


Рис. 271. Разрез индуктора без конденсатора.

Для ослабления искр в прерывателе параллельно с ним включается конденсатор C (стр. 262, **240**).

Заметим, что усиление тока при замыкании происходит медленнее, чем исчезновение тока при размыкании (стр. 262); сообразно с этим и электродвижущая сила во вторичной катушке в первом случае меньше, чем во втором. Поэтому, пока полюсы A_2 и B_2 (рис. 269)

близки друг к другу, между ними проскакивают искры обоих токов: но, раздвинув полюсы A_2 и B_2 дальше, мы можем получить во вторичной катушке ток только одного направления, который образуется

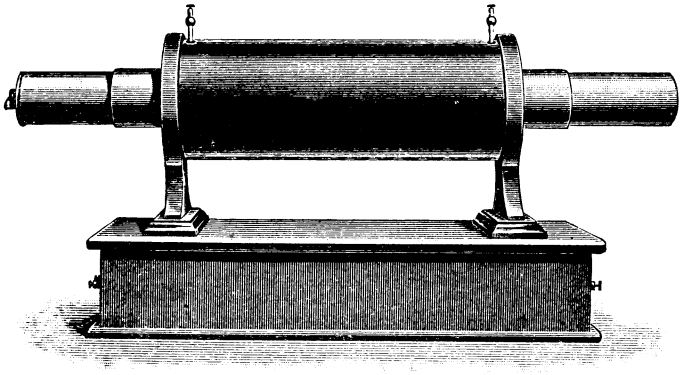


Рис. 272. Общий вид индуктора без прерывателя, но с конденсатором.

при размыкании первичной цепи. Это легко показать, заряжая искрами индуктора лейденскую банку.

Индукторы бывают весьма различной величины, с длиною искр между полюсами A_2 и B_2 от миллиметра до метра и более.

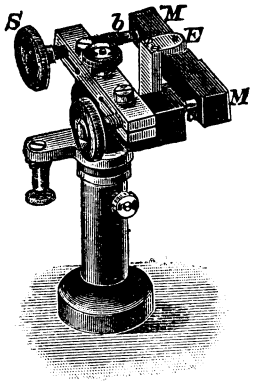


Рис. 273. Прерыватель Депреца.

Рис. 272 представляет общий вид индуктора без прерывателя. На рисунке виден ящик, в котором помещается конденсатор. Конденсатор состоит из оловянных листов, переложенных парафиновой бумагой (см. стр. 92, рис. 71).

На рис. 273 изображен часто употребляющийся в настоящее время прерыватель Депреца. В принципе, это — тот же прерыватель Румкорфа, но только с очень коротким молоточком, вследствие чего прерывания его получаются гораздо быстрее.

Здесь MM — железный стержень, совершающий качания в горизонтальной плоскости вокруг вертикальной оси E. Винтик Sb снабжен платиновым наконечником, и в b происходит перерыв первичного тока. Другой подобный же винт проходит в отверстии, сделанном в железном стержне, и служит для регулировки натяжения пружины, прижимающей стержень MM к винтику Sb. Весь прибор устанавливается так, чтобы железный стержень MM пришелся у конца сердечника индуктора.

245. Прерыватель Венельта. — Оригинальный прерыватель был изобретен Венельтом (рис. 274). Он имеет следующее устройство. В стакан с 20%-м раствором серной кислоты опущены два электрода. Положительным электродом служит конец платиновой проволочки, небольшого сечения (около 1 *мм*), которая впаяна в стеклянную трубку со ртутью; опуская положительный конец цепи в ртуть, мы соединяем его с платиновой проволочкой. Отрицательным электродом служит свинцовая пластинка большой поверхности. Если включить этот прибор в цепь первичной катушки Румкорфа, то при слабых электродвижущих силах идет постоянный ток; начиная же с 30 вольт, плотность тока у платиновой проволочки оказывается настолько сильною, что вся проволочка покрывается парами и газами, и ток прерывается. После небольшого перерыва серная кислота опять получает доступ к проволоке, и ток возникает вновь, чтобы снова прерываться, и т. д.

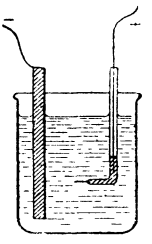


Рис. 274. Прерыватель Венельта.

Таким образом при напряжении около 100 вольт можно достигнуть более 1 000 перерывов в секунду. Искры вторичной катушки при этом прерывателе получаются особенно эффектными (рис. 275).

Заметим еще, что платиновую проволочку необходимо соединять с положительным полюсом батареи или той сети, откуда берется ток. В противном случае на ней выделяется водород, и платиновая проволочка настолько раскаляется, что стеклянная трубка лопается и прерыватель портится. Кроме того оказывается, что прерыватель Венельта действует лучше без конденсатора.

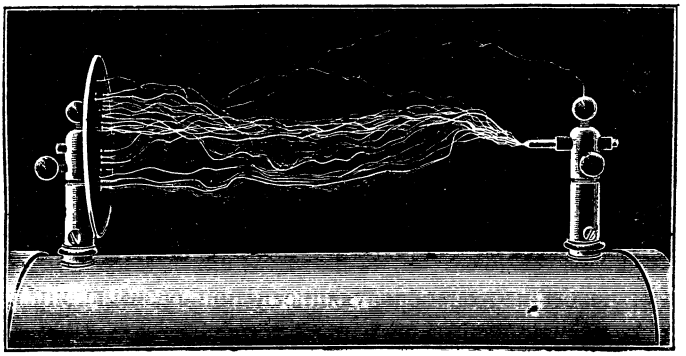


Рис. 275. Искры индуктора.

246. Турбинный прерыватель. — Для получения быстрых и правильных прерываний употребляются в настоящее время так называемые турбинные прерыватели, которые могут выдерживать долгое время

сильные токи без значительного нагревания. В чугунном сосуде (рис. 276) налито немного ртути и вставлена маленькая железная турбинка (рис. 277); при вращении турбинки ртуть поднимается по трубчатой оси ее и выбрасывается центробежной силой в отверстие *o*. Когда отверстие *o* приходится против полукольца *p*, то между *p* и *o* образуется ртутный контакт, который замыкает первичный ток индуктора. Через полоборота ток размыкается.

Турбинка приводится во вращение особым электродвигателем, который при помощи ремня соединяется со шкивом *r* турбинки.

Благодаря такому устройству при помощи турбинного прерывателя можно получать определенное число прерываний в секунду, ре-

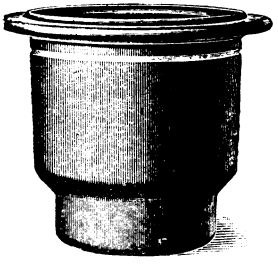


Рис. 276.

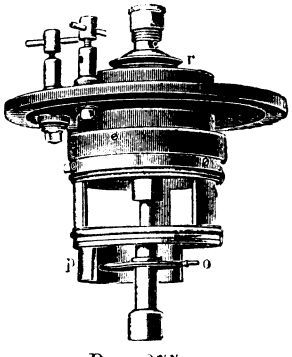


Рис. 277.

Турбинный прерыватель.

гулируя скорость вращения турбинки. Кроме того, вместо одного полукольца *p*, мы можем по окружности установить две полосы, из которых каждая занимает лишь четверть окружности, оставляя четверть окружности свободною. Тогда при каждом обороте турбинки мы получим два прерывания тока. Легко видеть, что можно строить и большее число перерывов, а также изменять соотношение между продолжительностью замыкания и размыкания.

Для того, чтобы искры, образующиеся при размыкании, не загрязняли ртути, отчего действие прерывателя прекратилось бы, над ртутью в чугунный сосуд наливают слой спирта. В последнее время стали наполнять чугунный сосуд светильным газом (но без воздуха), в котором размыкание оказывается более резким.

VII. ПРИБОРЫ И ИЗМЕРЕНИЯ

247. Тангенс-буссоль.—Для непосредственного измерения силы тока служат, как мы знаем (стр. 119), *гальванометры*, устройство которых основано большею частью на магнитных действиях тока. Если жела-

тельно делать абсолютные измерения, то гальванометр должен быть построен таким образом, чтобы действия тока могли быть измерены в абсолютных мерах (стр. 219). Один из таких абсолютных гальванометров представляет собою *тангенс-буссоль*, которая имеет следующее устройство.

В центре большого кругового проводника (рис. 278) помещена сравнительно небольшая магнитная стрелка буссоли, так что магнитное поле в пределах стрелки можно считать однородным. Если по окружности круга радиуса r намотано n оборотов проволоки, по которой идет ток в J ампер ($=0{,}1$ J ***C-G-S-M***), то напряжение поля в центре этого круга будет (стр. 218).

$$M = \frac{0{,}2 \cdot \pi J}{r}.$$

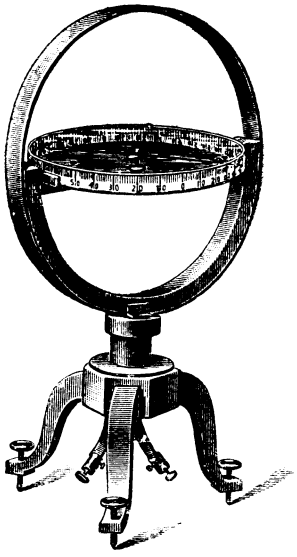


Рис. 278. Тангенс-буссоль.

Это напряжение имеет направление, перпендикулярное к плоскости круга. Но одновременно с этим на стрелку будет действовать напряжение земного поля M_0, которое при установке круга в плоскости магнитного меридиана будет перпендикулярно к M. Под действием напряжений M и M_0 стрелка установится по равнодействующей этих напряжений (стр. 186, рис. 176) и потому отклонится от магнитного меридиана на угол α, причем

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{M}{M_0} = \frac{0{,}2\,\pi J}{r M_0},$$

откуда

$$J = \frac{r M_0}{0{,}2\pi} \operatorname{tg} \alpha = C \cdot \operatorname{tg} \alpha.$$

Описанный нами прибор может, как видим, служить для абсолютного измерения силы тока, если будет известно C.

Сила тока здесь пропорциональна тангенсу угла отклонения стрелки; вот почему такой прибор носит название тангенс-буссоли.

Если известны размеры круга, число оборотов проволоки и напряжение земного магнитного поля (около 0,2), то можно C определить расчетом. Но гораздо практичнее определить постоянную C данной буссоли раз навсегда из опыта, пропуская через данную тангенс-буссоль

какой-либо известный ток J_0, измеряемый, например, вольтаметром (стр. 136, **128**), и наблюдая соответствующее отклонение α_0; тогда

$$C = \frac{J_0}{\operatorname{tg} \alpha_0}.$$

При наблюдении α полезно отсчитывать показания обоих концов стрелки и брать среднее, чтобы избавиться от ошибки, происходящей от эксцентричного положения стрелки относительно круга делений. Точно так же полезно менять направление тока J и, наблюдая отклонения в обе стороны, брать среднее, чем исправляется ошибка от не совершенно точной установки прибора в магнитном меридиане.

Если C определено из опыта, то тангенс-буссоль дает нам возможность вычислить напряжение горизонтальной составляющей M_0 земного магнетизма для данного места.

Заметим, что для того, чтобы сила тока J была пропорциональна $\operatorname{tg} \alpha$, необходимо делать диаметр обмотки возможно большим, вследствие чего чувствительность прибора оказывается малою. Поэтому в тех случаях, где желательно иметь большую чувствительность, устраивают гальванометры с большим числом оборотов проволоки, возможно близко охватывающих магнитную стрелку. Хотя вышеупомянутой пропорциональности тангенсу угла отклонения теперь уже не будет, но тем не менее этот прибор можно употреблять для измерения, если его предварительно проградуировать, например, вольтаметром.

248. Зеркальный отсчет. — При измерениях очень слабых токов, где отклонения очень малы, было бы невозможно точно отсчитывать отклонение стрелки. В таких случаях пользуются методом, предложенным Гауссом.

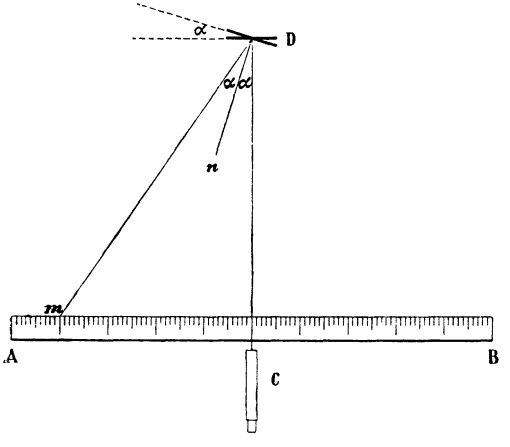


Рис. 279. Зеркальный отсчет с трубой.

На одном стержне с магнитной стрелкой прикрепляют небольшое зеркальце, которое вращается вокруг вертикальной оси вместе со стрелкой, и в недалеком расстоянии устанавливают оптическую трубку C (рис. 279) так, чтобы, смотря в зеркальце через трубку, можно было видеть среднее, нулевое деление масштаба AB. При пропускании тока через гальванометр,

стрелка и зеркальце повернутся на некоторый угол α; луч света DC повернется на угол 2α, и мы увидим в трубу уже другое деление масштаба, положим m. Если расстояние между зеркальцем и масштабом равно d, то $\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{m}{d}$. Далее, для малых углов мы можем положить $\operatorname{tg} 2\alpha = 2\alpha$, а силу тока можем считать пропорциональной α, тогда

$$\alpha = \frac{m}{2d}; \qquad J = C\alpha = C\frac{m}{2d}.$$

Здесь C — постоянная величина, определяемая опытом, как это делается и для тангенс-буссоли.

Если отношение m к d меньше $^1/_{10}$, то ошибка, происходящая от того, что мы положили $\operatorname{tg} 2\alpha = 2\alpha$, меньше $^1/_2{}^0/_0$.

Вместо трубы можно поставить какой-либо источник света и проектировать его изображение на шкалу посредством линзы. Наконец, можно устранить и линзу, если сделать зеркальце вогнутым (рис. 280); тогда можно расположить источник света S и шкалу AB таким образом, чтобы на шкалу проектировалось действительное изображение источника света (например, уголек лампочки накаливания). Это изображение будет передвигаться при поворачивании зеркальца.

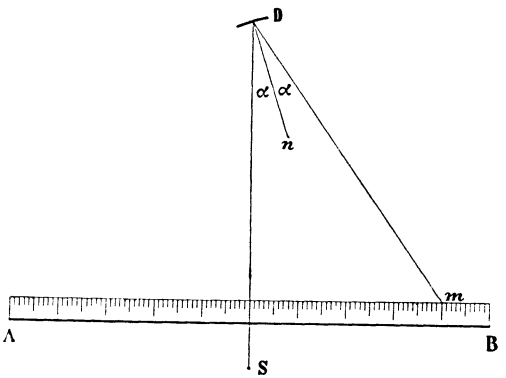


Рис. 280. Зеркальный отсчет, объективный.

Такой способ называется *объективным* в отличие от *субъективного* — с трубою.

249. Астазирование. — Чувствительность гальванометра будет при прочих равных условиях тем больше, чем слабее действие земного магнитного поля на стрелку (см. стр. 271). Чтобы ослабить это действие, употребляют систему из двух одинаковых стрелок (астатическая система, рис. 281), приделанных к одному и тому стержню, но так, чтобы полюсы стрелок были направлены в разные стороны. Действие земного магнетизма на такую систему стрелок весьма слабо, а между тем действие измеряемого тока может быть удвоено.

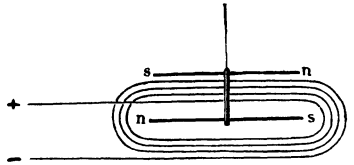


Рис. 281.

Другой способ уменьшения действия земного магнитного поля состоит в помещении вблизи гальванометра постоянного магнита, поставленного таким образом, чтобы давать у стрелки поле, обратное земному полю. Такой магнит носит название *астазирующего* магнита.

Наконец, третий способ заключается в применении железного цилиндра или шара (панцыря) (см. стр. 194), окружающего гальванометр. Благодаря большой магнитной проницаемости железа магнитные линии земного поля проходят в его массе, и лишь незначительная часть их достигает магнитной стрелки. Вместе с уменьшением напряжения магнитного поля, при употреблении панцыря уменьшается влияние случайных изменений внешнего магнитного поля на показание гальванометра.

250. Гальванометр Дюбуа и Рубенса. — Оба последних способа астазирования применены в так называемом панцырном гальванометре

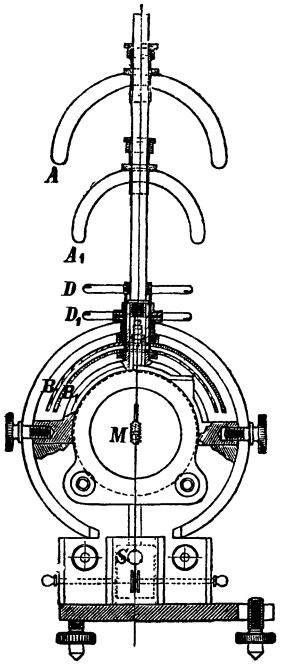


Рис. 282. Разрез панцырного гальванометра.

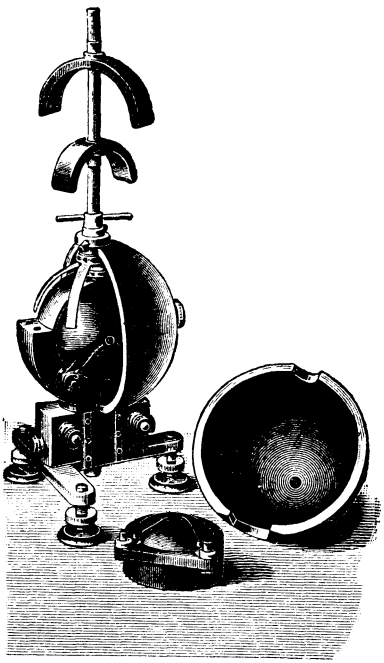


Рис. 283. Панцырный гальванометр.

Дюбуа и Рубенса (рис. 282—284), обладающем наибольшей достигнутой в настоящее время чувствительностью.

На рис. 282 показан разрез этого гальванометра, и видна система магнитных стрелок M и зеркальце S; далее, A и A' — наружные

астазирующие магниты; B и B' — внутренние магниты, которые можно повертывать при помощи наружных рукояток D. На рис. 283 половина наружного панцыря снята, и внизу лежит одна из катушек, имеющая тоже железную оболочку. На рис. 284 показано помещение гальванометра внутри цилиндрического большого панцыря; таким образом магнитная система M оказывается окруженною тремя железными оболочками, благодаря чему влияние внешнего магнитного поля на систему N оказывается уменьшенным в 1 000 раз. Обыкновенно этот гальванометр подвешивают на трех стальных струнах. Этот подвес изобретен Ю л и у с о м и имеет целью уменьшить влияние внешних сотрясений на стрелку.

Для быстрого успокоения колебаний обе стрелки помещают между близко сдвинутыми между собою пластинками химически чистой меди. Сама система стрелок подвешивается на тонкой кварцевой нити. Кварц имеет то преимущество, что обладает большим коэффициентом прочности, и потому для подвешивания данной стрелки его можно сделать чрезвычайно тонким (до 0,001 *мм*) и с ничтожным сопротивлением закручивающей силе; кроме того кварц почти не имеет упругого последствия.

251. Чувствительность гальванометра. — Для того, чтобы сделать гальванометр насколько возможно чувствительнее, необходимо, во-первых, иметь чувствительную магнитную стрелку и, во-вторых, сделать обмотку так, чтобы данный для измерения ток давал возможно сильное магнитное поле.

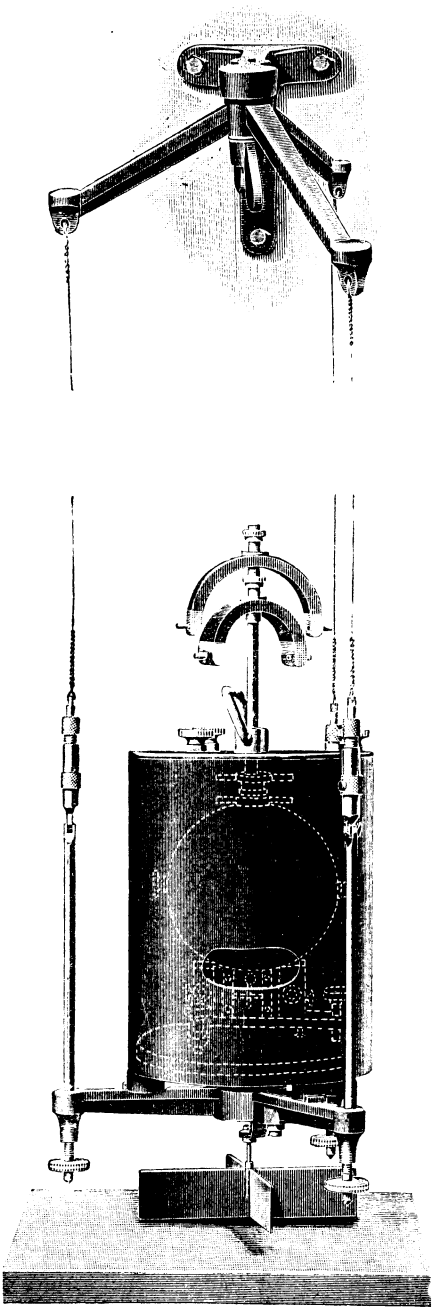


Рис. 284. Панцырный гальванометр на подвесе.

Что касается первого условия, то, как мы видели, оно достигается различными способами астазирования стрелки, но не надо упускать из виду того обстоятельства, что вместе с увеличением астазирования, т. е. вместе с уменьшением магнитного поля M_0, возвращающего стрелку в ее положение равновесия, увеличивается период качания стрелки по формуле (стр. 186):

$$K = M_0 P = I \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2.$$

При малом M_0 и большом T приходится долго дожидаться, пока, наконец, стрелка установится, а при периоде T более 20 секунд наблюдения уже становятся крайне неудобными.

Оставаясь, однако, в этих пределах, выгодно делать момент инерции I стрелки по возможности меньше, т. е. делать стрелку короче: от этого уменьшится, правда, и магнитный момент стрелки P, но не в такой степени, ибо магнитный момент (стр. 178) пропорционален первой степени расстояния между полюсами, тогда как момент инерции пропорционален второй степени длины стрелки.

Но малые стрелки плохо намагничиваются, поэтому и здесь оказывается предел достижимого; обыкновенно стрелки делают от 3 до 5 *мм* длиною, соединяя несколько таких стрелок параллельно в одну систему.

Для соблюдения второго условия, т. е. для получения сильных магнитных действий на данную стрелку от слабых токов, необходимо поместить обмотку гальванометра возможно ближе к стрелке и делать ее с большим числом оборотов; при n оборотах проволоки чувствительность гальванометра при прочих равных условиях увеличивается в n раз. Но если мы возьмем определенный объем этой обмотки, который можно поместить вблизи стрелки, то легко сообразить, что, с увеличением числа оборотов, положим, в n раз, длина проволоки увеличится приблизительно в n раз, и во столько же раз уменьшится ее поперечное сечение; от обеих причин вместе сопротивление проволоки гальванометра R увеличится в n^2 раз.

Мы можем, следовательно, сказать, что чувствительность гальванометра, при прочих равных условиях, пропорциональна $\frac{1}{\sqrt{R}}$.

Совершенно другое условие мы получаем, если наш гальванометр должен быть чувствительным не к силе тока, а к слабым электродвижущим силам, например, при измерениях с термоэлементами (стр. 167). Тогда сила тока будет обратно пропорциональна сопротивлению R, а чувствительность гальванометра к электродвижущим силам — обратно пропорциональна $\frac{1}{\sqrt{R}}$.

В этом случае, следовательно, выгодно выбирать гальванометр с возможно малым сопротивлением. Впрочем, так как сам термоэлемент обладает некоторым сопротивлением, то наибольшего действия (стр. 153, **140**) мы достигнем тогда, когда сопротивление гальванометра равно сопротивлению термоэлемента. Во всяком случае выгодно делать и сопротивление термоэлемента по возможности малым.

Гальванометр Дюбуа и Рубенса, при сопротивлении обмотки в 20 омов и силе тока 10^{-10} ампер, дает при помощи зеркального отсчета отклонение в 1 *мм* на шкале, находящейся от зеркальца в расстоянии 1 метра.

252. Гальванометр Депре-д'Арсонваля. — Гальванометры с подвижной магнитной стрелкой в технике малоупотребительны, потому что ими невозможно делать измерения вблизи динамомашин. Поэтому Депре и д'Арсонваль предложили делать магнит неподвижным, а катушку, по которой идет измеряемый ток, устраивать подвижною.

На рис. 285 показано устройство такого гальванометра. Между полюсами P, P нескольких сложенных вместе магнитов M помещена на остриях подвижная легкая рамка S с навитою на ней тонкою проволокою. Внутри рамки находится неподвижный железный цилиндр E для уменьшения междужелезного пространства. Ток к подвижной катушке подводится помощью двух спиралей из тонких медных лент, упругость которых стремится повернуть рамку к нулевому положению. С рамкою соединена стрелка, идущая вертикально вверх и двигающаяся по шкале прибора. Успокоение качаний (демпфирование) достигается тем, что сама рамка, на которой навита проволока, делается из меди и при движении в ней возбуждаются токи Фуко.

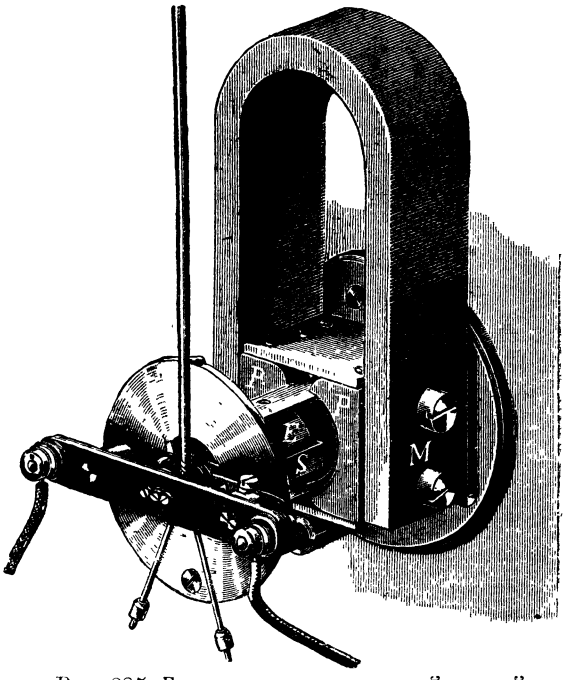


Рис. 285. Гальванометр с подвижной рамкой.

На рис. 286 показан такой же гальванометр, но устроенный с зеркальным отсчетом; здесь A, A — магниты, B — железный цилиндр, CC — подвижная рамка с зеркальцем J. Рамка подвешена на проволоках HJ и DE, которые служат для подводки тока.

Система Депре-д'Арсонваля, вообще говоря, менее чувствительна, чем система с подвижной магнитной стрелкой, но все же такие зеркальные гальванометры можно устроить с чувствительностью в 10^{-7} ампера при сопротивлении около 10 омов. При большем числе оборотов проволоки в катушке, а следовательно, при большем сопротивлении можно получить и бóльшую чувствительность. Так, например, при сопротивлении в 10 000 омов может быть достигнута чувствительность в 10^{-9} ампера. Для лабораторных измерений, например, с мостиком Уитстона, гальванометры Депре-д'Арсонваля строятся не с зеркальным отсчетом, а со стрелкою, и показывают до 10^{-5} ампера.

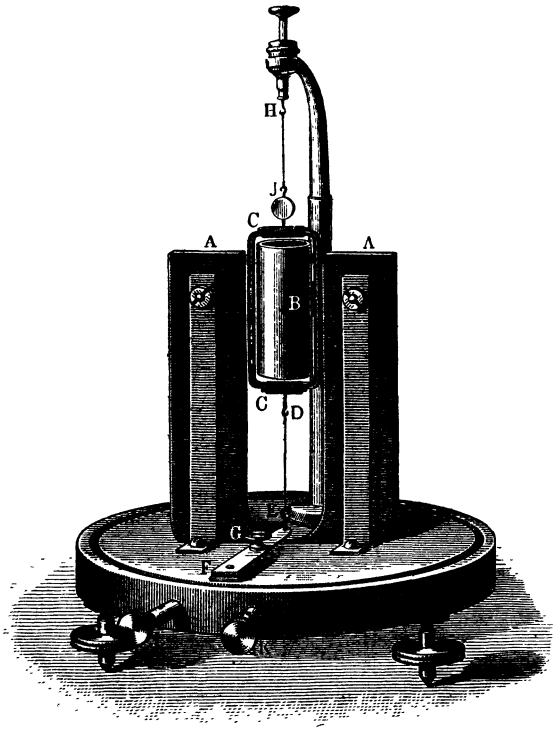


Рис. 286. Гальванометр с подвижною рамкой и зеркальцем.

253. Электродинамометр. — Предыдущие два типа гальванометров не дают возможности делать измерения с токами, быстро меняющими свое направление, потому что вместе с переменою направления тока меняется и направление вращения подвижной части гальванометра. Поэтому, если ток будет быстро менять свое направление, стрелка гальванометра не будет успевать отклоняться. Если же мы поместим подвижную катушку в поле другой катушки, но неподвижной, и через обе катушки пропустим один и тот же ток, то ток будет меняться одновременно в обеих катушках, их взаимодействия будут

пропорциональны квадрату силы тока, и мы получим определенное постоянное отклонение даже и в случае переменного тока. Такой гальванометр представляет из себя электродинамометр Сименса (рис. 287). На деревянной доске прикреплена неподвижно катушка из толстой проволоки; подвижная катушка состоит из одного оборота такой же проволоки, подвешенной на коконе и соединенной со стальной направляющей спиральной пружиной. Концы этой проволоки погружены в чашечки со ртутью, которые помещены внизу по оси вращения и служат для проведения в подвижную катушку тока. Если пропустить через обе катушки ток, то подвижная катушка будет стремиться стать в одну плоскость с неподвижной, что будет видно по отклонению соединенного с нею указателя. Вращая головку, помещенную в центре шкалы и соединенную с верхним концом пружины, мы можем опять поставить обе катушки перпендикулярно друг другу и заметить получающийся при этом угол кручения. Этот угол пропорционален силе взаимодействия между обеими катушками, т. е. пропорционален квадрату силы тока.

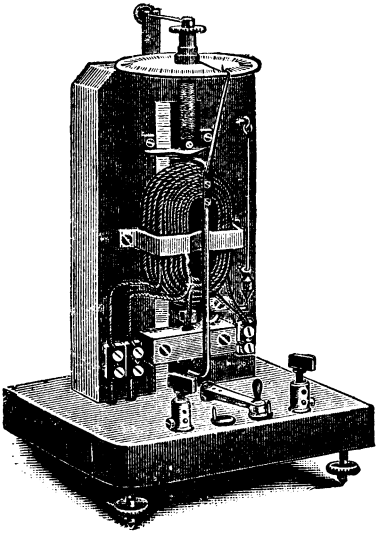


Рис. 287. Электродинамометр Сименса.

254. Гальванометры с подвижным куском железа.—Из наиболее часто встречающихся приборов этого типа упомянем о гальванометре Кольрауша, в котором вертикальный железный стержень висит на пружине над вертикальной же катушкой (рис. 288); при пропускании через катушку тока стержень более или менее втягивается катушкой, и понижения его отсчитываются по градуированной на амперы шкале.

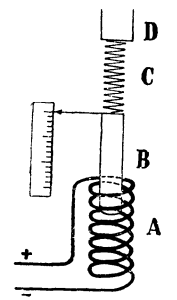


Рис. 288. Схема гальванометра Кольрауша.

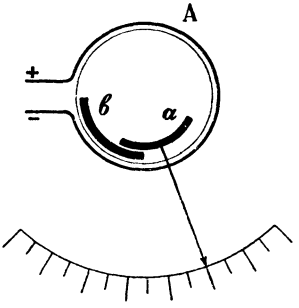


Рис. 289. Схема гальванометра Гуммеля.

В других гальванометрах, напр., в гальванометре Гуммеля, движение железа в места с более сильным магнитным полем передается вращающейся стрелке (рис. 289).

Само собою разумеется, что эти гальванометры годны и для постоянных и для переменных токов, и они часто употребляются, благодаря своей сравнительной дешевизне. Зато они менее чувствительны, менее точны и обладают очень неравномерной шкалой.

255. Амперметр. — Гальванометры в технических применениях градуируются на амперы, т. е. снабжаются указателем (стрелкой) и шкалой, на которой указана соответственная сила тока в амперах, и тогда носят название *амперметров*. Если они градуированы на тысячные доли ампера, то называются *миллиамперметрами*.

Положим, что данный нам амперметр имеет шкалу от 0 до 10 ампер, а нам желательно измерить и более сильные токи. Это можно сделать и данным нам амперметром, если снабдить его ответвлением (шунт) с малым сопротивлением. Если подобрать сопротивление шунта в 9 раз меньшим, чем сопротивление амперметра, то, очевидно, $^9/_{10}$ тока пойдет через ответвление, $^1/_{10}$ — через обмотку амперметра. В таком случае для того, чтобы определить силу тока в цепи, мы должны показания нашего *шунтированного* амперметра множить на 10.

Легко подобрать различные ответвления, чтобы иметь возможность измерять одним и тем же амперметром и с одинаковой относительною точностью токи в 10, 100 и т. д. раз бо́льшие, чем указанные на шкале.

Амперметр должен иметь малое сопротивление для того, чтобы от включения его сила тока в цепи не изменялась значительно.

256. Вольтметр. — Если имеется чувствительный гальванометр, то им можно воспользоваться и для измерения разности потенциалов между двумя данными точками цепи. Для этого прибавляют к гальванометру последовательно большое сопротивление и все вместе присоединяют к данным двум точкам цепи. Сила тока, показываемая гальванометром, при постоянном его сопротивлении пропорциональна разности потенциалов у его клемм, и потому мы можем измерять эту разность потенциалов, наблюдая силу тока, или, что гора́здо удобнее, мы можем проградуировать наш гальванометр, снабженный сопротивлением, непосредственно на вольты. Такой гальванометр, шкала которого проградуирована на вольты, носит название *вольтметра* [1].

Для того, чтобы ток в вольтметре составлял лишь незначительную часть тока главной цепи, необходимо чтобы в нем было большое сопротивление.

257. Измерение мощности. — Пусть требуется определить, сколько энергии тратится ежесекундно в каком-нибудь приборе, например, в

[1] Не надо смешивать вольтметр с вольтаметром (стр. 136).

лампочке накаливания (рис. 290). Включаем в цепь последовательно с лампочкой амперметр, а параллельно с лампочкой — вольтметр. Амперметр покажет силу тока в лампочке, если в вольтметр ответвляется лишь ничтожная сила тока; в то же время вольтметр покажет разность потенциалов у клемм a и b лампочки. Произведение из показаний обоих приборов дает нам эффект тока в лампочке, выраженный в уаттах

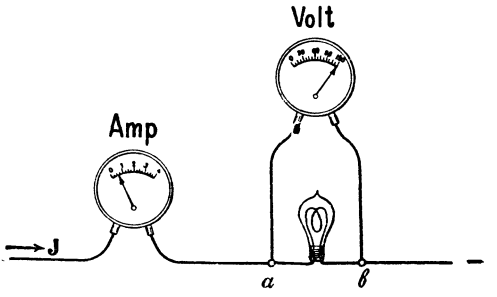


Рис. 290. Измерение мощности амперметром и вольтметром.

258. Уаттметр. — Имея вольтметр и амперметр, мы всегда можем определить количество энергии, поглощаемое ежесекундно каким-нибудь приспособлением. Но можно устроить и один прибор, который позволял бы делать отсчеты непосредственно в уаттах. Для этого стоит только взять электродинамометр, в котором подвижная катушка была бы с большим сопротивлением, а неподвижная с малым; первую мы включим в ответвление к лампочке как вольтметр, и сила тока в ней будет пропорциональна разности потенциалов у лампочки; вторую включим в сеть как амперметр. Взаимодействия обеих катушек будут пропорциональны произведению $\mathcal{E} \cdot J$, т. е. числу уатт, поглощаемому лампочкой.

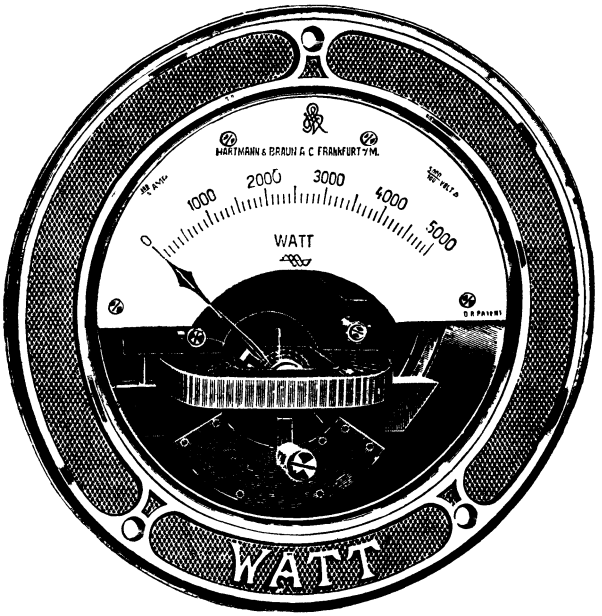


Рис. 291. Уаттметр.

Такой прибор (рис. 291), снабженный шкалой, проградуированной на уатты, носит название *уаттметра*.

259. Тепловой амперметр и вольтметр. — При измерениях с переменными токами иногда употребляются амперметры, основанные не

на магнитных действиях тока, а на его тепловых действиях. Устроенный на этом принципе амперметр Гартмана и Брауна состоит из платино-серебряной или платино-иридиевой проволочки AB (рис. 292), по которой идет измеряемый ток или его ответвление. К середине проволоки AB припаяна другая проволочка b, которая оттягивается посредством кокона c пружиною f влево. Кокон c перекинут через блок, соединенный со стрелкою Z. Когда AB, нагреваясь от действия тока, удлиняется (рис. 293), то b оттягивается пружиною f влево, и

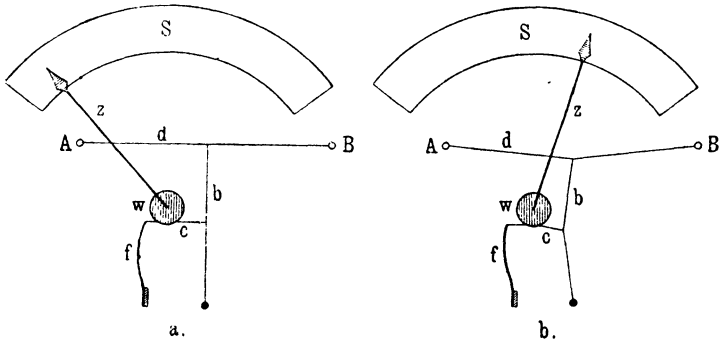


Рис. 292 — 293. Схема действия теплового амперметра.

блок со стрелкою повертывается. Показания стрелки могут быть градуированы на вольты или амперы.

260. Баллистический гальванометр.— Гальванометром можно воспользоваться и для измерения количества электричества e, если одновременно наблюдать время t, в которое проходил постоянный ток J; тогда $e = Jt$. Но если желают измерить какой-либо разряд, происходящий почти мгновенно, то употребляют следующий способ.

Так как силы F, действующие в гальванометре, можно положить пропорциональными силе тока J, то импульс этих сил Ft будет пропорционален Jt, т. е. количеству прошедшего через гальванометр электричества. Импульс силы равен, как известно, сообщенному данной системе количеству движения, и если время t мало в сравнении со временем колебания подвижной системы, то мы можем считать угол отклонения пропорциональным сообщенному количеству движения, а следовательно, пропорциональным количеству протекшего через гальванометр электричества.

Чтобы по возможности приблизиться к рассмотренному нами идеальному случаю, необходимо, чтобы гальванометр, предназначенный для баллистических измерений, был без демпфирования (стр. 277) и имел большой период колебаний. От влияния демпфирования угол

отклонения уменьшится (являются новые силы), а если период колебания очень мал, то мы уже не можем считать импульс мгновенным по отношению к периоду колебания.

261. Измерение емкости и самоиндукции. — Баллистическим гальванометром можно измерять емкость. Зарядив конденсатор емкости C до разности потенциалов V, имеем $e = CV$. Разрядив конденсатор через баллистический гальванометр, определяем e и, зная V, вычисляем неизвестную емкость C.

При известной емкости можно этим путем проградуировать баллистический гальванометр.

Для измерения самоиндукции пропускают через данный для измерения соленоид какой-нибудь ток J_0, и затем пропускают через гальванометр экстраток размыкания.

Мы знаем (стр. 258), что количество протекшего электричества

$$e = Jt = L\frac{J_0}{r};$$

следовательно, отклонения гальванометра будут пропорциональны коэффициенту самоиндукции.

Для измерения емкости и самоиндукции можно воспользоваться и методом мостика Уитстона, о чем будет сказано ниже, в главе о переменных токах.

262. Измерение магнитных полей и коэффициентов μ и $\varkappa$. — Измерение слабых магнитных полей производится обыкновенно магнитометром по методу Гаусса (стр. 186, **174**), но можно воспользоваться и индукционным методом. Для этого берут небольшую катушку с известным поперечным сечением и быстро вдвигают ее в исследуемое поле, так чтобы в окончательном своем положении площадь катушки была перпендикулярна к полю, или так же быстро выдвигают катушку из поля. Соединив катушку с баллистическим гальванометром, мы можем определить количество индуцируемого при таком движении электричества

$$e = \frac{N}{R} = \frac{BS}{R};$$

а, зная сопротивление цепи и площадь катушки S, можем вычислить напряжение исследуемого поля.

При измерении сильных полей очень удобно воспользоваться свойством висмута увеличивать свое сопротивление под действием магнитного поля. Для этого свертывают висмутовую проволоку в виде небольшой спирали (рис. 294) и зажимают ее между двумя слюдяными

листочками. Такая висмутовая спираль имеет обыкновенно диаметр около 1 *см* и толщину в 1 *мм*, так что она легко помещается в узкие междуполюсные пространства. Соединяя концы a_1, b_1 с мостиком Уитстона, можно измерить сопротивление спирали и судить по нему о напряжении магнитного поля. Увеличение магнитного напряжения на 1 000 ***C-G-S*** увеличивает сопротивление висмута примерно на 5%.

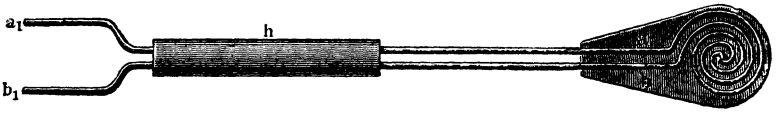


Рис. 294. Висмутовая спираль.

Перед измерением какого-либо неизвестного поля висмутовая спираль исследуется и градуируется в известных полях.

Измерение проницаемости μ сводится к измерению M и B.

На рис. 295 изображен прибор для измерения проницаемости железных стержней (пермеаметр). Испытуемые образцы стержней A и B вкладываются в катушку MN, в середине которой помещена висмутовая спираль c. Магнитное поле катушки замкнуто снаружи толстым железным остовом $AEBD$ с ничтожным магнитным сопротивлением; благодаря этому напряжение магнитного поля у спирали c обусловливается (ср. стр. 238) главным образом магнитным сопротивлением стержней, вставленных во внутреннюю часть катушки. Измеряя сопротивление висмутовой спирали при вставленных и вынутых стержнях A и B, мы можем определить отношение полей в том и в другом случае, а следовательно, и проницаемость данного куска железа. Изменяя силу тока J в катушке, мы можем определять проницаемость μ данного железа при различных напряжениях поля M.

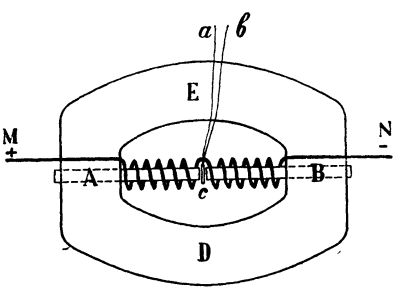


Рис. 295. Схема пермеаметра.

Коэффициент намагничивания $\varkappa$ можно определить, измеряя силу, которую нужно приложить для того, чтобы разнять два куска железа при данном напряжении магнитного поля (стр. 196, **182**). Но этот способ для определения малых $\varkappa$ неприменим. В таких случаях обыкновенно помещают испытуемое вещество в поле сильного электромагнита и наблюдают те силы, с которыми это поле действует на данное вещество, а силы эти, как мы видели, пропорциональны $\varkappa$ (стр. 197).

263. Вычисление коэффициента самоиндукции. — Как уже сказано (стр. 261, **239**), величину самоиндукции в некоторых частных случаях можно определить расчетом. Для примера возьмем *замкнутый* соленоид. Так как здесь поток индукции (стр. 236)

$$N = \mu \frac{4\pi n S}{l} J,$$

то при изменении силы тока J мы получим в каждом обороте проволоки соленоида электродвижущую силу

$$V_0 = -\mu \frac{4\pi n S}{l} J',$$

где J' есть быстрота изменения силы тока J (стр. 261). Так как здесь поток N пронизывает все n оборотов, то полная электродвижущая сила будет в n раз больше:

$$V = n V_0 = -\mu \frac{4\pi n^2 S}{l} J' = -LJ',$$

откуда видим, что коэффициент самоидукции электромагнита равен

$$L = \frac{\mu 4\pi\ ^2}{l} S;$$

он пропорционален квадрату числа оборотов соленоида.

Если через n_1 обозначить *густоту обмотки*, т. е. число витков проволоки, приходящихся на единицу длины l соленоида, положив

$$n = n_1 l,$$

то самоиндукция выразится так:

$$L = 4\pi\mu n_1^2 \cdot lS.$$

Из этой формулы видно, что коэффициент самоиндукции замкнутого соленоида пропорционален квадрату густоты обмотки и объему lS его сердечника.

264. Примеры. — Пусть дан *соленоид* (стр. 236), но без сердечника, с числом оборотов проволоки $n = 2\,000$; $l = 50$; $S = 20$ и $\mu = 1$. В этом случае получаем

$$L = \frac{4\pi\ 4 \cdot 10^6}{50} 20 = 2 \cdot 10^7\ \textbf{\textit{C-G-S-M}} = 0{,}02 \text{ генри.}$$

Если поместить в этот электромагнит железный сердечник, то коэффициент L будет в μ раз больше; но не надо забывать, что μ зависит от намагничивающего поля, а потому для различных сил токов J коэффициент самоиндукции тоже будет различный. Так, например, положим, что железный сердечник заполняет собою весь соленоид, тогда напряжение магнитного поля внутри соленоида определится по формуле (стр. 236):

$$M = \frac{4\pi n J}{l} = \frac{4\pi \cdot 2\,000}{50} J = 502 J,$$

а если сила тока выражена в амперах, то

$$M = 50{,}2 J.$$

Вычисляя для различных сил тока J напряжение поля M и взяв из рис. 187 (стр. 199) соответственное значение μ, получим следующую табличку:

при	$J = 0{,}01$	ампер	$M = 0{,}5$;	$\mu = 400$;	$L = 8$	генри
„	$J = 0{,}1$	„	$M = 5$;	$\mu = 2\,000$;	$L = 40$	„
„	$J = 1{,}0$	„	$M = 50$;	$\mu = 300$;	$L = 6$	„

Этот пример показывает, что значения коэффициента самоиндукции одного и того же электромагнита при различных силах тока могут быть весьма различны. При переменном, периодически меняющемся токе нужно еще принять во внимание явление гистерезиса (стр. 199, **185**) и при расчетах пользоваться некоторым средним значением μ за полный цикл намагничивания сердечника.

К этому необходимо еще прибавить, что взятый нами соленоид, при 2 000 оборотах проволоки, будет иметь обмотку, сделанную в 4 или 5 лежащих друг на друге слоев проволоки. Поэтому поток индукции, образуемый одним каким-либо слоем, не будет *целиком* проходить *внутри* другого слоя и не будет пронизывать все n оборотов проволоки соленоида, а соответственно с этим и коэффициент L будет меньше того, который получается по вышеприведенной формуле.

Для приблизительной ориентировки мы можем сообщить следующие данные о самоиндукции одного оборота проволоки.

Проволока диаметром в 1 *мм*, образуя собою круг диаметром 5, 10, 20 *см*, имеет коэффициент самоиндукции 125, 294, 676 ***C-G-S-M.*** Если проволока *толще*, например, диаметром 1 *см*, то при тех же кругах дает коэффициенты *меньше*, а именно 53, 150, 386 ***C-G-S-M.*** Это объясняется тем, что при толстой проволоке поток индукции частью проходит внутри самой проволоки и не огибает всего тока.

Если взять n оборотов проволоки указанных выше размеров и поместить их очень близко друг к другу, то коэффициент индукции такой катушки будет приблизительно в n^2 раз больше. Если же растянуть эту катушку, то коэффициент ее самоиндукции будет уменьшаться и при далеком расстоянии оборотов друг от друга будет только в n раз больше, чем для одного оборота.

265. Катушка без самоиндукции. — Если надеть две одинаковых катушки друг на друга, соединив их *последовательно*, и притом так, чтобы их магнитные поля взаимно уничтожали друг друга, то коэффициент самоиндукции такой двойной катушки будет равен нулю.

Этим обстоятельством пользуются при устройстве магазинов сопротивления (стр. 139, **130**), где желательно иметь катушки с сопротивлением, но без самоиндукции, потому что эта самоиндукция обнаруживала бы себя экстратоками при замыкании и размыкании и мешала бы производить измерения. Поэтому обыкновенно все подобные сопротивления наматываются *бифилярно* (рис. 296), т. е. сложив предварительно проволоку пополам, а затем уже наматывая ее на катушку; при таком способе каждый оборот сложенной вдвойне проволоки будет пробегаться током в двух взаимно противоположных направлениях, а потому не будет давать магнитного поля, и самоиндукция будет равна нулю.

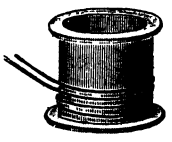


Рис. 296. Бифилярная намотка.

266. Вычисление коэффициента взаимной индукции. — Пусть два соленоида намотаны на общий сердечник. Тогда поток индукции первого соленоида, равный

$$N_1 = \frac{4\pi n_1 J_1}{l} S\mu,$$

целиком пронизывает все n_2 оборотов второго соленоида, а потому во втором соленоиде мы получим электродвижущую силу

$$V_2 = -\frac{4\pi n_1 n_2}{l} S\mu J_1'.$$

Откуда коэффициент взаимной индукции

$$L_{12} = \frac{4\pi n_1 n_2}{l} S\mu.$$

Если бы мы исходили из второго соленоида, где сила тока J_2, то получили бы поток индукции второго соленоида

$$N_2 = \frac{4\pi n_2 J_2}{l} S\mu$$

и электродвижущую силу в первом соленоиде

$$V_1 = -\frac{4\pi n_2 n_1}{l} S\mu J_2' = -L_{21} J_2'.$$

Отсюда видим, что коэффициенты L_{12} и L_{21} для второго и первого соленоида одинаковы. Поэтому L_{12} и получило название *коэффициента взаимной индукции* (см. стр. 260).

В том случае, когда поток N, исходящий из одной катушки, не пронизывает целиком вторую катушку (стр. 260, рис. 263), коэффициент взаимной индукции обоих соленоидов будет меньше, положим, kL_{12}. Коэффициент k называется *коэффициентом связи* (Kopplungs-Koeffizient) обоих соленоидов.

Повторяем, что приведенные нами вычисления коэффициентов самоиндукции и взаимной индукции только приблизительны и касаются лишь замкнутых соленоидов, в которых все магнитное поле проходит внутри соленоида без магнитной утечки. Но легко видеть, что для разомкнутых соленоидов коэффициенты эти, при прочих равных условиях, будут меньше, чем для замкнутых, во-первых, потому, что напряжение магнитного поля будет меньше, а во-вторых, потому, что некоторые линии сил этого поля будут огибать не все, а только часть оборотов соленоида.

267. Энергия электромагнита. — Пользуясь коэффициентом самоиндукции L, можно очень просто выразить энергию, заключающуюся в данном электромагните при силе тока J.

Мы знаем, что энергия, находящаяся в каждом кубическом сантиметре магнитного поля,

$$W_m = \frac{\mu M^2}{8\pi}.$$

С другой стороны, для замкнутого соленоида мы определили (стр. 236)

$$Ml = 4\pi n J.$$

Следовательно, обозначая объем соленоида через lS, имеем:

$$W = \frac{\mu M^2}{8\pi} lS = \frac{4\pi n^2}{l} S\mu \frac{J^2}{2} = L\frac{J^2}{2}.$$

268. Энергия в трансформаторе. — Если на данный сердечник намотаны два соленоида с токами J_1 и J_2, то каждый из этих токов дает свое магнитное поле. Оба этих поля сложатся вместе, и мы получим

$$M = M_1 + M_2 = \frac{4\pi}{l}(n_1 J_1 + n_2 J_2).$$

Энергия этого поля не будет равна сумме энергий составляющих полей, а будет больше, потому что квадрат суммы не равен сумме квадратов двух величин.

Действительно.

$$W = \frac{\mu M^2}{8\pi} lS = \frac{\mu 4\pi S}{2l} (n_1^2 J_1^2 + n_2^2 J_2^2 + 2n_1 n_2 J_1 J_2);$$

$$W = L_1 \frac{J_1^2}{2} + L_2 \frac{J_2^2}{2} + L_{12} J_1 J_2.$$

В этой формуле L_1 и L_2 суть коэффициенты самоиндукций каждой из катушек, тогда как L_{12} — коэффициент их взаимной индукции. Полученная нами формула для W применима не только для замкнутых соленоидов, навитых на один общий сердечник, но и в самом общем случае для каких угодно катушек.

VIII. СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ

269. Основные единицы. — Так как все наши измерения по существу своему имеют лишь относительный характер, то для того, чтобы они имели универсальную научную ценность, необходимо согласиться относить все измерения к каким-нибудь *основным, общим для всех* единицам. Число таких основных единиц желательно по возможности ограничить.

В настоящее время приняты следующие *три основных единицы.*

1. *Сантиметр* — единица длины, составляет одну сотую часть метра, хранящегося в Международном Бюро Мер и Весов (Bureau International des Poids et Mesures) в Севре (близ Парижа). Метр представляет собою стержень, сделанный из сплава платины и иридия (90 Pt, 10 Ir), т. е. из наименее изменяющихся материалов. Сорок миллионов метров очень близко подходят к длине парижского меридиана.

2. *Грамм* — единица массы, составляет одну тысячную часть килограмма, сделанного из платин-иридия и хранящегося в Севре. Грамм очень близко подходит к массе одного кубического сантиметра воды при температуре ее наибольшей плотности, т. е. около 4° С.

3. *Секунда* — единица времени, составляет одну 86 400-ю часть средних солнечных суток.

Длительность одной секунды дается точными хронометрами астрономических обсерваторий.

270. Производные единицы. — Все остальные физические величины и их единицы называются *производными,* потому что могут быть

сведены на вышеприведенные *три основные* единицы. Все основные и производные единицы вместе составляют *систему абсолютных единиц* и обозначаются знаком ***C-G-S***, т. е. сантиметр, грамм, секунда.

Из производных единиц приведем следующие:

1. *Площадь* выражается в абсолютных единицах в. квадратных сантиметрах и обозначена в этом курсе через $см^2$.

2. *Объем* в кубических сантиметрах обозначен у нас через $см^3$.

3. *Угол*. За единицу угла принимают такой угол, который, будучи центральным углом круга с радиусом в 1 *см*, опирается на дугу в 1 *см*. Поэтому в системе ***C-G-S*** мы имеем такое соотношение между длиною дуги s, углом α и радиусом r:

$$s = r\alpha.$$

Угол α, равный единице, соответствует $\frac{360}{2\pi} = 57{,}3$ градусам.

Наоборот, 360° соответствуют в абсолютной системе углу $\alpha = 2\pi$. Действительно, подставляя это в нашу формулу для длины s, получаем длину всей окружности $2\pi r$.

4. *Телесный угол*. За единицу телесного угла принимают такой телесный угол, который, образуя вершину конуса, помещенную в центре шара с радиусом 1 *см*, вырезает этим конусом на поверхности шара площадь в 1 $см^2$. Поэтому в системе ***C-G-S*** мы имеем такое соотношение между площадью S, вырезанною на поверхности шара радиуса r, и телесным углом φ центрального конуса:

$$S = r^2\varphi.$$

Когда центральный конус, постепенно увеличивая угол φ, займет собою, наконец, весь объем шара, то телесный угол $\varphi = 4\pi$, и вся поверхность шара обращается в $4\pi r^2$, как это и следует из нашей формулы для S.

5. *Скорость*. Скорость есть увеличение пройденного пути в единицу времени, а потому в системе ***C-G-S*** выражается в сантиметрах в секунду и обозначается $\frac{см}{сек}$.

Например, скорость света в эфире

$$c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}.$$

6. *Ускорение* есть увеличение скорости в единицу времени и потому выражается в $\frac{см}{сек}$, отнесенных к секунде, т. е. в $\frac{см}{сек^2}$.

Так, например, ускорение силы тяжести на земле [1] равно

$$g = 981 \frac{см}{сек^2}.$$

7. *Сила.* Единица для силы выбрана на основании закона механики (Ньютона), по которому сила f равна массе m, умноженной на сообщаемое этой силой массе m ускорение a:

$$f = ma.$$

Сила, которая сообщает массе в 1 *г* ускорение в 1 $\frac{см}{сек^2}$, называется *диной* и обозначается *дин*.

На земле сила тяготения сообщает каждому телу, а стало быть, и массе одного грамма, ускорение около 981 $\frac{см}{сек^2}$; следовательно, вес одного грамма представляет силу в 981 *дин*.

Дина, таким образом, близка к весу одного миллиграмма на земле.

Один килограмм равен весу 1 000 грамм; 1 *кг* $= 0{,}981 \cdot 10^6$ *дин*, что составляет около миллиона *дин*. Это называется мегадиной.

8. *Работой* силы называется произведение из силы на пройденный по направлению этой силы путь; таким образом

$$W = fs \cos(fs).$$

Величина $s\cos(fs)$ есть проекция длины s на направление силы f; следовательно, это есть длина и выражается в *см*. Поэтому в абсолютных единицах единица работы — *эрг* — будет равна единице силы, умноженной на единицу пути:

$$эрг = дин \times см.$$

На практике считают более удобным употреблять единицу в десять миллионов раз бо́льшую, а именно *джоуль*:

$$\text{джоуль} = 10^7 \text{ эрг}.$$

Иногда для работы употребляется единица *кг-м* — килограммометр.

Легко сообразить, что

$$кг\text{-}м = 0{,}98 \cdot 10^6 \text{ дин} \cdot 10^2 \text{ см} = 9{,}8 \cdot 10^7 = 9{,}8 \text{ джоуля}.$$

Для работы или энергии мы имеем еще тепловые единицы.

[1] Величина g для различных точек земной поверхности различна. Для уровня моря на экваторе $g = 978$, а на полюсах $g = 983$; для средней широты 45° $g = 980{,}617$.

Большая калория (*Кал*), равная 1 000 малых калорий (*кал*), способна нагреть один килограмм воды на один градус Цельсия [1] и представляет собою работу в 427 *кг-м*.

Поэтому можно написать:

$$Кал = 427\ кг\text{-}м = 427 \cdot 9{,}8 \cdot 10^7\ эрг = 4{,}2 \cdot 10^{10}\ эрг;$$

$$кал = 4{,}2 \cdot 10^7\ эрг = 4{,}2\ \text{джоуля};$$

$$\text{джоуль} = 0{,}24\ кал.$$

9. *Эффект, или мощность*, равен работе, произведенной в единицу времени. В абсолютных единицах это — эрг в секунду.

Практическая единица эффекта называется уаттом и равна джоулю в секунду. Из этого следует, что

$$\text{уатт} = \frac{\text{джоуль}}{сек} = 10^7 \frac{эрг}{сек} = 0{,}24 \frac{кал}{сек}.$$

Часто употребляются единицы в 100 и 1 000 раз бóльшие — гектоуатт и килоуатт.

Так как

$$\frac{кг\text{-}м}{сек} = 9{,}81 \frac{\text{джоуль}}{сек} = 9{,}81\ \text{уатт},$$

а одна лошадиная сила равна 75 килограммометрам в секунду, то

$$\text{лош. сила} = 75 \cdot 9{,}81\ \text{уатт} = 736\ \text{уатт},$$

или около $^3/_4$ килоуатт.

Помножая эффект на время, мы, конечно, получаем работу:

$$\text{джоуль} = \text{уатт} \cdot \text{секунда}.$$

На практике встречается выражение килоуаттчас (час = 3 600 *сек*). Очевидно, что

$$\text{килоуаттчас} = 36 \cdot 10^5\ \text{джоуля} = 36 \cdot 10^{12}\ эрг = 3{,}67 \cdot 10^5\ кг\text{-}м.$$

271. Электрические единицы. — Прежде чем перейти к установлению абсолютных электрических единиц, необходимо сделать одно важное замечание.

[1] В настоящее время принято *малою калорией* называть одну сотую часть того количества тепла, которое необходимо для нагревания 1 *г* воды от точки таяния до точки кипения при нормальном давлении. Определенная таким образом малая калория равна 4,1925 джоулям. Если принять $g = 980{,}6$, то большая калория окажется равною 427,46 *кг-м*.

До сих пор, при установлении производных единиц системы ***C-G-S***, мы пользовались исключительно законами геометрии и механики, и каждая производная единица устанавливалась на основании одного какого-либо закона. Так, например, из закона механики $f = ma$ из принятых нами единиц для m и a мы установили единицу для силы f. В электрических явлениях у нас в этом отношении большой выбор, так как одно и то же количество электричества может обнаруживать весьма разнообразные электрические, магнитные, химические и т. п. действия, которые обусловливаются различными законами.

Если даже мы исключим из рассмотрения химические действия, а остановимся на *чисто механических* действиях — на *силах*, то и силы эти могут быть различными, смотря по тому, действует ли электричество в неподвижном состоянии, как в электростатике, или в состоянии движения, как в электрическом токе. Абсолютная единица для силы будет и в том и в другом случае — дина, но, так как законы для этих сил в электростатике и в электромагнетизме разные, то единицы для количества электричества и других электрических величин будут тоже разными.

Таким образом в учении об электричестве у нас получаются две абсолютных системы единиц, которые необходимо отличать знаками, и соотношение между которыми необходимо установить опытом.

Будем обозначать абсолютную электростатическую систему единиц знаком ***C-G-S-E***, а абсолютную электромагнитную систему — знаком ***C-G-S-M***.

1. *Количество электричества и магнетизма.* Для установления этих единиц исходят из законов Кулона (см. стр. 34 и 176):

$$F = \frac{e_1 e_2}{\varepsilon r^2}; \quad F_m = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}.$$

За единицу количества электричества или магнетизма принимаем такое, которое действует на равное ему количество на расстоянии $r = 1$ *см* с силою $f = 1$ *дин*.

2. *Сила тока.* Сила тока равна количеству электричества, протекающего сквозь данное сечение проводника ежесекундно, и единица силы тока определяется непосредственно по единице количества электричества, только что установленной на основании закона Кулона.

Это будет *абсолютная электростатическая единица* силы тока:

$$J\ C\text{-}G\text{-}S\text{-}E = \frac{e\ C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}{t\ сек}.$$

Но ведь ток обнаруживает и магнитные действия по закону Био и Савара (стр. 214):

$$F = \frac{mJ_l}{r^2} \sin(Jr),$$

и, основываясь на этом законе, мы приняли (стр. 218) за единицу такой ток J, который, протекая по дуге круга $l = 1$ *см* и $r = 1$ *см*, действует на магнитный полюс $m = 1$, помещенный в центре этого круга, с силою в $F = 1$ ***дин***.

Это будет *абсолютная электромагнитная* ***C-G-S-M*** единица силы тока.

Опыт (стр. 219, **201**) показывает, что для того, чтобы получить такие действия, необходимо через поперечное сечение проводника пропускать ежесекундно $c = 3 \cdot 10^{10}$ абсолютных *электростатических* единиц количества электричества.

Следовательно, абсолютная электростатическая единица количества электричества в $c = 3 \cdot 10^{10}$ раз *меньше* абсолютной электромагнитной единицы, а *числа*, соответствующие какому-нибудь данному току, выраженные в абсолютной электростатической системе, будут в $c = 3 \cdot 10^{10}$ раз *больше*. Если мы поэтому через J и e будем обозначать не величину единиц, а числа, выражающие силу тока и количество электричества, то должны написать:

$$J_e = cJ_m;$$
$$e_e = ce_m.$$

Принимая во внимание вышеприведенные соотношения, мы можем теперь написать закон Био и Савара в трех видах.

Если сила тока выражена в абсолютных электромагнитных единицах, то

$$F = \frac{mJ_m l}{r^2} \sin(Jr).$$

Если J выражено в абсолютных электростатических единицах, то

$$F = \frac{mJ_e l}{r^2 \cdot c} \sin(Jr)$$

и, наконец, если J выражено в амперах, то

$$F = \frac{mJl}{r^2 \cdot 10} \sin(Jr).$$

272. Критическая скорость. — Отношение между абсолютными электростатическими и электромагнитными единицами $c = 3 \cdot 10^{10}$ по

величине своей совпадает со скоростью света в эфире, и такое совпадение обеих величин не случайное, а, как показал впервые Максвелл, объясняется тем, что свет есть электромагнитное явление (см. ниже).

Что отношение электромагнитных единиц к электростатическим должно быть действительно некоторой скоростью, — это можно заключить уже из вида самих формул. Действительно, подставляя в формулу Био и Савара

$$J_e = \frac{e_e}{t}$$

и замечая, что $\frac{l}{t} = v$ есть скорость, получаем

$$F = \frac{m \cdot e_e}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \sin(vr).$$

Из обеих формул Кулона мы видим, что величины $\frac{e_1 e_2}{r^2}$ и $\frac{m_1 m_2}{r^2}$ измеряются динами, а потому величина $\frac{me}{r^2}$ в формуле Био и Савара будет выражаться тоже динами. Отсюда следует, что c должно быть одного измерения с v, т. е. должно быть скоростью.

Если количество электричества $e = 1$ ***C-G-S-E*** будет двигаться со скоростью $v = c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$, то оно даст такое же магнитное поле, как и количество электричества $e = 1$ ***C-G-S-M***, двигающееся со скоростью $v = 1 \frac{см}{сек}$.

Скорость $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$ называется иногда *критическою скоростью*.

Величина c определяется опытом, и по мере усовершенствования методов измерения она может быть определена все точнее и точнее. В настоящее время за наиболее точное значение c можно принять

$$c = 2{,}9982 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек},$$

но для наших целей достаточно считать $c = 3 \cdot 10^{10}$.

273. Практические единицы. — О практических единицах мы уже говорили в различных частях этой книги, но теперь полезно будет их сопоставить вместе.

1. *Сила тока.* Исходными точками установления практических единиц служат следующие две единицы: во-первых, *джоуль*,

$$\text{джоуль} = 10^7 \text{ эрг}.$$

Эта единица, конечно, одна и та же как в системе ***C-G-S-E***, так и в системе ***C-G-S-M***, ибо она установлена совершенно независимо от каких бы то ни было электрических единиц.

И, во-вторых, практическая единица силы тока *ампер*, которая принята равной 0,1 абсолютной электромагнитной единицы силы тока:

$$\text{ампер} = 0{,}1 \cdot \textit{C-G-S-M}.$$

Обе эти цифры 10^7 и 0,1 условные, а потому они абсолютно точны.

2. *Количество электричества*. Его практическая единица определяется из единицы силы тока:

$$\text{кулон} = \text{ампер} \cdot \textit{сек} = 0{,}1 \ \textit{C-G-S-M} = 3 \cdot 10^9 \ \textit{C-G-S-E}.$$

3. *Разность потенциалов*, умноженная на количество электричества, должна дать работу, для которой практическая единица есть джоуль; а умноженная на силу тока, должна дать мощность в уаттах. Таким образом

$$\text{кулон} \cdot \text{вольт} = \text{джоуль} = 10^7 \ \textit{эрг},$$

$$\text{ампер} \cdot \text{вольт} = \text{уатт} = 10^7 \ \frac{\textit{эрг}}{\textit{сек}};$$

отсюда следует, что

$$\text{вольт} = 10^8 \ \textit{C-G-S-M} = \frac{1}{300} \ \textit{C-G-S-E}.$$

4. *Напряжение поля*. В практических единицах для напряжения магнитного поля принята единица *гаусс*, по величине равная абсолютной электромагнитной единице напряжения,

$$\text{гаусс} = 1 \ \textit{C-G-S-M}.$$

5. *Сопротивление* проводника имеет практическую единицу

$$\text{ом} = \frac{\text{вольт}}{\text{ампер}} = 10^9 \ \textit{C-G-S-M} = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \ \textit{C-G-S-E}.$$

Мы видим, что для сопротивления отношение электромагнитных единиц к электростатическим равно c^{-2}.

Это можно вывести непосредственно из выражения эффекта тока $U = rJ^2$: единица для эффекта в обеих системах одна и та же, тогда как для J отношение между единицами ***C-G-S-M*** и ***C-G-S-E*** равно c; следовательно, для r оно должно быть c^{-2}.

6. *Емкость*:

$$\text{фарад} = \frac{\text{кулон}}{\text{вольт}} = 10^{-9} \ \textit{C-G-S-M} = 9 \cdot 10^{11} \ \textit{C-G-S-E}.$$

7. *Самоиндукция*:

$$\text{генри} = \frac{\text{вольт}}{\text{ампер}}\ \textit{сек} = 10^9\ \textbf{\textit{C-G-S-M}} = \frac{1}{9\cdot 10^{11}}\ \textbf{\textit{C-G-S-E}}.$$

Заметим, что для единицы *генри* соотношения такие же, как и для *ома*, а для *фарада* — соотношения получаются обратные.

274. Кратные величины. — Как в абсолютной, так и в практической системе единиц принято обозначать греческими приставками дека-, гекто- и кило- величины в 10, 100 и 1 000 раз бо́льшие, например: декалитр, гектоватт, килограмм.

Латинскими приставками — деци-, санти- и милли- обозначают величины в 10, 100 и 1 000 раз меньшие; например: дециметр, сантиметр, миллиампер, милливольт.

Величины в миллион раз бо́льшие и меньшие обозначаются приставками мега (большой) и микро (малый). Например: мегадина, микрокулон, микрофарад.

Микрон есть одна миллионная метра или одна тысячная доля миллиметра и обозначается через μ.

Так, например, длина волны желтого света, испускаемого пламенем натрия, 0,59 μ или 0,000059 *см*.

275. Эталоны. — Кроме установления единиц для измерительной физики крайне важно знать, каким образом получить *образцы*, *или эталоны*, этих единиц. Мы уже указали, что эталоны метра и килограмма хранятся при архиве *Международной Комиссии Мер и Весов*; эта же Комиссия и сверяет эталоны, имеющиеся в соответственных центральных учреждениях различных государств. У нас меры длины и веса проверяются в *Главной Палате Мер и Весов в Ленинграде.*

Эталон времени — секунда, дается, как уже сказано, на астрономических обсерваториях.

Что касается электрических величин, то их можно всегда воспроизвести в лаборатории с достаточной точностью по следующим данным.

Один кулон, т. е. ампер в течение одной секунды, выделяет при электролизе 1,1181 *мг* серебра; 0,3294 *мг* меди.

Кадмиевый элемент дает электродвижущую силу в 1,019 вольт (при температуре от 10—20° С).

Эталоны ома, фарада и генри могут быть определены по эталонам кулона и вольта, но, кроме того, их можно приобрести готовыми и уже проверенными, так же, как эталоны метра и килограмма.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

1. НАТЯЖЕНИЯ И ДАВЛЕНИЯ ЛИНИЙ СИЛ

276. Линии сил. — Познакомившись с основными явлениями электромагнетизма, мы можем теперь перейти к краткому изложению общих свойств электромагнитного поля.

Как в электричестве, так и в магнетизме мы пользовались для наглядного изображения поля *линиями сил*, и мы уже указали, что это понятие было введено в науку Фарадеем, и им же руководствовался он при своих многообразных опытных изысканиях, которые привели его к таким блестящим открытиям.

По воззрениям Фарадея, все наблюдаемые нами электромагнитные силы нужно приписать той среде, где проходят линии сил, и передача сил этою средою происходит непрерывно от одной точки поля к другой подобно передаче сил в каком-либо упругом теле. Но в упругих телах эта передача сил происходит при посредстве особых *упругих напряжений* [1], а именно натяжений или давлений, действующих между смежными частями упругого тела. Сообразно с этим Фарадей сделал гипотезу, что все линии сил, как электрические, так и магнитные, тоже как бы натянуты, и этим натяжением обусловливается взаимное притяжение разноименных полюсов, соединенных друг с другом линиями сил.

Однако одного этого предположения недостаточно. Действительно, при взгляде на любой чертеж линий сил неоднородного поля (стр. 40, рис. 30) легко видеть, что, если бы существовало одно только натяжение, то все линии сил должны были бы выпрямиться, как натянутые струны, и обратиться в прямые линии, соединяющие полюсы между собою. Существование же кривых линий заставило Фарадея предположить, что, кроме натяжения, между отдельными линиями существуют еще силы, отодвигающие их друг от друга, т. е. давления.

И вот при помощи этих двух гипотез, при помощи гипотезы натяжения вдоль линий сил и гипотезы давления в направлениях, к ним перпендикулярных, Фарадей объяснял все электрические, магнитные и электромагнитные взаимодействия.

[1] Не нужно эти упругие напряжения смешивать с напряжениями E и M электрического и магнитного поля. Упругое напряжение равно силе, отнесенной к единице площади, тогда как напряжение поля равно силе, отнесенной к единице заряда.

277. Величина фарадеевских напряжений. — Постараемся определить, какова же величина фарадеевских натяжений и давлений. Очевидно, что величина их должна быть определена так, чтобы равнодействующая всех упругих напряжений среды давала силу, приложенную к полюсу, помещенному в данное поле, и действующую обратно пропорционально квадрату расстояний — по законам Кулона. Формулы для этих напряжений были даны впервые Максвеллом в самом общем виде; но здесь мы приведем значительно упрощенный вывод их и рассмотрим только простейшие частные случаи.

Представим себе однородное электростатическое поле у поверхности проводника. Мы знаем (стр. 46, *46), что это поле действует нормально к поверхности с силою

$$F = \frac{E}{2}\sigma S = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} S \text{ дин.}$$

Следовательно, *натяжение* в данной среде, или сила, отнесенная к одному квадратному сантиметру сечения трубки сил, будет

$$p = \frac{F'}{S} = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \frac{\text{дин}}{\text{см}^2}.$$

Это натяжение и передается вдоль трубки сил вплоть до соответственного элемента поверхности другого проводника. Формула эта годна не только для поверхности проводника, но и для любого поперечного сечения трубки. Так как напряжение поля E обратно пропорционально квадрату расстояния r, то, очевидно, натяжение p обратно пропорционально r^4.

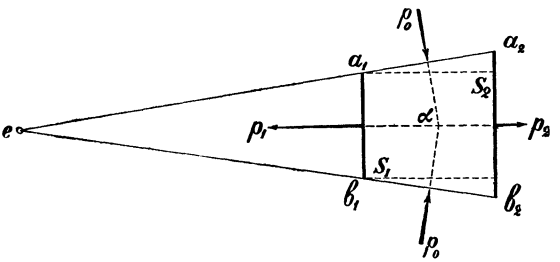


Рис. 297. Ферадеевские натяжения и давления.

Теперь рассмотрим поле одной заряженной точки e (рис. 297); здесь трубки сил будут конические. Возьмем в поле небольшую часть такого конуса, ограниченного двумя смежными, нормальными к линиям сил сечениями (эквипотенциальными поверхностями) a_1b_1 и a_2b_2. Так как поле у нас электростатическое, то часть $a_1b_1b_2a_2$ должна быть в равновесии. Между тем на площади a_2b_2 и a_1b_1 действуют силы p_2S_2 и p_1S_1, которые не равны между собою, и разность между ними не будет равна нулю, а даст силу

$$F = p_2S_2 - p_1S_1 = \frac{\varepsilon}{8\pi}(E_2^2S_2 - E_1^2S_1),$$

направленную к вершине конуса. Действительно, величины натяжений p изменяются обратно пропорционально r^4, тогда как площади S увеличиваются пропорционально r^2, поэтому произведения pS будут уменьшаться с увеличением расстояния r, и притом обратно пропорционально r^2.

Если через E_0 обозначить некоторое среднее значение между E_1 и E_2, то выражение для F можно представить в таком виде:

$$F = \frac{\varepsilon E_0^2}{8\pi}(S_2 - S_1).$$

Для того, чтобы уравновесить эту силу F, нам необходимо, кроме натяжений, действующих на основания S_2 и S_1 нашего усеченного конуса, предположить еще существование некоторого давления p_0 на его боковую поверхность. Если боковая поверхность конуса S_0, а угол между ее нормалью и осью конуса обозначим через α, то получим силу $p_0 S_0$ и составляющую этой силы по оси конуса

$$F_0 = p_0 S_0 \cos\alpha.$$

Эта сила, как видно из чертежа, направлена против силы F. Далее, $S_0 \cos\alpha$ есть проекция боковой поверхности усеченного конуса на его основание $a_2 b_2$, а эта проекция, как легко видеть, равна разности площадей S_2 и S_1; поэтому

$$S_0 \cos\alpha = S_2 - S_1,$$

и, следовательно,

$$F_0 = p_0(S_2 - S_1).$$

Для равновесия выделенной нами части трубки сил $a_1 b_1 b_2 a_2$ необходимо, чтобы F_0 равнялось F, а для этого среднее давление на боковую поверхность трубки должно быть

$$p_0 = \frac{\varepsilon E_0^2}{8\pi}.$$

Как видим, натяжение вдоль трубок сил и давление перпендикулярно к трубкам выражаются одною и тою же формулою.

В магнитном поле мы получим точно так же величину натяжения вдоль трубок и величину давления перпендикулярно к трубкам сил:

$$p = -\frac{\mu M^2}{8\pi}.$$

Замечательно, что как натяжение, так и давление равны плотности электрической или магнитной энергии в данной точке поля (стр. 74 и стр. 185).

Предлагаем читателю доказать, что давление и плотность энергии измеряются одними и теми же абсолютными единицами.

278. Примеры. — Приведем несколько примеров для только что сказанного. Пример натяжения мы имеем у поверхности проводника, помещенного в электрическом поле. Здесь сила направлена наружу, перпендикулярно к проводнику, и натяжение равно

$$p = \frac{\varepsilon E^2 \ дин}{8\pi \ см^2}.$$

Как пример давления возьмем конденсатор AB (рис. 298), в который немного вдвинут диэлектрик C. Давление с внутренней стороны поверхности диэлектрика будет

$$p_1 = \frac{\varepsilon_1 E_1^2}{8\pi},$$

тогда как снаружи на ту же поверхность давит внутрь

$$p_0 = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{8\pi}.$$

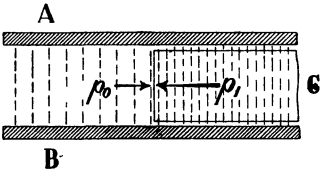


Рис. 298. **Втягивание диэлектрика в конденсатор.**

Так как тангенциальные электрические напряжения равны (стр. 56):

$$E_0 = E_1,$$

то результирующее давление *наружу* будет равно

$$p = p_1 - p_0 = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)\frac{E^2}{8\pi}.$$

Следовательно, если диэлектрическая постоянная данного диэлектрика ε_1 будет больше ε_0 окружающей среды, то диэлектрик будет вталкиваться в поле конденсатора; если же ε_1 меньше ε_0, он будет выталкиваться (ср. стр. 60, **57**).

Если однородное поле образовано магнитами, то имеем

$$p = (\mu_1 - \mu_0)\frac{M^2}{8\pi},$$

и если окружающая среда — воздух, то железо, для которого $\mu_1 > \mu_0$, будет втягиваться в поле; висмут же, где $\mu_1 < \mu_0$, будет выталкиваться (ср. стр. 195, **180**).

279. Взаимодействия токов. — Гипотеза Фарадея и вывод Максвелла подтверждаются и на взаимодействии токов. Представим себе прямой ток, перпендикулярный к чертежу (рис. 299) и идущий от чертежа к наблюдателю. Этот ток образует магнитное поле M,

которое в нижней части чертежа направлено вправо, а в верхней части — влево. Если мы поместим этот ток в магнитном поле M_0, направленном слева направо, то напряжение магнитного поля тока M везде сложится с напряжением внешнего магнитного поля M_0; но внизу оба поля направлены одинаково и складываются друг с другом, а потому здесь линии сил будут гуще, чем наверху, где поле тока противоположно внешнему полю и результирующее поле равно их разности. Соответственно с этим давление на проводник будет снизу больше, чем сверху, и он начнет двигаться вверх. Это, как мы знаем (стр. 221), и наблюдается в действительности.

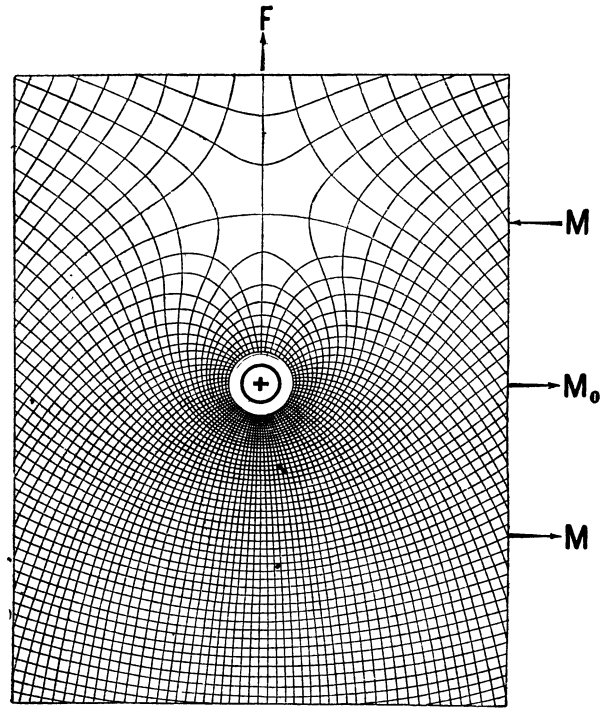


Рис. 299. Ток в магнитном поле. (Линии сил и эквипотенциальные поверхности.)

Далее, мы знаем, что два параллельных тока притягиваются, когда они одного направления,

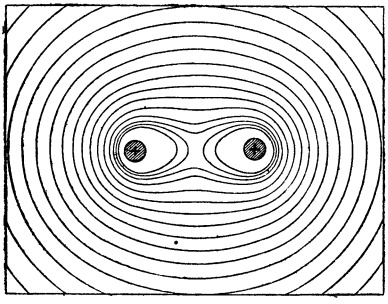


Рис. 300. Линии сил двух токов одинакового направления.

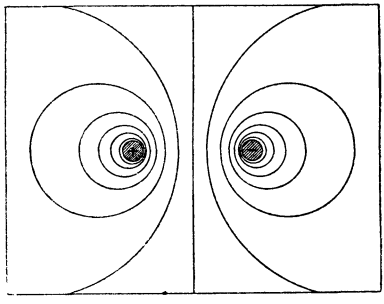


Рис. 301. Линии сил двух токов противоположного направления.

и отталкиваются, когда их направления противоположны. Это легко вывести из распределения линий сил (рис. 300 и 301).

Предлагаем читателю самому подыскать дальнейшие примеры применений гипотезы Фарадея о натяжениях и давлениях линий сил в поле. Заметим, однако, что эти понятия натяжения и давления можно применять только к линиям по существу одинаковым, т. е. либо к магнитным, либо к электрическим; электрические же линии не давят на магнитные и, в свою очередь, не испытывают с их стороны никакого давления.

II. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ КОНВЕКЦИЯ

280. Конвекционный ток. — Говоря об электрическом токе и изучая различные сопровождающие его явления, мы постоянно имели в виду движение электричества по проводнику. Но бывают случаи, когда электричество, находясь относительно проводника в покое, движется вместе с этим проводником относительно других тел. Так, например, можно зарядить шарик или целый конденсатор и привести их в то или иное движение, тогда и электричество, на них находящееся, тоже будет в движении, т. е. будет образовывать электрический ток.

Такой ток, в отличие от гальванического тока в проводниках, носит название *конвекционного, или конвективного, тока.*

Легко видеть, какое различие между током, идущим по проводнику, и конвекционным током. В первом случае, при движении электричества по проводнику, между электричеством и материалом проводника появляется сила, аналогичная силе трения; эта сила обнаруживается в виде нагревании проводника. При движении электричества вместе с проводником, конечно, никакого нагревания не получается, ибо электричество остается на тех же местах проводника, где оно было при покое.

Далее, для возникновения электрического тока необходимо, чтобы различные точки проводника были при разных потенциалах; при электрической конвекции весь проводник, несущий с собой свой заряд, может иметь один и тот же потенциал.

281. Кондукционный ток. — Наконец, укажем на одно существенное отличие конвекционного тока от гальванического. При движении заряженного проводника окружающее его электрическое поле будет, вообще говоря, тоже изменяться, а вместе с тем будет изменяться и расположение зарядов, индуцированных на других проводниках, это видно, например, на рис. 40, 41 на стр. 48. Изменение же расположения зарядов на неподвижных проводниках представляет собою тоже явление электрического тока; этот ток мы будем называть *кондукционным током.*

Итак, *конвекционный* ток, вообще говоря, сопровождается *кондукционными* токами в соседних проводниках; эти кондукционные токи могут возникнуть даже и в том случае, если конвекционный ток постоянен по величине и по направлению. Между тем мы знаем, что при постоянном *гальваническом* токе в соседних проводниках никаких токов не возникает (стр. 251, 228).

Относительно кондукционных токов необходимо сделать одно замечание. Не нужно думать, что индуцированное в соседних проводниках электричество всегда следует за индуктирующим. Как распределение зарядов, так и распределение кондукционных токов в соседних проводниках будет вообще весьма сложным; для того, чтобы дать об этом некоторое понятие, мы разберем следующий простой случай.

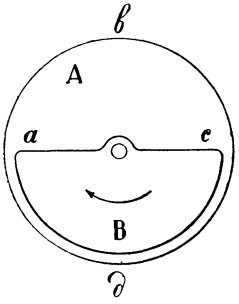


Рис. 302. Кондукционный ток.

Представим себе металлический диск A (рис. 302), параллельно которому поставлен сектор, т. е. часть другого листа B. Если зарядить сектор B положительным электричеством, то на диске A мы получим

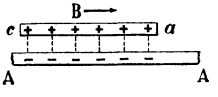


Рис. 303.

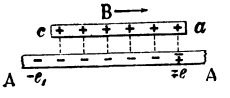


Рис. 304.

Явление кондукционного тока.

путем индукции такой же величины отрицательный заряд, который распределится главным образом на частях диска A, ближайших к сектору B (рис. 303). Если повернуть сектор B вокруг оси на некоторый угол, то около переднего его ребра a на диске A должно возбудиться новое электричество $+e$ (рис. 304), причем отрицательное электричество $-e$ останется вблизи сектора B, положительное же электричество $+e$ оттолкнется и должно соединиться с отрицательным электричеством $-e_1$, освободившимся у заднего ребра c сектора. Соединение обоих электричеств $+e$ и $-e_1$ в неподвижном диске A образует электрический (кондукционный) ток; но этот ток имеет возможность пойти по пути adc и по пути abc (рис. 302). Оба эти пути представляют для этого тока два параллельно соединенных проводника, и мы знаем (стр. 128), что ток пойдет и по тому и по другому пути, разделившись на две части обратно пропорционально сопротивлениям этих путей.

Таким образом мы видим, что кондукционный ток в диске A не состоит в простом следовании индуцированного электричества за ин-

дуктирующим, а обусловливается еще целым рядом других факторов, например, распределением сопротивления в диске A.

Если вместо сектора B мы будем вращать параллельно диску A другой такой же *полный* диск B, тогда при движении диска B электрическое поле около диска A совсем не будет меняться, а вместе с тем распределение электричества как на A, так и на B тоже останется без изменения, и никаких кондукционных токов не будет.

Такое явление мы будем называть *чистой электрической конвекцией*. Очевидно, что чистая электрическая конвекция получится во всех случаях, когда какое-нибудь тело вращения вращается вокруг своей оси симметрии.

282. Магнитное действие конвекционного тока. — Несмотря на указанные различия между гальваническим током и током конвекционным, оба эти тока образуют вокруг себя магнитное поле, причем величина и направление напряжения этого поля определяются одним и тем же законом Био и Савара (стр. 214, **197**).

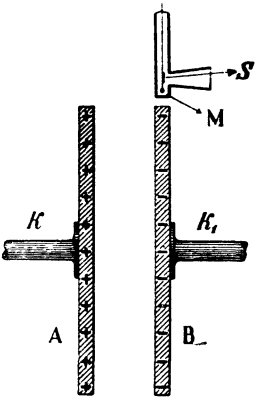


Рис. 305. Магнитное действие электрической конвекции.

Магнитное действие электрической конвекции было в первый раз обнаружено Роуландом (Rowland, 1876 г.), а затем наиболее подробно было исследовано А. Эйхенвальдом.

Обыкновенно для наблюдения этих явлений служит следующий прибор (рис. 305). Два параллельных диска A и B могут вращаться вокруг осей K и K_1. Вблизи этих дисков помещена небольшая магнитная стрелка M, ось которой параллельна плоскостям дисков (т. е. перпендикулярна к чертежу). Стрелка M снабжена зеркальцем S и повешена внутри проводящей оболочки для того, чтобы электрическое поле дисков на него не действовало; в оболочке оставлено лишь небольшое отверстие или окошечко, сквозь которое можно наблюдать отклонения стрелки по зеркальному способу, как в гальванометрах (стр. 272, **248**).

Если зарядить диски и привести их во вращение, то вследствие их симметрии никаких кондукционных токов в них не получится; тем не менее стрелка M отклонится, и по этому отклонению можно судить о напряжении магнитного поля, образуемого конвекционным током. Опыт показал, что при вращении дисков A и B отдельно друг от друга или вместе, в одинаковые или в разные стороны, магнитное поле получалось такое же, как если бы по дискам циркули-

ровали обыкновенные гальванические токи соответственной силы и соответственного направления.

Для того, чтобы иметь некоторое представление о величине этих токов, сделаем следующий расчет. Пусть радиус дисков $r = 12{,}5$ *см* и, следовательно, площадь каждого из них $S = \pi r^2$. При расстоянии между дисками в 1 *см* емкость образуемого ими конденсатора (стр. 77, **72**)

$$C = \frac{S}{4\pi d} = \frac{r^2}{4d} = 39 \text{ см} = 4{,}2 \cdot 10^{-11} \text{ фарад.}$$

Если зарядить конденсатор до разности потенциалов $V = 9\,000$ вольт, то на каждой его обкладке будет количество электричества

$$e = CV = 4 \cdot 10^{-7} \text{ кулонов.}$$

Это количество электричества будет проходить мимо стрелки M при каждом обороте диска, и если вращать диск со скоростью в $n = 100$ оборотов в секунду, то получим конвекционный ток в

$$J = ne = 100 \cdot 4 \cdot 10^{-7} = 0{,}00004 \text{ ампера.}$$

Как мы видим, сила тока получается очень небольшая, и действие этого тока на стрелку тоже весьма слабое. Обыкновенное магнитное поле при подобных опытах бывает в 100 000 раз слабее земного магнитного поля, чем и объясняется трудность подобных опытов.

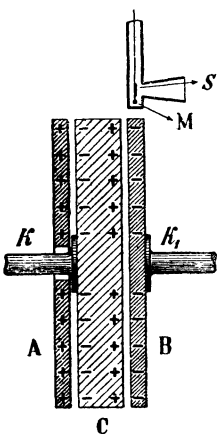


Рис. 306. Магнитное действие движущихся поляризованных диэлектриков.

283. Движение диэлектриков. — Если между дисками A и B поместить диэлектрик C (рис. 306), с диэлектрической постоянной ε, то емкость конденсатора AB, а также и заряд e, при той же разности потенциалов V, увеличится в ε раз. Соответственно с этим, при движении обкладок A и B и неподвижном диэлектрике C, сила конвекционного тока и его магнитные действия будут в ε раз больше; мы получим

$$J = \varepsilon ne.$$

При этом, как мы знаем, сам диэлектрик, помещенный между заряженными плоскостями A и B, тоже зарядится, причем количество электричества на каждой его поверхности будет $(\varepsilon - 1)e$ [1]. Эти заряды диэлектрика

[1] Это следует, например, из формул, данных для плотности фиктивных зарядов — $\sigma_1 = kE$ — на стр. 55. Отсюда $4\pi\sigma_1 = 4\pi kE = (\varepsilon - 1)E$. С другой стороны, $4\pi\sigma = \varepsilon E$ (стр. 54); следовательно: $\sigma_1 = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}\sigma$.

мы назвали *фиктивными* (стр. 52) потому, что они неотделимы друг от друга, как отделимы *действительные* заряды в проводниках. Впрочем, хотя в диэлектриках, помещенных в электрическое поле, заряды и не расходятся друг от друга на заметное расстояние, тем не менее они *смещаются* немного, оставаясь в молекулярных пределах.

Опыт показывает, что и фиктивные заряды при своем движении тоже дают магнитное поле по закону Био и Савара. Если в описанном выше приборе (рис. 306) диэлектрический диск C привести *во вращение, оставив обкладки конденсатора* A и B в покое, то магнитная стрелка M тоже отклоняется, но значительно слабее, чем при вращении дисков A и B в отдельности. Дело в том, что в данном случае не только самый конвекционный ток слабее, ибо теперь количество движущегося электричества $-(\varepsilon-1)e$, но, кроме того, при вращении диска C на стрелку M действуют одновременно два тока противоположных знаков, сила которых равна $-(\varepsilon-1)en$ на одной поверхности диэлектрика и $+(\varepsilon-1)en$ на другой поверхности.

Несмотря на малую величину получающегося при подобных опытах магнитного поля (около одной миллионной земного магнитного поля), оно было обнаружено Рентгеном и измерено А. Эйхенвальдом.

А. Эйхенвальд исследовал также магнитное действие целого заряженного конденсатора, вращающегося вместе со своим диэлектриком. В этом случае на магнитную стрелку будут действовать одновременно и действительный и фиктивный конвекционные токи. У каждой плоскости на границе обкладки и диэлектрика мы получим два тока, из которых один соответствует заряду обкладки $\pm\varepsilon en$, а другой соответствует заряду диэлектрика $\pm(\varepsilon-1)en$. Оба эти тока вместе эквивалентны одному току $J=\pm en$.

Это означает, что, несмотря на то, что при данной разности потенциалов V на каждой обкладке конденсатора помещается количество электричества εe, тем не менее движущийся вместе с диэлектриком конденсатор обнаруживает такое же магнитное действие, как будто его заряд равен e и движение обкладок происходит в пустоте, т. е. в чистом эфире, для которого $\varepsilon=1$.

Это обстоятельство тоже было подтверждено на опытах А. Эйхенвальда с большою точностью.

284. Ток смещения. — Принципиальное значение имеет еще следующий случай движения диэлектрика. Представим себе опять тот же диэлектрический диск C вращающимся между двумя парами неподвижных обкладок (рис. 307). Только теперь вместо целых дисков устроим обкладки из двух полудисков; каждую пару противостоящих

полудисков зарядим электричеством, и притом так, чтобы в одной половине конденсатора, например, в верхней, электрическое поле было направлено от A к B, тогда как в другой половине — от B_1 к A_1. При движении в таком поле по направлению v, указанному стрелкой, диэлектрик C, проходя через линию ab, должен будет перезарядиться. При этом положительное электричество диэлектрика, сместившееся к A_1, должно будет у линии ab перейти на другую сторону и сместиться к B; отрицательное электричество перейдет от B_1 к A. Вследствие этого, по линии ab, которая вместе с неподвижными обкладками конденсатора тоже остается неподвижной в пространстве, мы будем иметь постоянный ток электричества по направлению от a к b. Этот ток, обусловленный переменою смещения электричества в диэлектрике называется, *током смещения*.

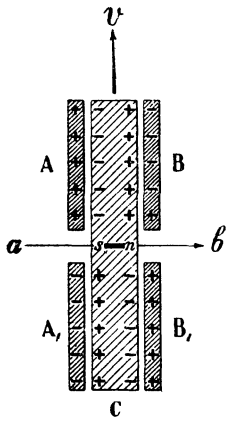


Рис. 307. Ток смещения в диэлектрике C.

Сила этого тока определится в данном случае таким образом: ток положительного электричества от B к A будет $(\varepsilon - 1)ne$, и в то же время ток отрицательного электричества от A к B будет $(\varepsilon - 1)ne$; следовательно, полная сила тока смещения от A к B будет в этом случае $J_1 = 2(\varepsilon - 1)ne$.

Опыт показывает, что если вблизи линии ab поместить магнитную стрелку ns, то она отклоняется так же, как если бы ток J_1 был обыкновенный гальванический ток. Таким образом ***токи смещения тоже производят магнитные действия по закону Био и Савара.***

Магнитное действие токов смещения было обнаружено впервые тоже Рентгеном, а количественно подтверждено А. Эйхенвальдом в Москве, опыты которого здесь и описаны.

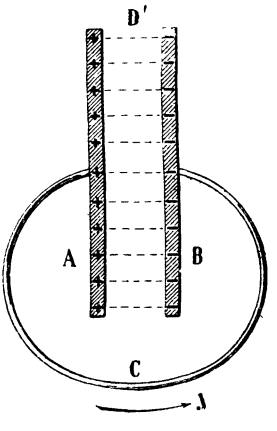


Рис. 308. Ток смещения.

В разобранном нами случае ток смещения происходит при движении диэлектрика, но такие же токи должны происходить при всякой перезарядке, т. е. при всякой перемене поляризации диэлектрика. Так, например, если мы имеем заряженный конденсатор (рис. 308) и соединим на короткое время t его обкладки проводником, то по этому проводнику потечет гальванический ток J, но в то же время в самом диэлектрике конденсатора изменится электрическое поле. Таким образом одновременно с гальваническим током в проводнике мы получим ток смещения в диэлектрике;

Существенное отличие этого последнего случая от предыдущего заключается в том, что здесь изменение электрического поля будет иметь место не только в материале диэлектрика, но и в самом эфире.

Найдем соотношение между силою тока в проводнике и изменением электростатической индукции в диэлектрике со временем.

Так как количество электричества e связано с электростатической индукцией формулой (стр. 51)

$$e = \frac{DS}{4\pi} = \frac{N_e}{4\pi},$$

где N_e есть поток электростатической индукции, то сила тока

$$J = \frac{e}{t} = \frac{N_e}{4\pi t} = \frac{N_e'}{4\pi}.$$

Здесь N_e' обозначает быстроту изменения величины N_e.

Эта величина J названа Максвеллом тоже *током смещения*. Как видим, максвелловский ток смещения равен быстроте изменения потока электростатической индукции со временем, деленной на 4π.

Максвелловы токи смещения обнаруживаются в опытах Герца с электромагнитными волнами, о которых мы будем говорить подробно в главе VIII.

III. ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛА

285. Гипотезы Максвелла. — Мы переходим теперь к одной из самых важных по своим последствиям современных физических теорий, а именно, к теории Максвелла, предложенной им в 1863 г. и блистательно подтвержденной на опыте Герцем в 1888 г.

Теория Максвелла основана на двух гипотезах.

Первая гипотеза Максвелла состоит в том, что переменное электрическое поле, или так называемый *ток смещения* (см. выше), *образует вокруг себя такое же магнитное поле, как и гальванический ток*. Выражая эту гипотезу количественно, мы получаем *первое уравнение теории* Максвелла. Вспоминая, что из закона Био и Савара для гальванического тока мы вывели соотношение между магнитодвижущей силой $\mathcal{E}_m$ и силою тока J в таком виде (стр. 235):

$$\mathcal{E}_m = 4\pi J,$$

и подставляя сюда вместо J силу тока смещения

$$J = \frac{N_e'}{4\pi},$$

получаем:

$$\mathcal{E}_m = N_e',$$

Это и есть *первое уравнение* Максвелла.

Вторая гипотеза Максвелла касается электромагнитной индукции.

Мы знаем, что в замкнутом проводнике, помещенном в переменном магнитном поле, возникает индукционный ток, и мы приписали это возникновение особой электродвижущей силе индукции (стр. 255)

$$\mathcal{E}_e = -\frac{N_m}{t} = -N_m'.$$

По второй гипотезе Максвелла эта электродвижущая сила обусловливает собою прежде всего электрическое поле, и под влиянием этого электрического поля в проводнике и начинает двигаться электричество, т. е. возбуждается электрической ток. Такая же электродвижущая сила и такое же электрическое поле возникают, по Максвеллу, не только в проводниках, но и в изоляторах, помещенных в переменном магнитном поле; однако в изоляторах электричество течь не может, а может лишь немного смещаться.

Итак, *переменное магнитное поле образует вокруг себя электрическое поле*; электродвижущая сила в этом поле определяется так:

$$\mathcal{E}_e = -N_m'.$$

Это и есть *второе уравнение* Максвелла.

Электрическое и магнитное поле оказываются таким образом, по Максвеллу, взаимными; при изменении одного из них появляется другое.

286. Формула Дж. Томсона. — Вышеприведенные два основных уравнения Максвелла можно написать несколько в иной форме, которая для наших целей будет более удобна. При этом мы будем пользоваться представлением о движении электрических и магнитных линий сил. Такое представление уже встретилось нам (стр. 256) при изучении законов индукционных токов; оно было введено в науку Фарадеем и обладает замечательной наглядностью. Как это показал Дж. Томсон, его можно применить к определению магнитного поля какого угодно тока: гальванического, конвекционного или тока смещения.

Мы будем исходить из формулы Био и Савара, в которой для силы воздействия между зарядом e, движущимся со скоростью v, и полюсом m дано выражение (стр. 295, **272**):

$$F = \frac{me}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \sin\,(vr),$$

где количество электричества e выражено в абсолютных электростатических единицах, а $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$.

Напряжение магнитного поля движущегося заряда будет

$$M = \frac{F}{m} = \frac{e}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \sin (vr).$$

В этой формуле величина $\frac{e}{r^2}$ есть не что иное как электростатическая индукция $D = \varepsilon E$, направление которой совпадает с r.

Ввиду этого мы можем написать:

$$M = \frac{v}{c} \cdot \varepsilon E \sin (vE).$$

Взаимное направление трех величин, входящих в эту формулу, показано на чертеже 309, из которого видно, что при повороте ручки буравчика от v к E мы получаем поступательное движение буравчика по M.

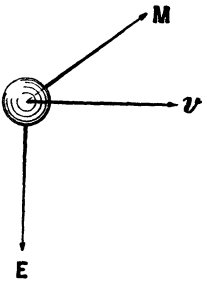


Рис. 309. **Магнитное поле, получающееся при движении электрического поля.**

В нашей формуле выражена мысль, что магнитное поле получается тогда, когда линии сил находятся в движении; поэтому может показаться, что там, где нет электрического поля E, не может быть и поля магнитного. Но такое заключение было бы неверно. Действительно, если в каком-нибудь месте мы имеем два равных и противоположных электрических поля $+E$ и $-E$, то сумма их равна нулю, и электростатического поля в этом месте мы наблюдать не будем. Тем не менее, если хотя одно из этих полей находится в движении, мы получим магнитное поле согласно вышеприведенной формуле.

Такой случай реализован, например, в опытах Роуланда (стр. 305), где магнитная стрелка M находится вне электрического поля и все же подвержена магнитному полю электрической конвекции.

287. Формула Лоренца. — Теперь преобразуем формулу Био и Савара, выражающую действие магнитного полюса m на движущийся заряд e. Мы знаем, что сила, приложенная к движущемуся заряду, т. е. к электрическому току (стр. 224, **205**), равна и противоположна F:

$$F_1 = -\frac{me}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \sin (vr).$$

В это выражение мы можем ввести магнитную индукцию

$$B = \mu M = \frac{m}{r^2},$$

которая тоже направлена по радиусу r, и написать:

$$F_1 = -e\frac{v}{c}\mu M \sin(vM).$$

Так как эта сила приложена к движущемуся электрическому заряду e, то Лоренц предложил считать ее по существу одинаковой со всякой другой силой, приложенной к заряду; а силу, приложенную к заряду, мы считаем обусловленной особым напряжением электрического поля, причем $F_1 = eE$. Это напряжение в данном случае будет равно

$$E = -\frac{v}{c}\mu M \sin(vM).$$

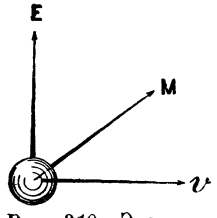


Рис. 310. Электрическое поле E, действующее на заряд, движущийся в магнитном поле.

Взаимное направление величин v, M и E показано на рис. 310 (ср. стр. 256, рис. 256).

Такое электрическое напряжение, между прочим, появляется и в проводниках, движущихся в магнитном поле, и обусловливает собою известные нам индукционные токи. В этом легко убедиться, если вспомнить, что, согласно воззрению Фарадея, в проводнике длиною l, пересекающем при своем движении магнитные линии сил, возникает электродвижущая сила (стр. 257)

$$V = Mlv \sin(vM);$$

а так как (стр. 70)

$$V = -El,$$

то в электростатических единицах получим

$$E = -\frac{v}{c}\mu M \sin(vM),$$

т. е. ту же формулу Лоренца.

288. Скорость распространения электромагнитного поля. Закон Максвелла. — Итак, мы теперь имеем два основных максвелловских уравнения в следующей упрощённой форме:

$$M = \frac{v}{c}\varepsilon E \sin(vE),$$

$$E = -\frac{v}{c}\mu M \sin(vM).$$

Обе эти формулы показывают, что продольное движение линий [$\sin(vE) = 0$] не дает никакого эффекта. Имея это в виду, назовем через v скорость, перпендикулярную к соответственным линиям, и положим $\sin(vE) = 1$, а $\sin(vM) = -1$; тогда получим:

$$M = \frac{v}{c}\varepsilon E,$$

$$E = \frac{v}{c}\mu M.$$

Остановимся несколько подробнее на смысле этих уравнений.

Для этого представим себе где-либо электрическое поле E, занимающее некоторое ограниченное пространство от точки O до точки c (рис. 311). Если линии сил свободны и не связаны никакими неподвижно закрепленными зарядами, то, очевидно, они не могут при этих условиях оставаться в покое, а будут взаимным давлением (стр. 299) друг на друга раздвигаться по направлению Ov, т. е. в ту сторону, где линий сил меньше. Но как только электрические линии сил придут в движение, тотчас же, согласно первому уравнению Максвелла, возникнут около точки c магнитные линии M, которые будут направлены перпендикулярно и к E и к скорости движения v, как это показано на чертеже.

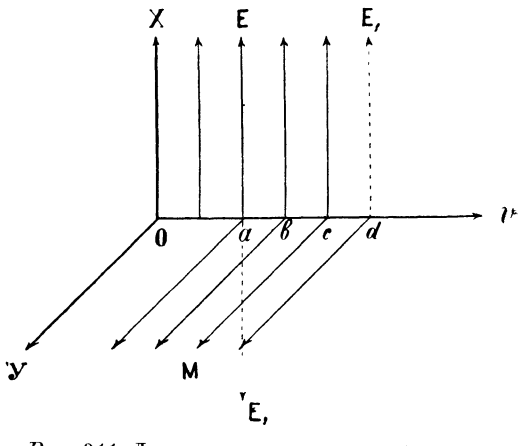


Рис. 311. Движение электромагнитного поля.

Полученные нами теперь магнитные линии тоже не могут оставаться в покое, а тоже придут в движение, причем линия cM будет сдвигаться по направлению cd, а линия bM — по направлению ba. Движения этих магнитных линий, согласно второму уравнению Максвелла, в свою очередь, произведут новое электрическое поле E_1, которое будет в точке d одинакового направления с E, а у точки a — направления противоположного. Следовательно, в a поле E будет уменьшаться, а в d оно будет увеличиваться; это уменьшение и увеличение полей будет происходить до тех пор, пока в точке d поле E_1 не сравняется с E, а в точке a новое поле E_1 не уничтожит прежн-

него поля E. В результате вместо прежнего поля $abcE$ мы получим новое поле $bcdE_1$; все поле как бы передвинется по направлению Ov.

Так как уравнения наши симметричны относительно E и M, то те же рассуждения приложимы и к магнитному полю.

Короче говоря, оба поля, связанные нераздельно вместе, будут двигаться с некоторою *общей* скоростью, которую мы назовем c_1 и которая должна быть такова, чтобы $E_1 = E$ и $M_1 = M$.

Итак, в обоих уравнениях Максвелла мы должны считать E одинаковыми, а также и M одинаковыми.

Принимая это во внимание и перемножая оба уравнения Максвелла, мы получаем искомую скорость распространения электромагнитного поля:

$$c_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}.$$

Это соотношение называется *законом* Максвелла.

Для чистого эфира $\varepsilon = \mu = 1$, а потому в эфире скорость распространения электромагнитного поля равна $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$, т. е. равна скорости распространения света.

Подставляя найденное c_1 в любое из уравнений Максвелла, имеем соотношение между напряжением электрического и магнитного поля во время совместного их движения:

$$\sqrt{\varepsilon}\, E = \sqrt{\mu}\, M.$$

Приведенные нами рассуждения совершенно аналогичны тем, которые применяются при объяснении распространения волн в воздухе или на поверхности воды. Если где-либо на поверхности воды имеется возвышение E, то оно не может оставаться в покое, а будет двигаться в ту сторону, где поверхность воды ниже. Но вместе с возникновением движения E появляется инерция M, благодаря которой возвышение E не уничтожится бесследно и не сравняется с общею поверхностью воды, а образует у соседней точки новое возвышение и т. д. В результате возвышение E как бы движется по поверхности воды со скоростью c_1.

Мы рассмотрели движение электромагнитного поля только в одну сторону, по направлению Ov (рис. 311), но на самом деле поле будет распространяться не по одной какой-либо линии, а во все стороны пространства, подобно тому как распространяются волны звука или света.

На рис. 312 изображен случай, когда первоначальное электрическое поле E_0 занимало некоторую часть пространства около точки O и было направлено вертикально. В этом случае давление линий сил будет раздвигать поле по всем горизонтальным направлениям. Электрическое поле, оставаясь вертикальным, распространяется в виде увеличивающихся в поперечном размере цилиндров.

Хотя в начальный момент было только одно электрическое поле E_0 без поля магнитного, тем не менее в дальнейшие моменты времени, при движении, часть электрической энергии переходит в ма-

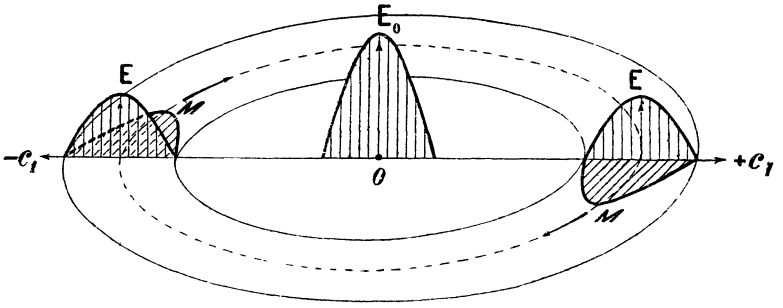


Рис. 312. Распространение электромагнитного поля.

гнитную. При этом магнитное поле образует в горизонтальных плоскостях постепенно увеличивающиеся круги, наподобие кругов, образующихся на поверхности воды.

289. Энергия электромагнитного поля. — Легко доказать, что в движущемся электромагнитном поле плотность энергии электрического поля равна плотности энергии магнитного поля. Так как (см. стр. 314)

$$\sqrt{\varepsilon}\, E = \sqrt{\mu}\, M,$$

$$W_e = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} = \frac{\varepsilon}{8\pi}\left(\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\, M\right)^2 = \frac{\mu M^2}{8\pi} = W_m.$$

Все эти соотношения верны только при одновременном и нераздельном движении обоих полей с общею скоростью c_1.

Полная плотность энергии электромагнитного поля в этом случае равна

$$W = W_e + W_m = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi} = \frac{\mu M^2}{4\pi}.$$

290. Теорема Пойнтинга. — Эта теорема устанавливает величину и направление *потока энергии* в электромагнитном поле. Для того,

чтобы уяснить себе смысл этой теоремы, мы обратимся к тому случаю электромагнитного поля, который рассмотрен нами в предыдущих параграфах.

Что касается до направления движения энергии, то из рис. 311 (стр. 313) видно, что линии сил, а следовательно, и заключавшаяся в них энергия всегда стремятся двигаться перпендикулярно к своему направлению. Поэтому мы можем сказать, что энергия электромагнитного поля движется перпендикулярно и к электрическому и к магнитному полю, и притом так (см. рис. 311 и 312), что если мы повернем ручку буравчика от E к M (на угол 90°), то поступательное движение буравчика укажет направление v движения энергии.

Кроме направления движения, необходимо еще знать, какое количество энергии, двигаясь по направлению v, проходит сквозь площадку в S *см*^{2}, поставленную перпендикулярно к этому движению; другими словами, какова величина *потока энергии*.

Если плотность энергии W, а скорость ее движения v, то, очевидно, сквозь площадку S в секунду пройдет вся энергия, заключенная в объеме vS (ср. стр. 43, **42**), и, следовательно, величина потока энергии будет

$$N_w = WvS.$$

Подставляя сюда значение W, получим:

$$N_w = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi} vS = \frac{\mu M^2}{4\pi} vS.$$

Заменив здесь εE через $\frac{c}{v} M$, взятое из первого уравнения Максвелла, или заменив μM через $\frac{c}{v} E$, взятое из второго уравнения, получим выражение потока энергии, данное впервые Пойнтингом:

$$N_w = \frac{EM}{4\pi} cS \frac{эрг}{сек}.$$

Пойнтинг доказал свою теорему для самого общего случая, но мы здесь не можем на этом останавливаться.

291. Электромагнитная масса. — Мы только что видели, что электрическое поле, находящееся в движении, обладает не только электрической, но и магнитной энергией, потому что всегда сопровождается магнитным полем. Отсюда следует, что если мы пожелаем какое-либо данное нам неподвижное электрическое поле привести в движение, то должны ему сообщить некоторую добавочную (магнитную) энер-

гию. Наоборот, для того, чтобы остановить движущееся электрическое поле, надо отнять от него его (магнитную) энергию движения. Мы видим, что эта добавочная энергия движения совершенно аналогична той кинетической энергии, которою обладает движущееся тело массы m. Для того, чтобы привести массу m в движение со скоростью v, или для того, чтобы остановить это движение, необходимо сообщить телу или отнять от него кинетическую энергию в количестве

$$W = m\frac{v^2}{2}.$$

Легко показать, что магнитная энергия движущегося электрического поля тоже пропорциональна квадрату скорости; действительно, если

$$M = \frac{v}{c}\varepsilon E,$$

то в объеме одного $см^3$ мы будем иметь магнитную энергию

$$W_m = \frac{\mu M^2}{8\pi} = \frac{v^2\varepsilon\mu}{c^2}\cdot\frac{\varepsilon E^2}{8\pi} = \frac{2W_e}{c_1^2}\cdot\frac{v^2}{2}.$$

Как видим, в этой формуле величина

$$m_0 = \frac{2W_e}{c_1^2}$$

играет ту же роль, что инертная масса в формуле кинетической энергии движущегося тела. Эта величина называется *электромагнитной массой* одного $см^3$ данного электрического поля.

Несмотря, однако, на такую аналогию между электромагнитной и инертной массами, между ними есть и существенная разница.

Действительно, магнитное поле M получается только тогда, когда скорость движения v перпендикулярна к электрическому полю E. Если же электрическое поле двигать вдоль его линий сил, то никакого магнитного поля, а следовательно, никакой электромагнитной массы мы не получим. Вообще же, при движении поля со скоростью v, образующею угол α с линиями сил, когда магнитное поле равно

$$M = \frac{v}{c}\varepsilon E\sin\alpha,$$

электромагнитная масса будет соответственно

$$m_\alpha = m_0\sin\alpha.$$

Вычислим, например, магнитную энергию шарового заряда, движущегося со скоростью v.

Так как электрическое поле заряда e направлено по радиусам, то, при движении заряда по какому-нибудь направлению со скоростью v, в каждой точке возникает магнитное поле, перпендикулярное и к E и к v, и напряжение этого поля будет

$$M = \frac{v}{c} E \sin \alpha.$$

Магнитные линии сил будут образовывать замкнутые круги, центры которых будут лежать на линии скорости v и плоскости которых будут перпендикулярны к этой линии (рис. 313).

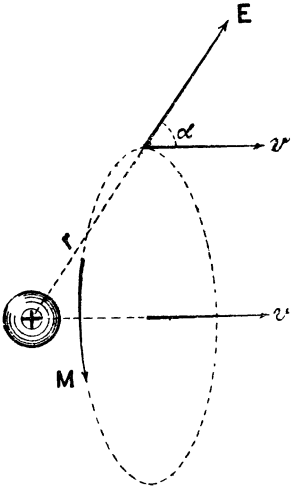


Рис. 313. Магнитное поле движущегося заряда.

Мы всегда имеем право разложить данное нам электрическое поле в каждой его точке на три составляющие, как, например, раскладывают силы. Для такого разложения мы выберем одно направление, параллельное скорости v, и два взаимно перпендикулярных направления, нормальных к этой скорости. Обозначая соответственные составляющие напряжения через E_v, E_n и E_m, можем написать:

$$E^2 = E_v^2 + E_n^2 + E_m^2.$$

Так как плотность энергии поля пропорциональна квадрату напряжения, то написанное нами равенство показывает, что можно плотность энергии поля рассматривать как состоящую из трех частей: одной продольной и двух поперечных.

Электрическая энергия шарового заряда была определена нами раньше (стр. 86, 79), и она оказалась равною

$$W = \frac{e^2}{2a},$$

где a — радиус заряженного шара. Так как поле движущегося заряда e симметрично расположено во все стороны этого заряда, то в среднем на каждую из вышеупомянутых частей энергии придется $\frac{1}{3}$ всей энергии заряда:

$$W_1 = \frac{1}{3} W = \frac{1}{3} \frac{e^2}{2a}.$$

Но продольная составляющая E_v не образует магнитного поля, между тем как каждая из поперечных составляющих E_m и E_n, перпендикулярных к скорости движения, имеет электромагнитную массу

$$\frac{2W_1}{c^2};$$

поэтому вся электромагнитная масса движущегося заряда будет:

$$m_0 = \frac{4W_1}{c^2} = \frac{2}{3}\frac{e^2}{ac^2}.$$

Мы предположили, что заряд e расположен на *поверхности* шара. Если бы тот же заряд был распределен равномерною плотностью во всем *объеме* шара, то, кроме наружного поля, мы получили бы еще электрическое и магнитное поле внутри шара, и расчет показывает, что в таком случае электромагнитная масса была бы в $^6/_5$ раза больше.

292. Электромагнитная масса при больших скоростях.—Все расчеты, которые мы привели в предыдущем параграфе, только приблизительны и верны только при скоростях движения, которые малы по сравнению со скоростью света. Дело в том, что одновременно с движением электрического поля магнитное поле не только появляется, но и сопровождает движущееся тело; но мы знаем, что при движении магнитного поля должно возникнуть новое электрическое поле, которое тоже будет двигаться и даст новое магнитное поле и т. д. В результате величина электромагнитной массы должна получиться *больше* той, которую мы рассчитали в предыдущем параграфе, и, кроме того, эта масса окажется зависимой от *скорости* движения.

Мы не будем приводить здесь расчета величины элекромагнитной массы, а дадим только формулу, полученную Эйнштейном на основании его теории относительности. Формула Эйнштейна, повидимому, наиболее точно подтверждается опытами, которые были произведены для определения электромагнитной массы быстро несущихся электронов (см. часть III).

Эйнштейн дал общее выражение для электромагнитного импульса, т. е. для произведения из массы на скорость движения, в следующем виде:

$$J = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}};$$

тогда для электромагнитной энергии получается формула:

$$W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}};$$

при малых скоростях мы можем представить это в виде:

$$W = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2 \left[1 + \frac{3}{4}\left(\frac{v}{c}\right)^2\right] + \ldots$$

Второй член этой формулы представляет собою обычную формулу кинетической энергии $\frac{1}{2} m_0 v^2$ тела, движущегося со скоростью v. Третий член указывает уже на изменение массы со скоростью. Впрочем, как видим, это изменение для обычных на земле и на небе скоростей ничтожно. Если даже принять громадную скорость в 300 километров в секунду, то отношение

$$\frac{v}{c} = \frac{3 \cdot 10^7}{3 \cdot 10^{10}} = 0{,}001,$$

а квадрат этой величины будет 0,000001, т. е. очень мал по сравнению с единицей. Только для очень быстро несущихся заряженных частиц, испускаемых радиоактивными телами (см. главу XI), для которых отношение e/m доходит до 0,95, электромагнитная масса оказывается уже заметно зависящей от скорости движения.

Наконец, что касается *первого* члена написанной выше формулы $m_0 c^2$, то он дает выражение энергии для покоящегося тела при $v = 0$. Таким образом по теории Эйнштейна каждое, даже *покоящееся* материальное тело массы m уже обладает энергией $m_0 c^2$. Эту энергию нужно себе представлять в виде электромагнитной энергии электрических и магнитных полей, скрытых внутри атомов тел.

Если принять формулу Эйнштейна, то оказывается, что в одном грамме массы любого тела содержится $9{,}10^{20}$ *эрг*, или приблизительно 10 биллионов килограммометров.

ПЕРЕМЕННЫЕ ТОКИ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

ПЕРЕМЕННЫЕ ТОКИ

I. О НЕКОТОРЫХ ФУНКЦИЯХ

293. Функция. — Когда какая-нибудь величина y зависит от другой величины x, то говорят, что y есть функция величины x, и обозначают

$$y = f(x).$$

Например, если какая-либо точка движется по прямой линии и мы обозначим через z расстояние движущейся точки от какой-либо начальной неподвижной точки, то для различного времени t и z будет различно; мы можем сказать, что расстояние точки есть функция времени:

$$z = f(t).$$

Очень удобно и наглядно изображать зависимость y от x или z от t графически, например, откладывая x по горизонтальному, а y — по вертикальному направлению; такой способ изображения мы уже применяли неоднократно (см., напр. рис. 187, стр. 199). Функция $y = f(x)$ изобразится, вообще говоря, кривою линиею.

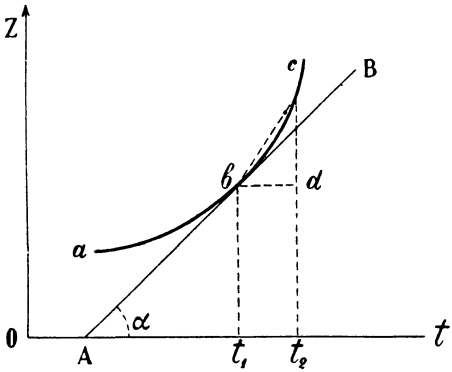


Рис. 314. Функция и ее производные.

294. Производная функция.—Пусть кривая abc (рис. 314) изображает зависимость расстояния z движущейся точки от времени t. Если взять два близких друг к другу положения точки z_1 и z_2 (на рисунке это соответствует b и c), которые она занимала в моменты времени t_1 и t_2, и затем разделить пройденный путь $z_2 - z_1 = cd$ на употребленное на это время $t_2 - t_1 = bd$, то, очевидно, в результате мы получим среднюю скорость точки за промежуток времени $t_2 - t_1$. На нашем чертеже получим:

$$v = \frac{z_2 - z_1}{t_2 - t_1} = \frac{cd}{bd} = \operatorname{tg} \angle dbc.$$

Мы видим, что средняя скорость v изображается на нашем чертеже тангенсом угла наклонения секущей bc к линии Ot.

Чем меньше взять этот промежуток времени, тем полученная нами средняя скорость будет ближе к истинной скорости. Мы можем сказать, что истинная скорость v в данный момент времени t_1 будет тот предел, к которому стремится вышенаписанное отношение при беспредельном уменьшении разностей

$$z_2 - z_1 \quad \text{и} \quad t_2 - t_1.$$

Такие беспредельно уменьшающиеся разности называются *дифференциалами* и обозначаются через dz и dt, а предел их отношения называется *производной от функции* z по t и обозначается так:

$$\frac{dz}{dt} = z' = f'(t).$$

На нашем чертеже, при беспредельном уменьшении $t_2 - t_1$, секущая bc обратится в касательную AB, и, следовательно, производная z' будет равна тангенсу угла наклонения касательной, проведенной к кривой, изображающей $z = f(t)$, в той точке, которая соответствует данному моменту времени t_1:

$$z' = \operatorname{tg} \alpha.$$

Величина $\operatorname{tg} \alpha$ будет, вообще говоря, различна в различных точках кривой, и мы можем сказать, что z' будет тоже функцией величины t. Эту новую функцию тоже можно изобразить графически некоторою кривою, и к этой производной кривой опять можно проводить касательные; тогда получим то, что называется *производною от производной, или второю производною от* z; это обозначается так:

$$z'' = \frac{dz'}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2}.$$

Очевидно, те же действия можно продолжать далее и получить целый ряд производных кривых и производных функций.

Если $z = f(t)$ представляется прямою линиею, например AB (рис. 314), то для всех ее точек угол α будет один и тот же, и, следовательно, производная $z' = \operatorname{tg} \alpha$ будет постоянной величиной.

В таких случаях можно написать:

$$z' = \operatorname{tg} \alpha = \frac{z_2 - z_1}{t_2 - t_1},$$

ибо средняя скорость и будет истинной скоростью.

Наконец, если само z все время постоянно, то оно изобразится прямою, параллельною оси Ot, для которой $\alpha = 0°$ или $180°$; в таком случае и $\operatorname{tg} \alpha$, и производная z' обращаются в нуль.

295. Примеры. — Производные функции встречаются очень часто. Мы только что видели, что скорость v есть производная от пройденного пути z по времени t. Точно так же легко сообразить, что ускорение a, равное приращению скорости в единицу времени, есть производная от скорости v по времени t, или вторая производная от пути по времени:

$$a = \frac{dv}{dt} = v' = z''.$$

Далее, сила тока J равна количеству электричества e, протекающему сквозь данное сечение проводника в единицу времени. Для постоянного тока мы имели

$$J = \frac{e}{t},$$

но если сила тока меняется, то отношение e к t дасть лишь среднюю силу тока за время t; в каждый момент времени сила тока будет

$$J = \frac{de}{dt}.$$

При изучении явлений индукции мы выяснили, что электродвижущая сила индукции равна быстроте уменьшения потока индукции N со временем, т. е.

$$\mathcal{E} = -\frac{N_2 - N_1}{t_2 - t_1}.$$

Если поток N уменьшается все время равномерно, то $\mathcal{E}$ будет постоянно, и наша формула вполне точно выражает величину электродвижущей силы индукции. Но в случае неравномерного изменения N наша формула дает лишь некоторую среднюю электродвижущую силу за время $t_2 - t_1$, истинную же электродвижущую силу в каждый данный момент времени t мы получим, если нарисуем кривую $N = f(t)$, показывающую, как изменяется поток индукции N со временем, и проведем касательную к этой кривой в той точке, которая соответствует данному t; тангенс угла наклонения этой касательной, взятый с обратным знаком, и будет равен электродвижущей силе индукции. Иначе говоря,

$$\mathcal{E} = -\frac{dN}{dt} = -N'.$$

Точно так же электродвижущая сила самоиндукции (стр. 251)

$$V = -L\frac{dJ}{dt} = -LJ'$$

равна коэффициенту самоиндукции L, умноженному на производную от силы тока по времени, взятую с обратным знаком.

Производные можно брать не только по времени, но и по другим величинам.

Пример такой производной мы имеем в *уклоне* местности. Если h означает высоту какой-либо точки данной местности, а x горизонтальное расстояние, то производная от h по x

$$h' = \frac{dh}{dx} = \operatorname{tg} \alpha$$

будет тангенс угла наклонения к горизонту той линии, которая получается в вертикальном разрезе местности, сделанном по линии x (стр. 72, рис. 62).

В электростатике мы имели напряжение электрического поля, равное падению потенциала на единицу длины вдоль линии сил (стр. 70, **68**),

$$E = -\frac{dV}{dl}.$$

В однородном поле (стр. 38, рис. 29) напряжение E постоянно, и кривая, выражающая зависимость $V = f(l)$, будет иметь везде касательные одинакового наклона α; следовательно, это будет прямая линия:

$$V = -El.$$

296. Интеграл. — По данной нам кривой $y = f(x)$ мы чертили производную кривую $y' = f'(x)$; но можно решить и обратную задачу: по данной производной $y' = f'(x)$ найти кривую y.

Например, такая задача представится, когда потребуется по данной скорости $v = f(t)$ определить путь z, пройденный за некоторый промежуток времени $t_2 - t_1$.

Увеличение, или, как говорят, приращение пути dz, очевидно, равно скорости v, умноженной на промежуток времени dt:

$$dz = v\,dt.$$

На рис. 315, изображающем производную кривую $v = f'(t)$, величина $v\,dt$ изобразится площадью небольшой полоски с основанием dt и высотою v. Отсюда ясно, что весь путь, пройденный за время $t_2 - t_1$, а именно $z_2 - z_1$, изобразится суммою всех dz или площадью $(v_1 t_1 t_2 v_2)$ между данной кривой и линией времен Ot. Такие непрерыв-

ные суммы целого ряда элементов dz и называются *интегралами* от dz и обозначаются знаком $\int$, напоминающим французскую букву S (somme). Итак,

$$z_2 - z_1 = \int_{t_1}^{t_2} dz = \int_{t_1}^{t_2} v\,dt = \text{площади } (v_1 t_1 t_2 v_2).$$

Обыкновенно внизу и вверху знака интеграла указывается, от какого и до какого предела величины t берется интеграл, или *интегрируется* функция v.

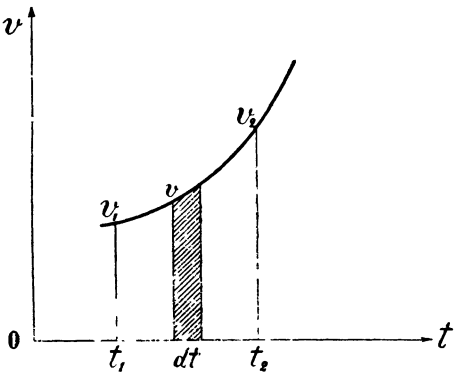


Рис. 315. Интегрирование.

Таким образом, измеряя целый ряд таких площадей в кривой v и нанося соответственные разницы $z_2 - z_1$ на бумагу, мы можем постепенным построением получить интегральную кривую z.

Для того, чтобы действительно выполнить такое построение, необходимо начать его с какой-либо точки z_1. Эта начальная величина z_1 должна быть указана в самой задаче. Если же такого указания не сделано, то можно начать с некоторой произвольной точки $z_1 = C$ и затем постепенно строить кривую

$$z = \int v\,dt + C.$$

От величины C форма получаемой кривой совсем не зависит, а от большего или меньшего значения C зависит лишь более или менее высокое положение всей кривой относительно оси Ot.

Величина C называется *произвольной постоянной интеграла*, а самый интеграл без указания пределов интегрирования называется *неопределенным интегралом*.

297. Примеры. — Мы уже привели в предыдущем параграфе один пример интеграла, а именно интеграл $v\,dt$, который представлял собою разность между конечным и начальным расстоянием точки от начала O.

Рассмотрим теперь движение точки с постоянным ускорением

$$a = \frac{dv}{dt}.$$

Функция a будет изображаться прямою линиею (рис. 316), параллельною оси Ot на расстоянии $OA = a$.

Для того, чтобы узнать, как меняется скорость со временем, мы должны нарисовать кривую

$$v = \int dv = \int a\, dt.$$

Мы предположим, что в момент $t_1 = 0$ скорость тоже была равна нулю: $v_1 = 0$. В таком случае величина скорости будет расти со временем так, как растет площадь четыреугольника $(OtaA)$ по мере передвижения линии (ta) вправо. Следовательно,

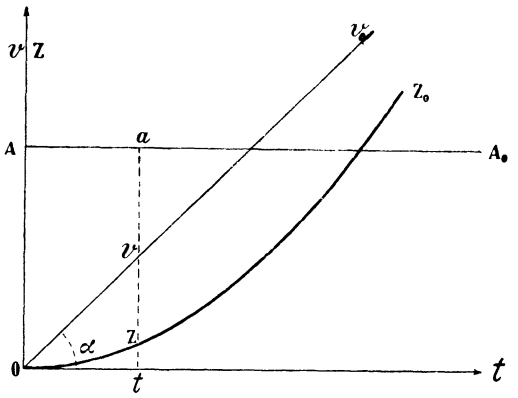


Рис. 316. Диаграмма равноускоренного движения.

$$v = at.$$

Это означает, что скорость будет расти пропорционально времени и будет изображаться прямою линией Ov, проведенной из точки O, где $t = 0$, под углом α, причем

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dv}{dt} = a.$$

Для определения пути, пройденного точкою, нам необходимо начертить кривую

$$z = \int dz = \int v\, dt = \int at\, dt.$$

Опять предположим, что в момент $t_1 = 0$ точка начала свое движение с $z_1 = 0$. В таком случае путь z будет расти со временем так, как растет площадь треугольника (Otv), по мере передвижения линии (tv) вправо.

Следовательно,

$$z = \frac{vt}{2} = \frac{at^2}{2}.$$

Эта зависимость изобразится кривою OZZ_0, которая называется параболою.

298. Пример заряженного слоя. — Полученные нами выражения для скорости и пройденного пути при равноускоренном движении рассматриваются также и в элементарной механике. Но очевидно, что формулы и кривые, полученные нами, могут быть применяемы и для решения других аналогичных вопросов физики.

Мы рассмотрим следующий случай, который встретится нам ниже в главе о разрядах в газах.

Пусть между двумя параллельными плоскостями A и B (рис. 317) находятся электрические заряды, распределенные с некоторою равномерною объемною плоскостью ρ. Вследствие симметрии все линии сил будут параллельны оси OX и притом будут итти в одинаковом количестве как по $+X$, так и по $-X$. Начала этих линий будут распределены равномерно во всем объеме между A и B.

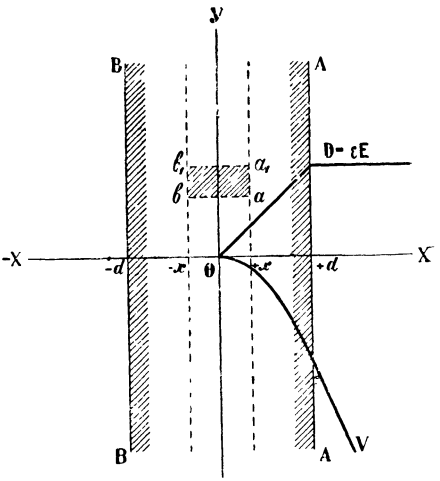


Рис. 317. Диаграмма заряженного слоя.

Выделим мысленно в середине слоя AB небольшой цилиндрик aa_1b_1b, с основаниями aa_1 и bb_1, равными одному квадратному сантиметру. Если длина этого цилиндра равна $2x$, то и объем его тоже равен $2x$; заряд его равен $2\rho x$. Число линий сил, выходящих из него, будет $4\pi 2\rho x$, причем половина их будет выходить через aa', а другая половина — через bb'.

Число линий, проходящих сквозь квадратный сантиметр, равно индукции поля D (стр. 41, **41**). Следовательно, у плоскости a индукция

$$D = \varepsilon E = 4\pi\rho x.$$

Эта формула показывает, что у плоскости OY, где $x = 0$, индукция $D = 0$, а дальше эта индукция растет пропорционально x.

Определим, как будет изменяться потенциал V, приняв, что при $x = 0$ и $V = 0$; кроме того, положим $\varepsilon = 1$.

Так как

$$E = -\frac{dV}{dx},$$

то

$$V = -\int E\,dx = -\int 4\pi\rho x\,dx.$$

Эта задача, как видим, вполне аналогична задаче о пройденном пути s при равноускоренном движении (стр. 328), только теперь вместо ускорения a у нас написано $4\pi\rho$, а вместо времени t у нас расстояние x. Имея это в виду, можем написать.

$$V = -2\pi\rho x^2.$$

На рис. 317 нарисованы линии, показывающие изменение D и V в зависимости от x.

Снаружи слоя AB, где нет зарядов, для $x > d$ мы получим постоянное поле

$$D = \varepsilon E = 4\pi\rho d$$

и равномерное падение потенциала по прямой линии (ср. стр. 46, **46**).

299. Изотермическое сжатие газа.—Полезно будет разобрать следующий важный случай. Пусть нам дан некоторый объем газа v_1, и мы сжимаем его до некоторого объема v_2, причем поддерживаем его температуру постоянной. При таком (изотермическом) сжатии, произведение из объема газа на его давление, по закону Бойля-Мариотта, останется неизменным,

$$p \cdot v = K.$$

Определим ту работу, которую нам нужно затратить при указанном сжатии. Для этого представим себе, что сжатие газа происходит при посредстве поршня, имеющего площадь S, и что этот поршень прошел путь l. Если бы давление p оставалось постоянным, то сила pS, которую мы должны прилагать к поршню, тоже была бы постоянна, и работа этой силы была бы

$$W = pSl = p(v_1 - v_2),$$

где $v_1 - v_2$ объем, описанный поршнем. Но на самом деле p не постоянно, а меняется с изменением объема по закону

$$p = \frac{K}{v},$$

и наша формула здесь не применима. Однако, если мы будем рассматривать такое малое изменение объема dv, при котором давление p можно считать постоянным, то можем написать для работы:

$$dW = p\,dv,$$

а затем взять сумму, или интеграл, всех этих элементарных работ dW между пределами сжатия v_1 и v_2:

$$W = \int_{v_1}^{v_2} K \frac{dv}{v}.$$

Для вычисления этого интеграла мы поступим следующим образом. Начертим кривую зависимости давления p от объема v (рис. 318). Полученная нами кривая, обладающая свойством $pv = K$, называется ***гиперболой***. Площадь, ограниченная этой гиперболой, линией Ov и двумя вертикальными линиями, проведенными на расстоянии dv друг от друга, будет представлять собою $dW = p\,dv$, а площадь $p_2v_2v_1p_1$ будет равна всей искомой работе W.

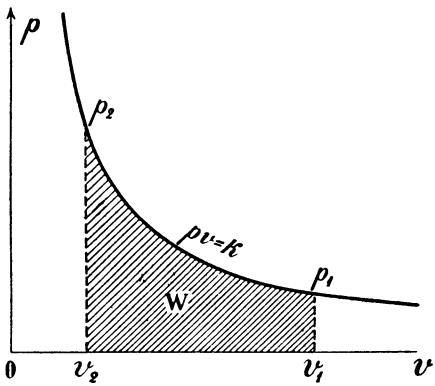


Рис. 318. Работа при изометрическом сжатии газа.

Проведем мысленно целый ряд вертикальных линий так, чтобы все n отделяемых или элементарных площадей dW были равны между собою; тогда

$$W = n\,dW.$$

Соответствующие этим равным площадям изменения объема будут, конечно, разные, а именно:

$$dv = \frac{v}{K} dW = \frac{v}{K} \cdot \frac{W}{n}.$$

Если объем, соответствующий первой вертикальной линии, равен v_2, то для второй линии деления получим

$$v_2 + dv_2 = v_2 \left(1 + \frac{W}{Kn}\right);$$

на третьей линии получим

$$v_3 + dv_3 = v_2 \left(1 + \frac{W}{Kn}\right)^2$$

и т. д.; и наконец, на $(n+1)$-й линии мы должны получить начальный объем газа v_1; следовательно,

$$v_1 = v_2\left(1+\frac{W}{Kn}\right)^n.$$

Положим здесь

$$\frac{W}{Kn}=\frac{1}{m},\ \text{откуда}\ n=\frac{W}{K}m;$$

тогда получим:

$$v_1 = v_2\left[\left(1+\frac{1}{m}\right)^m\right]^{\frac{W}{K}}.$$

Чем большее число частей n мы возьмем, тем точнее будут наши вычисления, потому что тем меньшие изменения давления p будут иметь место в пределах каждого изменения объема dv. Но при возрастании n будет возрастать и m, а величина $\left(1+\frac{1}{m}\right)^m$ будет приближаться к своему предельному значению, когда m равно бесконечности. В курсах анализа доказывается, что предельное значение этого выражения равно

$$e = 2{,}71828.$$

В справедливости этого можно убедиться и на опыте.

Подставляя	получаем:
$m=1$	$\left(1+\frac{1}{m}\right)^m = 2{,}000$
$=10$	$=2{,}594$
$=100$	$=2{,}705$
$=1\,000$	$=2{,}717,$

откуда видим, что рассматриваемая величина по мере увеличения m все ближе и ближе подходит к своему предельному значению $e=2{,}718$, которое соответствует m, равному бесконечности; но уже при $m=1\,000$ мы очень близки к этому пределу.

Это число e принято за основание системы логарифмов, которые называются натуральными, или неперовыми, логарифмами и обозначаются знаком lg; обыкновенные же, бригговы логарифмы, в которых за основание принято число 10, мы будем обозначать Lg.

Для того, чтобы из имеющихся в таблицах бригговых логарифмов получить логарифмы натуральные, необходимо разделить бригговы логарифмы на величину $\mathrm{Lg}(e)=\mathrm{Lg}\ (2{,}71828)=0{,}43429$.

Возвращаясь к нашей задаче, имеем:

$$v_1 = v_2 e^{\frac{W}{K}}$$

или, обозначая через W_{12} работу, затрачиваемую на сжатие от объема v_1 до объема v_2, получим:

$$W_{12} = K(\lg v_1 - \lg v_2).$$

Для неопределенного интеграла получаем выражение:

$$W = K\int\frac{dv}{v} = K\lg v.$$

Это означает, что если нам дана кривая

$$p = \frac{K}{v},$$

т. е. *гипербола*, то ее интегральная кривая будет *логарифмика:*

$$W = K\lg v.$$

Наоборот, если нам дана кривая

$$y = K\lg x,$$

то ее производная кривая будет

$$y' = \frac{K}{x}.$$

300. Свойства кривой e^{-x}. — Если в предыдущих формулах положить $K = 1$, то получим кривую

$$y = \lg x,$$

изображенную на рис. 319 (стр. 334).

Для этой кривой производная

$$y' = \operatorname{tg}\alpha = \frac{1}{x}.$$

Повернем теперь весь рис. 319 на 90° так, чтобы ось $+X$ легла на ось $+Y$, тогда ось $+Y$ ляжет на ось $-X$, и наша кривая, не изменяя своей формы, обратится в кривую, изображенную на верхней

половине рис. 320; формулы для этой кривой получим, заменяя в вышеприведенных выражениях x через y, а y через $-x$:

$$-x = \lg y$$

или

$$y = e^{-x}$$

Угол α, образуемый касательной этой кривой с новою осью OY, будет тот же, который эта касательная прежде образовала с прежней осью OX, т. е. α; только теперь, после замены x через y,

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{1}{y}.$$

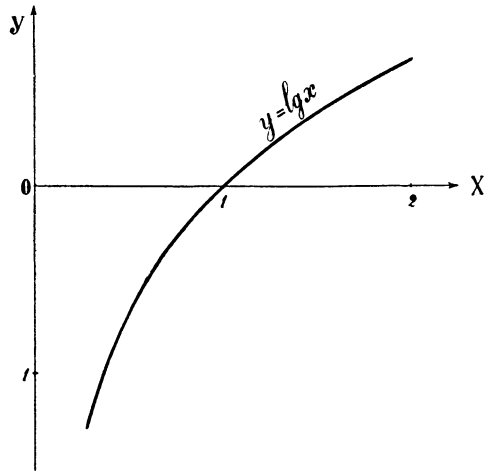


Рис. 319. Логарифмика.

Угол β, образуемый этой касательной с новою осью OX, будет

$$\beta = \alpha + 90;$$

$$\operatorname{tg}\beta = -\frac{1}{\operatorname{tg}\alpha} = -y.$$

Отсюда заключаем, что производная кривой

$$y = e^{-x}$$

будет

$$y' = -y = -e^{-x}.$$

Точно так же значение второй производной получится:

$$y'' = -y' = +y = e^{x}$$

и т. д.

Итак, кривая e^{-x} обладает тем свойством, что ее производная кривая представляет собою ту же кривую e^{x}, но расположенную симметрично относительно первой кривой, по другую сторону оси OX (см. рис. 320, нижнюю половину).

Если уменьшить все размеры чертежа, т. е сжать его, по направлению OX в a раз, то, очевидно, мы получим кривую

$$y = e^{-ax},$$

которая будет тем круче, чем больше a.

На рис. 321 изображена функция e^{-ax} при различных значениях a.

Если увеличить все размеры чертежа, т. е. растянуть его по направлению OY, то получим кривую

$$y = Ae^{-ax},$$

причем для $x = 0$ будем иметь $y = A$.

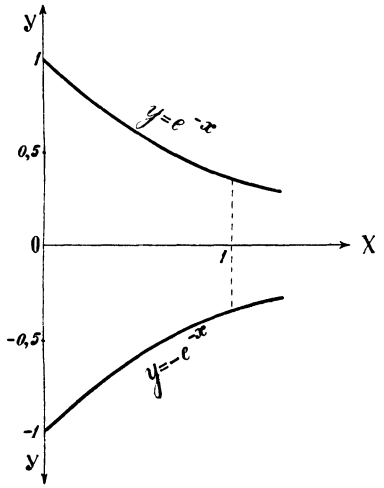


Рис. 320. Кривая $y = \pm e^{-x}$.

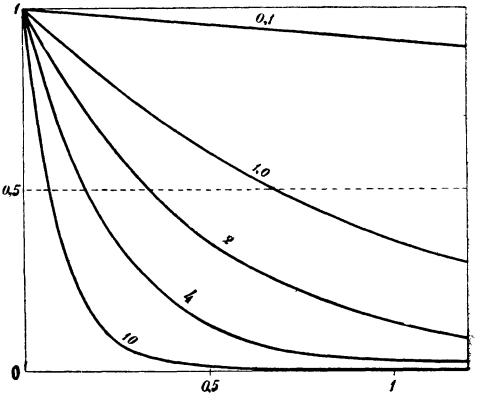


Рис. 321. Функция e^{-ax}.

Легко вывести таким же образом, что для этой последней функции

$$y' = -Aae^{-ax} = -ay,$$
$$y'' = +Aa^2e^{-ax} = +a^2y.$$

Эти формулы нам понадобятся ниже.

301. Замыкание цепи. — Как пример применения выведенных нами формул, рассмотрим случай цепи (стр. 262, **240**), в которой сопротивление R и самоиндукция L и которая замыкается на элемент с электродвижущей силой E. В такой цепи, кроме электродвижущей силы E и происходящей от нее силы тока

$$J_0 = \frac{E}{R},$$

будет действовать еще электродвижущая сила самоиндукции $-LJ_1'$ (стр. 261, **238**), где J_1' есть быстрота увеличения силы тока со временем, т. е. производная от силы тока J_1 по времени. Благодаря электродвижущей силе $-LJ_1'$ в нашей цепи появится экстраток замыкания

$$J_1 = -\frac{L}{R}J_1',$$

или

$$J_1' = -\frac{R}{L} J_1.$$

Сравнивая это уравнение с выше рассмотренным уравнением

$$y' = -ay,$$

мы видим, что этот экстраток будет изменяться со временем по закону

$$J_1 = -Ae^{-\frac{R}{L}t},$$

где A — начальное значение экстратока, когда $t = 0$. Но вначале, т. е. в момент замыкания, сила тока в цепи равна нулю, или мы можем сказать, что в момент замыкания экстраток замыкания равен и противоположен главному току J_0. Итак, когда $t = 0$ и когда $J_1 = -A$.

$$J_1 = -J_0.$$

Отсюда видим, что

$$A = J_0$$

и, следовательно,

$$J_1 = J_0 e^{-\frac{R}{L}t}.$$

Во все дальнейшие моменты времени, после замыкания, в цепи будут итти оба тока J_0 и J_1, и мы будем иметь:

$$J = J_0 - J_1 = J_0\left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right).$$

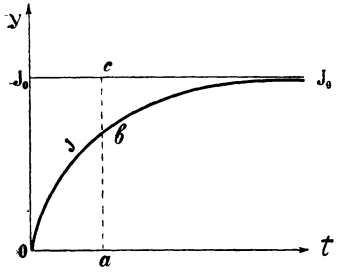


Рис. 322. Сила тока при замыкании цепи.

На рис. 322 показано изменение силы тока со временем при замыкании цепи. При этом $ac = J_0$, $bc = J_1$ и $ab = J$.

Мы уже указывали, что обыкновенно ток J очень быстро приближается к J_0, или, иначе говоря, экстраток замыкания быстро затухает. Для расчета прологарифмируем выражение для J_1:

$$\mathrm{Lg}\left(\frac{J_1}{J_0}\right) = -\frac{R}{L} t \mathrm{Lg}\,(e).$$

Если спросить себя, через сколько секунд сила тока уменьшится вдвое и в десять раз, то получим соответственно:

$$\frac{R}{L} t_1 = \frac{\mathrm{Lg}\,2}{\mathrm{Lg}\,e} = 0{,}7; \qquad \frac{R}{L} t_2 = \frac{\mathrm{Lg}\,10}{\mathrm{Lg}\,e} = 2{,}3.$$

Если цепь наша имеет сопротивление $R = 10$ омов и самоиндукцию $L = 1$ генри, вообще, если отношение

$$a = \frac{R}{L} = 10,$$

то уже через $t_1 = 0{,}07$ секунды сила экстратока J_1 уменьшится вдвое, а через $t_2 = 0{,}23$ секунды она будет уже в 10 раз меньше своей начальной величины. Другими словами, через 0,23 секунды сила тока J в цепи будет составлять 0,1 J_0; точно так же через 0,46 секунды мы получим $J = 0{,}01 J_0$ и т. д.

Этот пример ясно показывает, насколько быстро в рассмотренной цепи устанавливается нормальная сила тока.

II. ГАРМОНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

302. Гармонические колебания.— Хотя теория гармонических колебаний и излагается в других отделах физики, как, например, при изучении маятника, а также в акустике и оптике, тем не менее мы считаем нужным изложить ее здесь еще раз, потому что без ясного представления о колебательном движении вообще нельзя приступать к изучению переменных токов, электрических колебаний и волн.

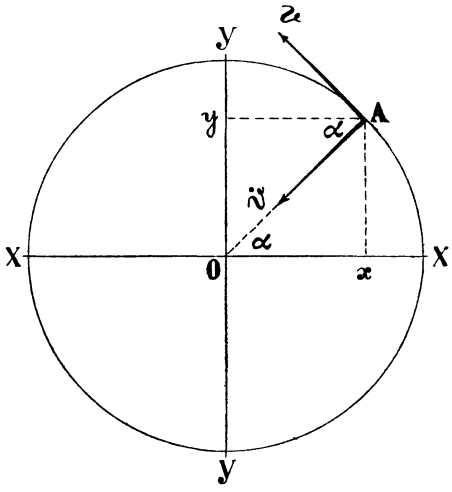


Рис. 323. Колебания точки x.

Пусть по окружности (рис. 323) радиуса $OA = A$ равномерно движется точка A, описывая полный круг в некоторое время T.

Положение этой точки на окружности мы можем определить углом α, который образует радиус OA с выбранным нами каким-нибудь начальным диаметром XX.

Угловая скорость движения радиуса OA, который описывает угол 2π во время T, будет, очевидно,

$$a = \frac{2\pi}{T}.$$

Величина a равна углу, который радиус OA описывает в одну секунду; поэтому, если радиус OA описал угол α в некоторое время t *сек*, то

$$\alpha = \frac{2\pi}{T} t = at.$$

Скорость точки A по окружности определится делением длины окружности $2\pi A$ на время полного оборота T:

$$v = A \frac{2\pi}{T} = Aa.$$

Ускорение точки A направлено к центру (центростремительное ускорение) и равно, как известно, квадрату скорости, деленному на радиус описываемого круга; поэтому ускорение v' можно представить следующими формулами:

$$v' = \frac{v^2}{A} = A \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = Aa^2.$$

Теперь рассмотрим движение точки x, которая представляет собою основание перпендикуляра, опущенного из точки A на начальный диаметр XX. При движении точки A по окружности, точка x — проекция точки A на ось XX — будет совершать колебания.

Положение точки x мы будем определять расстоянием ее от центра круга, которое мы назовем тоже через x. Очевидно

$$x = A \cos \alpha = A \cos \left(\frac{2\pi}{T}\right) t = A \cos at.$$

Скорость x' движения точки x будет равна проекции скорости точки A на диаметр XX. Принимая во внимание, что на рис. 323 движение и скорость точки x направлены в сторону уменьшения x, получим

$$x' = -v \sin \alpha = -A \left(\frac{2\pi}{T}\right) \sin \left(\frac{2\pi}{T}\right) t = -Aa \sin at.$$

Ускорение x'' точки x, точно так же, как и скорость, равно проекции ускорения точки A на линию XX; следовательно,

$$x'' = -v' \cos \alpha = -A \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 \cos \left(\frac{2\pi}{T}\right) t = -Aa^2 \cos at = -a^2 x.$$

Рассмотренное нами колебательное движение точки x по линии XX называется *гармоническим колебанием* и представляет собою основной тип колебаний всякого рода.

Предлагаем читателю самому убедиться в том, что если бы мы брали проекцию точки A не на горизонтальную, а на вертикальную линию OY, то получили бы колебание точки в таких выражениях:

$$y = A \sin at,$$

скорость

$$y' = Aa \cos at$$

и ускорение

$$y'' = -Aa^2 \sin at = -a^2 y.$$

303. Свойства гармонических колебаний. — Из полученных нами выражений для скоростей и ускорений точек x и y легко усмотреть следующие два общих правила:

1) производная от $\sin at$ по времени равна $a \cos at$,

2) производная от $\cos at$ равна $-a \sin at$.

Предлагаем читателю это проверить.

Что же касается вторых производных, то, как для $x = A \cos at$, так и для $y = A \sin at$, мы имеем:

$$x'' = -a^2 x,$$

$$y'' = -a^2 y,$$

т. е. ускорение и отклонение пропорциональны друг другу, но противоположны по направлению [1], причем коэффициент пропорциональности по своей абсолютной величине равен

$$a^2 = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2.$$

Это — основное свойство гармонического движения.

304. Колебания магнитной стрелки. — Как пример гармонического колебания рассмотрим колебания магнитной стрелки. Пусть на стрелку с магнитным моментом P действует магнитное поле с напряжением M; тогда (стр. 186) момент действующих сил будет:

$$K = -MP \sin \alpha.$$

Знак минус означает, что момент сил стремится уменьшить угол α (стр. 185, рис. 175).

Эти силы приведут стрелку в движение и сообщат ей некоторое угловое ускорение α''. Если момент инерции системы, т. е. стрелки и соединенного с ней зеркальца или указателя, обозначить через I, то,

[1] Вспомним (стр. 335, **300**), что для функции $y = e^{-ax}$ мы имели $y'' = +a^2 y$.

согласно законам механики, момент сил K равен моменту инерции I, умноженному на угловое ускорение α'':

$$I\alpha'' = -MP\sin\alpha.$$

Для малых углов можно положить $\sin\alpha = \alpha$, и тогда

$$I\alpha'' = -MP\alpha.$$

Это уравнение показывает, что стрелка наша будет совершать гармонические колебания, потому что ускорение α'' здесь пропорционально отклонению α и противоположно ему по знаку.

Период колебания стрелки определится из уравнения

$$\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = \frac{MP}{I},$$

как это мы уже указали на стр. 186 и 276.

Время колебания данной стрелки равно

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{MP}};$$

T будет меньше в тех местах, где поле M сильнее.

Примечание. В обыкновенном физическом маятнике вместо момента $MP\sin\alpha$ действует момент $mgl\sin\alpha$ (см., напр., стр. 17, рис. 10), где l — расстояние точки привеса маятника от центра тяжести, m — масса, а g — ускорение силы тяжести. Для физического маятника, следовательно,

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgl}}.$$

Для математического маятника $I = ml^2$, и время колебания

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Это всем известная формула маятника.

Все эти формулы верны лишь постольку, поскольку $\sin\alpha$ можно заменить через α, т. е. для малых углов отклонения.

305. Термины.— Наибольшее отклонение точки x от центра, т. е. величина A, называется *амплитудою* колебания.

Время T, в которое точка A описывает полный круг, а точка x проходит диаметр два раза (туда и обратно), называется *периодом* колебания.

Если каждое колебание продолжается T секунд, то число колебаний в одну секунду будет

$$n = \frac{1}{T}.$$

Число колебаний в секунду называется иногда *частотою* колебания (Frequenz).

Угол $\alpha = \frac{2\pi}{T} t$ называется *фазой* колебания.

Если мы имеем два колебания, то они могут отличаться друг от друга *амплитудою*, *периодом* и *фазой*.

В звуке и свете амплитуда обусловливает собою силу звука или света, тогда как период обусловливает высоту звука и цвет света.

306. Разность фаз. — Положим, что нам даны колебания двух точек x_1 и x_2 (рис. 324) с одинаковым периодом, но точка x_2 начала свои колебания на некоторое время t_1 позже точки x_1. За это время точка x_1 уже успела пройти фазу

$$\varphi = \frac{2\pi}{T} t_1.$$

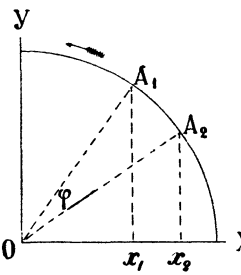


Рис. 324. Разность фаз.

Так как периоды T обеих точек одинаковы, то радиусы OA_1 и OA_2 будут двигаться с одинаковою скоростью, и угол φ между ними останется неизменным. Вследствие этого все фазы точки x_1 будут больше фаз точки x_2 на величину φ, и наши колебания можно изобразить так:

$$x_1 = A \cos at,$$

$$x_2 = A \cos (at - \varphi).$$

Угол φ называется *разностью фаз* данных двух колебаний.

Мы можем сказать, что величина x_2 *запаздывает* в фазе от величины x_1 или, наоборот, можно сказать, что x_1 *опережает* величину x_2 в фазе на угол φ.

Легко видеть, что когда $\varphi = 90°$, то из $\cos at$ делается

$$\cos\left(at - \frac{\pi}{2}\right) = \sin at;$$

точно так же из $\sin at$ делается

$$\sin\left(at - \frac{\pi}{2}\right) = -\cos at.$$

Когда $\varphi = 180°$, то величины x_1 и x_2 (безразлично $\sin at$ или $\cos at$) делаются противоположными по знаку.

307. Графическое изображение.—Величины, изменяющиеся по закону $\sin at$ или $\cos at$, изображают для наглядности чертежом, причем по горизонтальному направлению откладывают время t, а по вертикальному направлению соответствующие значения $x = A\cos at$ или $y = A\sin at$.

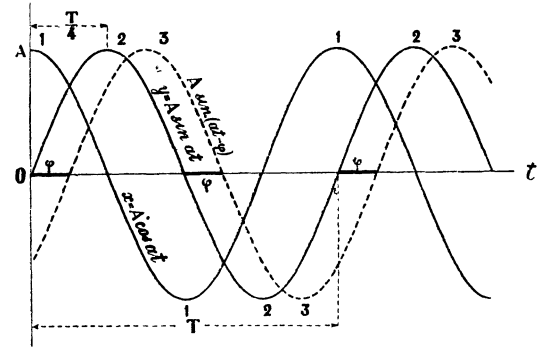


Рис. 325. **Графическое изображение колебаний.**

На прилагаемом рисунке 325 величина $x = A\cos at$ изображается кривою (1), которая называется косинусоидою, тогда как величина $y = A\sin at$ изображена кривою (2) — синусоидою. Обе эти кривые по форме своей совершенно одинаковы; только 2-я кривая сдвинута относительно первой по оси t на величину $\frac{T}{4}$, т. е. на четверть периода, что соответствует разности фаз $\varphi = 90°$, или $\frac{\pi}{2}$.

Кривая (3), проведенная пунктиром, сдвинута относительно кривой (2) на фазу φ и изображает, следовательно, $\sin(at - \varphi)$; мы можем сказать, что колебание (3) отстает от (2) по фазе на угол φ.

Наибольшие высоты этих кривых, считаемые от оси Ot, будут их амплитуды.

308. Средние величины. — Пусть какая-нибудь величина C меняется со временем, и мы изобразили это изменение графически кривою a (рис. 326). Если мы определим такое значение C_m, чтобы площадь abt_2t_1a, ограниченная нашей кривой и осью Ot, равнялась площади прямоугольного четыреугольника $(a_1b_1t_2t_1)$, то высоту этого четыреугольника $t_1a_1 = C_m$ мы будем называть *средним значением величины C за время $t_2 - t_1$*.

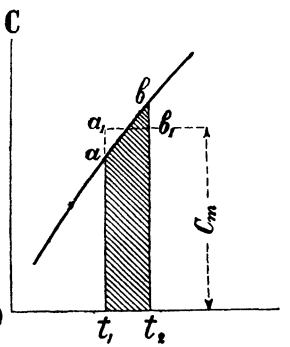


Рис. 326. **Определение средней величины.**

Очевидно, что среднее значение будет зависеть и от формы нашей кривой и от выбранного нами промежутка времени $t_2 - t_1$.

Рассмотрим несколько примеров таких средних величин.

309. Средние величины $\sin at$ и $\cos at$.—Пусть, например, нам дана скорость колеблющейся точки (рис. 327)

$$v = \frac{2\pi}{T} A \sin at = v_0 \sin at.$$

Здесь v_0 означает максимальную скорость точки, и A — амплитуду колебания,

$$v_0 = \frac{2\pi}{T} A.$$

Возьмем промежуток времени $t_2 - t_1$ настолько малым, чтобы скорость v_1 в его пределах можно было считать постоянной. Тогда за этот промежуток времени точка успеет пройти путь

$$l_1 = v_1 (t_2 - t_1),$$

который можно изобразить на нашем чертеже *площадью* небольшой вертикальной полоски $v_1 t_2 t_1$.

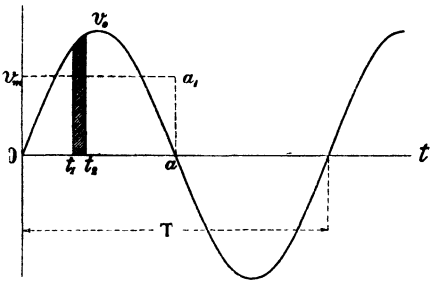


Рис. 327. Средняя величина $\sin at$.

Величину пути, который точка успеет пройти за время $\frac{T}{2}$, т. е. за половину периода, мы получим, если просуммируем все пути l_1; у нас на чертеже это изобразится суммою площадей всех полосок, подобных $v_1 t_2 t_1$, т. е. площадью Oav_0.

С другой стороны, путь, пройденный колеблющейся точкой за половину периода, нам известен, — он равен $2A$. Итак, площадь Oav_0 равна $2A$.

Если мы желаем построить среднюю скорость точки за половину периода, то нам нужно найти такую высоту Ov_m четыреугольника Oaa_1v_m, чтобы его площадь

$$(Ov_m a_1 a) = (Ov_0 a) = 2A.$$

А так как

$$Oa = \frac{T}{2},$$

то высота нашего прямоугольника, или средняя скорость точки, будет

$$v_m = \frac{4A}{T}.$$

Сравнивая среднюю скорость с максимальной скоростью, получим

$$v_m = \frac{2}{\pi} v_0.$$

Само собою разумеется, что полученное нами соотношение имеет место не только для скоростей, но вообще для любых величин, изменяющихся по закону $\sin at$ или $\cos at$, и мы можем высказать следующую теорему.

Среднее значение величин $\sin at$ *или* $\cos at$ *за половину периода равно* $\frac{2}{\pi}$.

Очевидно, что среднее значение тех же величин за другую половину периода будет такое же, только с противоположным знаком. Поэтому площади, находящиеся выше оси Ot, мы будем считать положительными, площади же, находящиеся ниже оси Ot, — отрицательными. Отсюда следует, что среднее значение величин $\sin at$ и $\cos at$ за целый период равно нулю.

310. Среднее для $\sin^2 at$ и $\cos^2 at$. — Если скорость изменяется по закону $\sin at$, то живая сила будет изменяться по закону $\sin^2 at$. Изобразим $\sin^2 at$ кривою (рис. 328). Так как

$$\sin^2 at = \frac{1 - \cos 2at}{2} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\cos\left(\frac{4\pi}{T}t\right),$$

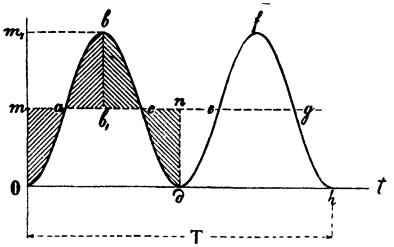


Рис. 328. Средняя величина $\sin^2 at$.

то полученная нами кривая — косинусоида, только ее линия симметрии mn не совпадает с осью Ot, а проходит на высоте

$$Om = \frac{1}{2}.$$

Амплитуда этой косинусоиды равна $\frac{1}{2}$, а период ее вдвое меньше периода T.

Из чертежа прямо видно, что, вследствие симметрии нашей кривой по отношению к линии mn, площади ab_1b и bb_1c как раз уложатся на площадях aOm и cdn и что, следовательно, площадь $Omnd$ равна площади $Oabcd$. А это и означает, что высота

$$Om = \frac{1}{2}$$

есть среднее значение величины $\sin^2 at$ за половину периода T.

Итак,

$$\text{средн. } \sin^2 at = \frac{1}{2}.$$

Точно так же и

$$\text{средн. } \cos^2 at = \frac{1}{2},$$

ибо кривые $\sin^2 at$ и $\cos^2 at$ по виду своему одинаковы.

Мы могли бы воспользоваться этим последним замечанием и из соотношения

$$\sin^2 at + \cos^2 at = 1$$

прямо заключить, что, хотя оба эти слагаемые меняются со временем, но сумма их постоянно равна единице, а потому на долю каждого из них приходится в среднем $\frac{1}{2}$.

Среднее из *квадратов* величин $A_0 \sin at$ и $A_0 \cos at$ называется в электротехнике *эффективным значением* этих величин. Обозначая эффективную величину через A_e, имеем:

$$\text{средн. } A_0^2 \sin^2 (at) = \frac{1}{2} A_0^2 = A_e^2.$$

откуда

$$A_e = \frac{1}{\sqrt{2}} A_0 = 0{,}707 A_0.$$

311. Среднее значение произведения $\sin at \cdot \sin (at - \varphi)$. — Мы можем это произведение представить в виде:

$$\sin at \cdot \sin (at - \varphi) = \sin^2 at \cdot \cos \varphi - \sin at \cos at \cdot \sin \varphi$$

и, принимая во внимание, что

$$\sin^2 at = \frac{1}{2} (1 - \cos 2 at),$$

а

$$\sin at \cdot \cos at = \frac{1}{2} \sin 2 at,$$

можно написать:

$$\sin at \cdot \sin (at - \varphi) = \frac{1}{2} [\cos \varphi - \cos (2 at - \varphi)].$$

Но величина $\cos (2 at - \varphi)$ имеет период, равный $\frac{T}{2}$; поэтому за время $\frac{T}{2}$ ее среднее значение будет равно нулю. Следовательно, за время половины периода T

$$\text{средн. зн. } \sin at \cdot \sin (at - \varphi) = \frac{\cos \varphi}{2}.$$

312. Сложение колебаний. Векторная диаграмма. — Часто приходится складывать несколько гармонических колебаний, одинаковых по направлению, одного и того же периода, но разных амплитуд и фаз. Так, например, нам ниже придется складывать несколько электродвижущих сил, действующих в одной и той же цепи и меняющихся со временем по закону $\sin at$ или $\cos at$; точно так же потребуется сложить несколько сил токов одной цепи, несколько электрических или магнитных полей одинакового направления и изменяющихся по тому же закону, т. е. изменяющихся *гармонически*. Подобные сложения можно делать или аналитически или графически.

Пусть дано определить сумму

$$A \sin at + B \sin (at - \varphi).$$

Принимая во внимание, что результат такого сложения будет, очевидно, опять гармоническое колебание того же периода, но, вообще говоря, другой амплитуды и фазы, мы можем написать:

$$A \sin at + B \sin (at - \varphi) = C \sin (at - \varphi_1).$$

Затем, раскрыв скобки и собрав коэффициенты при $\sin at$ и $\cos at$ вместе, получаем:

$$(A + B \cos \varphi - C \cos \varphi_1) \sin at - (B \sin \varphi - C \sin \varphi_1) \cos at = 0.$$

Для того, чтобы это равенство имело место в любой момент времени, т. е. было независимо от времени t, необходимо, чтобы коэффициенты при $\sin at$ и $\cos at$ были порознь равны нулю. Приравнивая их нулю, получаем два уравнения:

$$A + B \cos \varphi = C \cos \varphi_1,$$
$$B \sin \varphi = C \sin \varphi_1.$$

Разделяя второе уравнение на первое и, кроме того, взяв сумму их квадратов, получаем решения:

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{B \sin \varphi}{A + B \cos \varphi},$$
$$C^2 = A^2 + B^2 + 2AB \cos \varphi.$$

Но можно решить вопрос о сложении двух гармонических колебаний также графическим путем, что бывает иногда проще и нагляднее. Для этого откладываем по линии OA (рис. 329), проведенной под каким-либо углом at к оси OX, величину A, и от конца ее под углом

φ отложим величину $AB = B$. Соединив начало A с концом B, получим линию $OB = C$, которая представляет собою не что иное как геометрическую сумму линий A и B. В то же самое время проекция этой линии C на ось OY равна:

$$OB_1 = OA_1 + A_1B_1,$$

или

$$C \sin(at - \varphi_1) = A \sin at + B \sin(at - \varphi).$$

Отсюда видим, что амплитуда и фаза результирующего колебания C получаются при помощи геометрического (векторного) сложения амплитуд составляющих колебаний A и B, проведенных друг к другу под углом φ, равным их разности фаз.

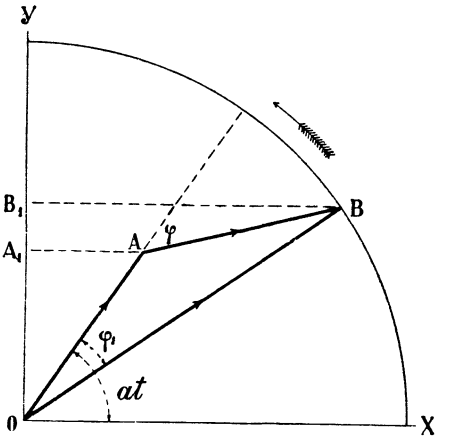


Рис. 329. Векторная диаграмма.

Полученный нами чертеж называется *„векторной диаграммой"*.

Предоставляем читателю распространить этот вывод на суммы и разности двух и нескольких гармонических колебаний, происходящих как по закону $\sin at$, так и по закону $\cos at$.

Легко сообразить, что векторные диаграммы можно строить не только из амплитуд, т. е. не только из максимальных значений рассматриваемых величин, но также и из средних и из эффективных их значений, ибо все эти значения пропорциональны друг другу, и вся разница диаграмм сведется к разнице масштаба построения.

Наконец, угол at можно совсем не строить на диаграмме, а считать его равным нулю, потому что вся диаграмма определяется амплитудами и разностями фаз отдельных колебаний.

III. ЗАКОНЫ ПЕРЕМЕННЫХ ТОКОВ

313. Получение переменных токов.—После вышеприведенных предварительных замечаний мы можем перейти к изучению законов переменных токов. Обыкновенно переменные токи получаются путем индукции при движении проводников в постоянном магнитном поле. Рассмотрим следующий простейший случай. В постоянном и однородном магнитном поле M (рис. 330) помещен замкнутый проводник, например один виток проволоки. Если площадь этого витка перпендикулярна к полю, то поток индукции сквозь эту площадь будет

$$N_0 = \mu MS.$$

При вращении этого витка вокруг оси mm, перпендикулярной к полю, поток индукции будет меняться, и при некотором угле α между магнитным полем M и направлением нормали n к площади витка мы будем иметь:

$$N = \mu MS \cos \alpha = N_0 \cos \alpha.$$

Пусть вращение происходит равномерно, и полный оборот совершается во время T; тогда угол

$$\alpha = \frac{2\pi}{T} t = at,$$

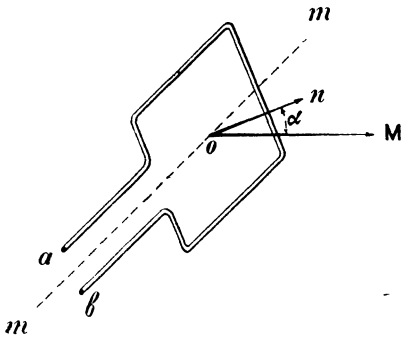


Рис. 339.

и закон изменения потока индукции со временем будет:

$$N = N_0 \cos at.$$

Это тот же самый закон, который мы получили для колебания точки x (стр. 338).

Вследствие изменения потока N, во вращающемся витке появится электродвижущая сила индукции $\mathcal{E}$, которая, как мы знаем, равна быстроте уменьшения потока индукции со временем (стр. 325):

$$\mathcal{E} = -N'.$$

Но так как величина N изменяется по тому же закону, что и величина x, то быстрота изменения N будет такая же, что и быстрота изменения x, а эта последняя есть не что иное как скорость точки x. Таким образом, имеем (см. стр. 338):

$$N = N_0 \cos at,$$

$$N' = -N_0 a \sin at,$$

и мы можем написать:

$$\mathcal{E} = N_0 a \sin at.$$

Итак, при равномерном вращении витка в постоянном магнитном поле мы получаем в нем электродвижущую силу, меняющуюся со временем по закону

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin at,$$

где

$$\mathcal{E}_0 = \mu MSa$$

представляет собою наибольшее значение $\mathcal{E}$ (когда $\sin at = 1$).

Сравнивая выражения для потока N и для электродвижущей силы, мы видим, что наибольшее значение электродвижущей силы наступает тогда, когда поток сквозь контур витка равен нулю, и, наоборот, электродвижущая сила равна нулю, когда поток наибольший.

Амплитуда электродвижущей силы $\mathcal{E}_0$ будет, вообще говоря, тем больше, чем больше индукция $B = \mu M$, чем больше площадь витка S и чем быстрее мы вращаем виток в магнитном поле.

На практике берут чаще всего период $T = \frac{1}{50}$ *сек.* и тогда

$$a = \frac{2\pi}{T} = 100\,\pi.$$

Если наш электромагнит дает $B = 10\,000$ и между его полюсами вращается виток проволоки площадью в 100 $см^2$, то

$$\mathcal{E}_0 = 10^4 \cdot 10^2 \cdot 100\,\pi \; C\text{-}G\text{-}S\text{-}M = 3.14 \text{ вольт.}$$

Как видим, электродвижущая сила эта невелика, но мы можем взять не один виток, а целую катушку, состоящую из n витков проволоки, и тогда получим $\mathcal{E}_0$ в n раз больше.

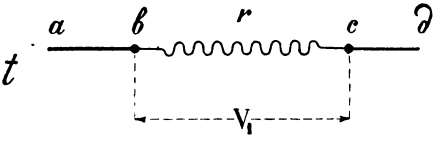


Рис. 331.

314. Цепь с сопротивлением.—Пусть переменный электрический ток $J = J_0 \sin at$ идет по сопротивлению r (рис. 331), например, проходит по проволоке лампочки накаливания; тогда падение потенциала на концах этого сопротивления для любого момента t определится из формулы Ома:

$$V_1 = J_0 r \sin at = V_0 \sin at,$$

и максимальная сила тока J_0 будет связана с максимальною разностью потенциала V_0 тоже формулою Ома:

$$J_0 = \frac{V_0}{r}.$$

В этом случае фазы силы тока и электродвижущей силы одинаковы (рис. 332).

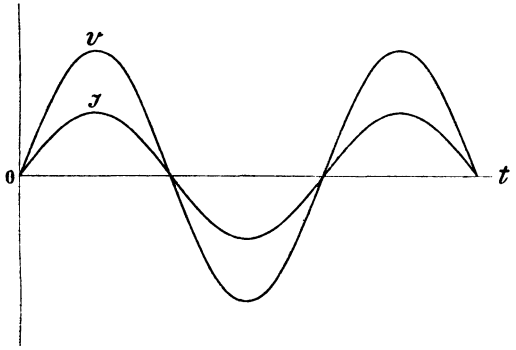


Рис. 332. Цепь переменного тока с сопротивлением.

315. Цепь с самоиндукцией.—Нечто иное получится в цепи, в которой включены проводники с заметной самоиндукцией L, например,

электромагниты или электродвигатели. Во всех подобных приборах переменный электрический ток дает переменное магнитное поле, следствием чего появится добавочная электродвижущая сила самоиндукции. Эта электродвижущая сила самоиндукции будет всегда направлена против внешней электродвижущей силы, а потому сила переменного тока при самоиндукции в цепи должна быть меньше, чем без самоиндукции, хотя бы сопротивление r и осталось тем же самым.

Но, кроме уменьшения амплитуды тока, самоиндукция будет влиять и на фазу тока, и притом тоже задерживающим образом.

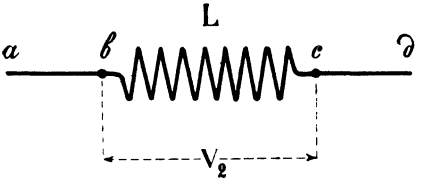


Рис. 333. Цепь с самоиндукцией.

Для того, чтобы подсчитать влияние самоиндукции на силу переменного тока, вспомним (стр. 261), что электродвижущая сила самоиндукции равна $-LJ'$, где J' есть быстрота изменения силы тока со временем. Следовательно, на концах проводника с самоиндукцией (рис. 333) у нас получится падение потенциала

$$V_2 = LJ'.$$

Пусть сила тока меняется по закону

$$J = J_0 \sin at.$$

Это тот же закон, по которому у нас (см. стр. 339) происходило колебание точки на оси y. Тогда *быстрота* изменения J будет происходить по закону *скорости* точки, движущейся по оси y. Поэтому можем написать:

$$J = J_0 \sin at,$$

$$J' = J_0 a \cos at,$$

следовательно,

$$V_2 = LaJ_0 \cos at = V_0 \cos at.$$

Из этого выражения видим, что при самоиндукции в цепи амплитуды тока и электродвижущей силы связаны формулою:

$$J_0 = \frac{V_0}{aL},$$

которая опять напоминает собою формулу Ома. Здесь величина $R = aL$ играет роль сопротивления.

Как пример возьмем электромагнит с самоиндукцией в 1 генри. При максимальной разности потенциалов в цепи в $V_0 = 150$ вольт и

при обычном в технике периоде $T=\frac{1}{50}$ *сек*, т. е. $a=100\pi$, мы получим силу тока

$$J_0=\frac{150}{100\pi}=0{,}5 \text{ ампер.}$$

Как видим, 1 генри при токе в 50 периодов в секунду эквивалентен

$$R=100\pi=314 \text{ омам;}$$

точно так же 10 генри будут эквивалентны 3 140 омам.

При подобных расчетах не нужно, однако, забывать, что хотя aL и эквивалентно сопротивлению, но все же формула Ома здесь применима лишь к *максимальным* значениям J_0 и V_0, тогда как J и V разнятся не только в амплитудах, но и в фазах.

Действительно, если

$$V_2=V_0\cos at,$$

$$J=J_0\sin at,$$

то можно написать, что

$$J=J_0\sin at=J_0\cos(at-90^\circ);$$

это значит, что сила тока отстает от разности потенциалов на 90° в фазе, или на четверть периода.

Соотношения между E и J в этом случае показаны на рис. 334.

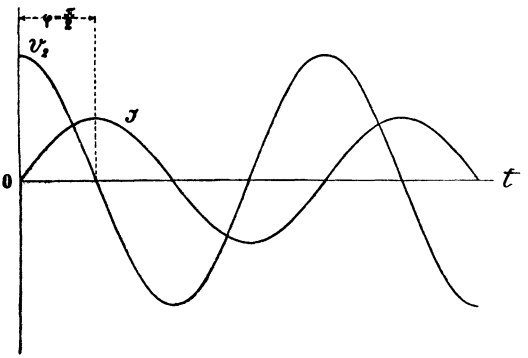


Рис. 334. Сила тока в цепи с самоиндукцией.

Когда сила тока поднимается до наибольшей своей величины J_0, она уже больше не увеличивается, а остается некоторое время почти постоянной; за это время и магнитное поле почти постоянно, а потому противоположная току электродвижущая сила индукции должна быть равна нулю. Наоборот, когда сила тока равна нулю, ток быстрее всего меняется; кривая в этом месте круто поднимается, а потому здесь электродвижущая сила наибольшая.

316. Конденсатор, включенный в цепь.— Если в цепь включен конденсатор (рис. 335), то, очевидно, при постоянной электродвижу-

щей силе, например от батареи элементов, мы никакого тока в цепи не получим, потому что обкладки конденсатора изолированы друг от друга диэлектриком.

Переменный же ток в такой цепи возможен. Действительно, когда положительное электричество в первую половину периода тока потечет по ab, то оно будет заряжать обкладку конденсатора b, и в то же время обкладка c будет заряжаться через влияние отрицательным электричеством; положительное же электричество оттолкнется и пойдет дальше по cd. Во вторую половину периода оба электричества потекут обратно, и обкладки конденсатора перезарядятся. Таким образом конденсатор будет периодически менять знаки своих зарядов, и у нас в цепи получится переменный электрический ток.

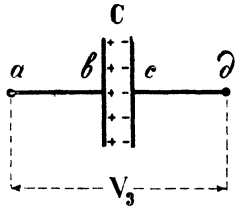


Рис. 335. Цепь с емкостью.

Дело будет происходить так, как будто электричество течет по цельному проводнику ad без изолирующего перерыва bc. Тем не менее конденсатор оказывает свое влияние на величину силы тока в цепи. Действительно, чем больше емкость конденсатора, тем больше при данной разности потенциалов на нем будет помещаться электричества, и, следовательно, тем сильнее будет электрический ток в цепи. Но сила тока не будет совпадать по фазе с разностью потенциалов в конденсаторе. Когда обкладка b заряжена полностью, до наивысшего потенциала, то ток прекратится, а когда потенциал начнет только уменьшаться, то ток уже пойдет в обратную сторону. Следовательно, здесь сила тока будет *опережать* разность потенциалов.

Проследим это вычислением.

Положим, как и в предыдущем параграфе, что данная нам разность потенциалов периодически меняется по закону:

$$V_3 = V_0 \cos at.$$

Тогда количество электричества на каждой обкладке конденсатора при его емкости C будет

$$e = C V_0 \cos at.$$

Сила тока J в цепи равна количеству электричества, притекающему к конденсатору в секунду, и мы можем сказать, что сила тока J равна быстроте, с которой увеличивается количество электричества в конденсаторе. Значит, между силой тока и количеством электриче-

ства будет то же соотношение, что и между скоростью точки и ее отклонением (стр. 338). Следовательно,

$$J = e' = -aCV_0 \sin at = -J_0 \sin at,$$

где J_0 есть амплитуда силы тока: таким образом

$$J_0 = aCV_0.$$

Эта формула тоже аналогична формуле Ома, только здесь величина aC играет роль не сопротивления, а электропроводности проводника.

Если V_0 выражено в *вольтах*, C—в *фарадах*, то J_0 выразится в *амперах*, тогда как $\frac{1}{aC}$ можно выразить в *омах*.

Например, при данной нам максимальной разности потенциалов в цепи $V_0 = 150$ вольт и при $T = \frac{1}{50}$ *сек*, следовательно, $a = 100\pi$, мы получим с емкостью $C = 1$ микрофарад $= 10^{-6}$ фарад силу тока

$$J_0 = 10^{-6} \cdot 100\pi \cdot 150 = 0{,}05 \text{ ампер.}$$

Следовательно, один микрофарад при токе в 50 периодов в секунду эквивалентен

$$R = \frac{1}{aC} = \frac{1}{100\pi \cdot 10^{-6}} = 3\,200 \text{ ом.}$$

Точно так же 10 микрофарад эквивалентны 320 омам.

Все эти расчеты аналогичны тем расчетам, которые мы производили для случая цепи с сопротивлением, только не нужно забывать, что здесь сила тока *опережает* разность потенциалов на 90° в фазе.

Действительно, мы можем для данного случая написать наши формулы так:

$$V_3 = V_0 \cos at,$$

$$J = -J_0 \sin at = J_0 \cos (at + 90°).$$

Соотношение между V_3 и J показаны на рис. 336.

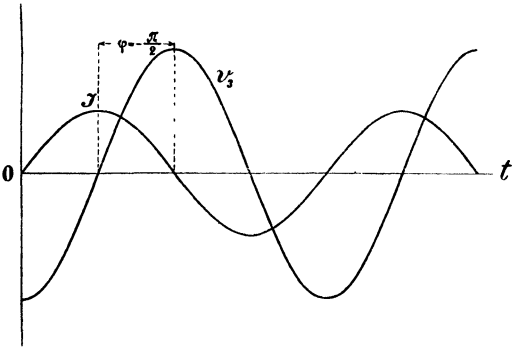


Рис. 336. Сила тока в цепи с емкостью.

Сравнивая случай цепи с самоиндукцией со случаем цепи с емкостью, мы видим, что оба эти случая до некоторой степени противоположны друг другу. В то время как aL играет роль сопротивления,

величина aC играет роль электропроводности. Благодаря *самоиндукции* в цепи сила тока *отстает* от разности потенциалов, тогда как при *емкости* ток *опережает* разность потенциалов.

317. Последовательное соединение. — Теперь разберем случай, когда цепь состоит из ряда последовательно соединенных проводников (рис. 337), обладающих и сопротивлением, и емкостью, и самоиндукцией. Очевидно, что в этом случае все разности потенциалов, образующиеся у концов отдельных проводников, должны сложиться вместе и в сумме дать электродвижущую силу того источника, который снабжает цепь переменным током.

Пусть дана переменная электродвижущая сила

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin at.$$

Требуется определить силу тока J по данным $\mathcal{E}_0$, r, L и C.

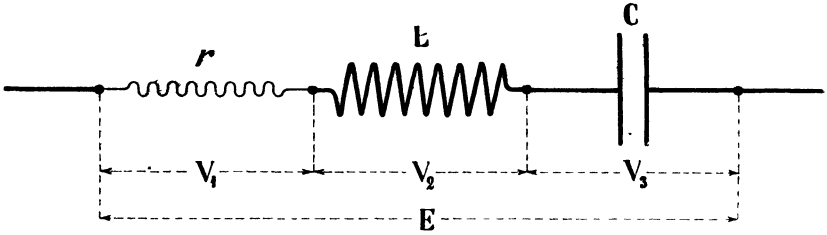


Рис. 337 Цепь с сопротивлением, самоиндукцией и емкостью, соединенными последовательно.

Прежде всего легко видеть, что периоды тока и электродвижущей силы будут одинаковы, ибо сколько раз в секунду меняется направление электродвижущей силы $\mathcal{E}$, столько же раз в секунду изменится и направление тока J. Попробуем для закона изменения силы тока задаться решением $J_0 \sin at$; однако, имея в виду, что самоиндукция имеет свойство уменьшать фазу тока, а емкость увеличивает эту фазу, оставим вопрос о фазе открытым, положив силу тока

$$J = J_0 \sin (at - \varphi),$$

где величины J_0 и φ подлежат нашему определению.

Так как при этой силе тока разности потенциалов на концах сопротивления r, самоиндукции L и емкости C будут соответственно:

$$V_1 = J_0 r \sin (at - \varphi),$$

$$V_2 = J_0 aL \cos (at - \varphi),$$

$$V_3 = -J_0 \frac{1}{aC} \cos (at - \varphi).$$

то сумма их даст:

$$J_0 r \sin(at - \varphi) + J_0 u \cos(at - \varphi) = \mathcal{E}_0 \sin at,$$

где

$$u = aL - \frac{1}{aC}.$$

Это соотношение можно представить геометрически следующим образом (ср. стр. 347).

Отложим на линии OA (рис. 338), образующей с осью OX какой-нибудь угол $\alpha = at$, величину $\mathcal{E}_0$. Если на $\mathcal{E}_0$, как на гипотенузе, построить прямоугольный треугольник с катетами $OB = J_0 r$ и $BA = J_0 u$, то после такого построения проекция гипотенузы на ось OY, т. е. $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin at$, должна быть равна сумме проекций на ту же линию двух катетов. Проекции же этих катетов будут $J_0 r \sin(at - \varphi)$ и $J_0 u \cos(at - \varphi)$. Отсюда мы видим, что в построенном нами треугольнике исполнено как раз все то, что требуется в выше написанном уравнении, а потому соотношения между сторонами этого прямоугольного треугольника дают нам соотношения между $\mathcal{E}_0$, $J_0 r$ и $J_0 u$.

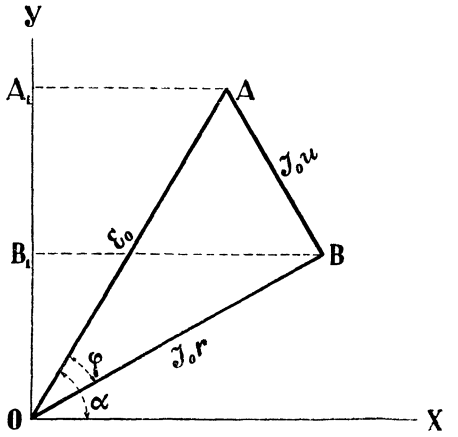


Рис. 338. Сложение разностей потенциалов.

Пользуясь известной теоремой Пифагора, напишем:

$$(J_0 r)^2 + (J_0 u)^2 = \mathcal{E}_0^2,$$

откуда

$$J_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{r^2 + \left[aL - \frac{1}{aC}\right]^2}}.$$

Эта формула определяет амплитуду силы тока по амплитуде электродвижущей силы. Она опять напоминает собою формулу Ома, причем величина

$$R = \sqrt{r^2 + \left[aL - \frac{1}{aC}\right]^2}$$

носит название *кажущегося сопротивления* цепи.

Кажущееся сопротивление можно, конечно, выражать в омах, но, как видим, оно не представляет собою сумму сопротивлений r, aL и $\frac{1}{aC}$, а находится в более сложном к ним отношении. Сопротивление R можно представить как гипотенузу прямоугольного треугольника с катетами r и u, а потому можно сказать, что R представляет собою геометрическую сумму r и u.

Что касается величины φ, которую нам нужно еще определить, т. е. запаздывания тока J относительно электродвижущей силы $\mathcal{E}$, то этот угол легко определяется из того же треугольника OAB:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{u}{r} = \frac{aL - \frac{1}{aC}}{r}.$$

Обе полученные нами формулы определяют J_0 и φ по данным $\mathcal{E}_0$, r, L и C, т. е. решают поставленную нами задачу.

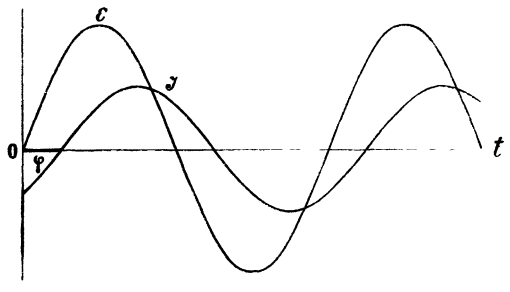


Рис. 339. Сила тока и электродвижущая сила.

На рис. 339 изображено соотношение между силою тока J и электродвижущею силою $\mathcal{E}$ для рассмотренного случая.

Советуем читателю самому убедиться, что из полученных нами здесь формул соотношения, выведенные в **314, 315, 316,** вытекают как частные случаи, когда r или L равны нулю или когда $C = \infty$. Относительно этого последнего случая заметим, что если в цепь не включена емкость, то это не значит, что C равно нулю, а, наоборот, это означает, что C равно бесконечности. Действительно, для того, чтобы выключить емкость из цепи, необходимо соединить друг с другом обкладки конденсатора. проводником; тогда любое количество электричества $e = CV$ будет давать в коротко соединенных друг с другом обкладках разность потенциалов $V = 0$, а это и означает, что $C = \infty$.

318. Параллельное соединение.—Теперь легко написать формулы *параллельного* соединения двух или нескольких проводников. Так как разность потенциалов на концах всех этих разветвлений одна и та же, то

$$\mathcal{E}_0 = J_1 R_1 = J_2 R_2 \text{ и т. д.}$$

Здесь кажущиеся сопротивления R играют ту же роль, что омовское сопротивление в постоянном токе, но не надо забывать, что R зависит от a, следовательно, от периода тока T.

Положим, что одна из ветвей имеет только омовское сопротивление r, тогда как другая цепь представляет собою электромагнит с ничтожным сопротивлением обмотки, но с большой самоиндукцией. Тогда при постоянной электродвижущей силе главный ток пойдет по той цепи, где сопротивление ничтожно, т. е. по электромагниту, тогда как для переменной электродвижущей силы будем иметь

$$\mathcal{E}_0 = J_1 r = J_2 aL,$$

и при большой самоиндукции L и при быстрой перемене электродвижущей силы a, величина aL может оказаться настолько велика, что почти весь ток пойдет по сопротивлению r, а не по обмотке электромагнита.

Так, например, если включить 50-свечную лампочку накаливания, у которой сопротивление $r_1 = 360$ омов, параллельно с электромагнитом, у которого r около одного ома, но $L = 10$ генри, то легко подсчитать, что при *постоянном* токе и при 120 вольтах получим

$$\text{в лампочке } J_1 = \frac{120}{360} = 0{,}33 \text{ ампера},$$

$$\text{в электромагните } J_2 = 120 \text{ ампер},$$

тогда как при *переменном* токе с периодом $T = \frac{1}{50}$ секунды, т. е. при $a = 100\,\pi$, будем иметь:

$$\text{в лампочке } J_1 = \frac{120}{360} = 0{,}33 \text{ ампера},$$

$$\text{в электромагните } J_2 = \frac{120}{10 \cdot 100\,\pi} = 0{,}04 \text{ ампера}.$$

При вдвое большем числе перемен получим в лампочке те же 0,33 ампера, тогда как

$$\text{в электромагните } J_2 = \frac{120}{10 \cdot 200\,\pi} = 0{,}02 \text{ ампера}.$$

319. Параллельное соединение емкости с самоиндукцией.— Особенный интерес представляет случай параллельного соединения емкости с самоиндукцией (рис. 340). При этом максимальные силы токов определяются по формуле:

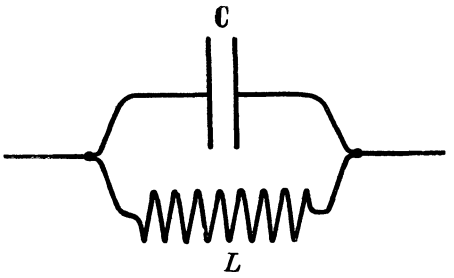


Рис. 340. Параллельное соединение емкости и самоиндукции.

$$\mathcal{E}_0 = J_1 aL = \frac{J_2}{aC};$$

но в то время как по ветви с самоиндукцией L сила тока J_1 будет *отставать* в фазе от $\mathcal{E}$ на 90°, по другой ветви, где помещена емкость C, сила тока J_2 будет *опережать* по фазе электродвижущую силу $\mathcal{E}$ тоже на 90°. Оба тока будут иметь разность фаз 180°, т. е. будут противоположных направлений; поэтому в главной цепи, где оба тока сойдутся вместе, мы получим ток меньший, чем в ответвлении, а именно

$$J = J_1 - J_2 = \mathcal{E}_0 \left(\frac{1}{aL} - aC \right);$$

Так, например, при самоиндукции в 8 генри и емкости в 1 микрофарад, если $\mathcal{E}_0 = 150$ вольт и $a = 100\,\pi$, получим в ответвлениях:

$$J_1 = \frac{150}{8 \cdot 100\,\pi} = 0{,}06 \text{ ампера},$$

$$J_2 = 150 \cdot 100\,\pi \cdot 10^{-6} = 0{,}05 \text{ ампера},$$

а в главной цепи

$$J = 0{,}06 - 0{,}05 = 0{,}01 \text{ ампера}.$$

320. Резонанс.—Рассмотрим зависимость силы переменного тока J в цепи (рис. 337, стр. 354) от периода тока. Если по горизонтальному направлению откладывать различные a, а по вертикальному направлению отношение амплитуды силы тока J_0 к амплитуде электродвижущей силы $\mathcal{E}_0$,— а это отношение, как легко видеть, будет равно $\frac{1}{R}$, — то мы получим кривую линию (рис. 341).

При $a = 0$, т. е. для $T = \infty$, для бесконечно большого периода — это значит для постоянной электродвижущей силы, — мы получим

$J_0 = 0$. Этого следовало ожидать по той простой причине, что через конденсатор при постоянной разности потенциалов никакого тока итти не может.

Далее, с увеличением a, с уменьшением периода, увеличивается и сила тока J_0, но не беспредельно, а до известного максимума J_{max}; затем сила тока опять уменьшается, и при $a = \infty$, т. е. $T = 0$, для бесконечно быстрых колебаний, J_0 опять спускается до нуля. Все это следует из нашей формулы:

$$J_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{r^2 + \left[aL - \frac{1}{aC}\right]^2}}.$$

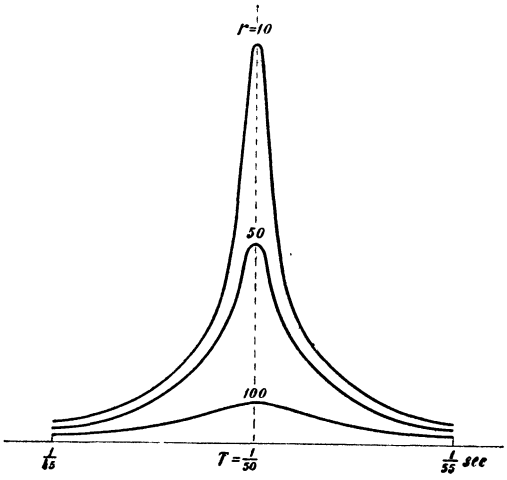


Рис. 341. Кривые резонанса.

Из этой же формулы, кроме того, видно, что максимум J_0 наступит тогда, когда знаменатель будет иметь наименьшее значение, т. е. когда

$$aL = \frac{1}{aC}$$

и

$$a^2 = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = \frac{1}{LC};$$

откуда

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

При этом периоде сила тока

$$J_{max} = \frac{\mathcal{E}_0}{r}$$

будет зависеть только от сопротивления, и при малом сопротивлении r сила тока может достигнуть очень значительной величины.

Одновременно с силою тока должны возрасти разности потенциалов у обкладок конденсатора и у концов самоиндукции. Эти разности потенциалов будут равны:

$$\text{у самоиндукции } V_{02} = J_{max} \cdot aL = \frac{\mathcal{E}_0}{r} aL,$$

$$\text{у емкости } V_{01} = J_{max} \cdot \frac{1}{aC} = \frac{\mathcal{E}_0}{raC}.$$

Обе разности потенциалов получаются в этом случае одинаковыми, и они могут оказаться значительно больше $\mathscr{E}_0$.

Вышеописанное явление, а именно, получение наибольшей амплитуды при определенном периоде T, напоминает собою аналогичные явления в акустике. Когда какая-либо данная струна или труба приводится в колебание, то она отвечает, или *резонирует*, главным образом на один определенный тон, тогда как на соседние звуки она реагирует слабо. Кривая, выражающая соотношение между амплитудой колебания и периодом, имеет для струны совершенно такой же вид, как в разбираемом случае для J_0. Чем меньше трения в данной резонирующей системе, тем резче выражено явление резонанса, тем круче поднимается и спускается кривая. В нашем случае меньшее трение соответствует меньшему сопротивлению r. Ввиду такого сходства рассматриваемое явление носит название *электрического резонанса*.

Подберем, например, такие емкость C и самоиндукцию L, чтобы наступил резонанс для употребляемого в технике периода $T = {}^1/_{50}$ *сек* ($a = 100\,\pi$). Для этого необходимо, чтобы

$$\frac{1}{LC} = (100\,\pi)^2.$$

Например, возьмем

$$L = 10 \text{ генри и } C = 10^{-6} \text{ фарад.}$$

Тогда $\frac{1}{LC}$ будет равно 10^5, или приблизительно $(100\,\pi)^2$.

На рис. 341 изображена для этого случая зависимость силы тока от периода, причем период T изменяется от $T = \frac{1}{45}$ *сек* до $T = \frac{1}{55}$ *сек*. Кроме того кривые начерчены для трех разных сопротивлений: $r = 10$, 50 и 100 омов.

Если сопротивление цепи 10 омов, а электродвижущая сила 150 вольт, то сила тока получится $J = 15$ ампер. Такая сила тока при соответственной толщине проволоки сама по себе ничего опасного не представляет. Что же касается напряжения, то получим на концах самоиндукции (или емкости)

$$V = JaL = 15 \cdot 100\,\pi \cdot 10 = 47{\cdot}000 \text{ вольт,}$$

а при такой разности потенциалов наш конденсатор может быть пробит искрою.

321. Электрические колебания.— Если для случая параллельного соединения емкости с самоиндукцией мы тоже будем постепенно

изменять период тока, то, когда мы дойдем, наконец, до периода, при котором

$$aL = \frac{1}{aC},$$

мы получим из отношения (стр. 358, **319**)

$$\mathcal{E}_0 = J_1 \cdot aL = \frac{J_2}{aC},$$

что оба тока J_1 и J_2 делаются равными. Во внешней цепи при этом сила тока сделается равною нулю:

$$J = J_1 - J_2 = 0.$$

Пустив в такую систему, состоящую из емкости и самоиндукции, электрический ток соответственного периода, мы можем затем выключить внешнюю цепь и предоставить эту систему самой себе; тогда электричество будет продолжать двигаться периодически от одной обкладки конденсатора через самоиндукцию к другой обкладке, не выходя из системы LC. Это означает, что наша система, состоящая из емкости и самоиндукции, способна к электрическим колебаниям.

Конечно, эти колебания будут не постоянны, вследствие неизбежных потерь на нагревание. У нас они получились постоянными потому, что мы считали сопротивление системы $r = 0$. Если сопротивление не равно нулю, то даже при

$$aL = \frac{1}{aC}$$

силы токов J_1 и J_2 уже не получаются одинаковыми, и в наружной цепи мы получим силу тока

$$J = J_1 - J_2.$$

Этот ток J и будет итти на пополнение теряемой в цепи LC энергии и будет поддерживать таким образом электрические колебания.

Период

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

является таким образом периодом *собственных колебаний системы* LC.

Сопоставляя этот результат с результатом предыдущего параграфа, мы видим, что система LC *резонирует* как раз на тот период T, ко-

торый совпадает с *собственным ее периодом*. Это и есть основной закон резонанса всякого рода.

322. Количество протекающего электричества. — Электричество при переменном токе движется попеременно то в ту, то в другую сторону, и сколько электричества за первую половину периода переходит, например, вправо, столько же электричества за вторую половину периода перейдет в левую сторону. Подсчитаем то количество электричества, которое протекает сквозь поперечное сечение проводника за половину периода T переменного тока.

Так как сила переменного тока изменяется по закону:

$$J = J_0 \sin at,$$

то за среднюю силу тока за половину периода (см. стр. 343, **309**) нужно считать:

$$J_m = \frac{2}{\pi} J_0 = 0{,}637 \cdot J_0,$$

и количество протекшего за время $\frac{T}{2}$ электричества

$$e = J_m \frac{T}{2} = \frac{T}{\pi} J_0.$$

Это количество электричества мы могли бы получить и непосредственно, вычисляя *площадь* той кривой, которая очерчивается силою переменного тока за время полупериода (ср. стр. 343, **309**).

323. Эффект тока. — Пусть нам дана цепь с сопротивлением r, но без самоиндукции и без емкости. Такую цепь переменного тока можно рассчитывать как цепь постоянного тока. Поэтому работу, производимую током J ежесекундно, или эффект тока, мы получим из выражения:

$$U = J^2 r = J_0{}^2 r \sin^2 at.$$

Так как в это выражение входит множитель $\sin^2 at$, то эффект переменного тока в различные времена будет различный. Средний же эффект тока будет, очевидно, равен $J_0{}^2 r$, умноженному на среднее значение переменной величины $\sin^2 at$, а это последнее, как мы знаем (см. стр. 345, **310**), равно $\frac{1}{2}$.

Итак, средний эффект тока

$$U_m = \frac{J_0^2}{2} r.$$

Сопоставляя эту формулу с формулой мощности постоянного тока

$$U = J_c^2 r,$$

мы заключаем, что для получения того же эффекта U, но посредством постоянного тока, нам понадобилась бы сила тока

$$J_e = \frac{J_0}{\sqrt{2}} = 0{,}707 \cdot J_0.$$

Эта сила тока J_e, представляющая собою *среднюю из квадратов* сил J переменного тока, называется *эффективною* силою тока.

Название *эффективная* сила тока произошло, очевидно, от того, что этою величиною измеряется эффект тока.

Подобным же образом среднее из квадратов электродвижущих сил, меняющихся по закону

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin at \text{ или } \mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos at,$$

будет эффективная электродвижущая сила

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}} = 0{,}707 \cdot \mathcal{E}_0.$$

Поэтому вместо

$$U_m = \frac{J_0^2 r}{2} = \frac{J_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}}$$

мы можем написать выражение среднего эффекта переменного тока в цепи с сопротивлением r, но без емкости и самоиндукции,

$$U_m = J_e \mathcal{E}_e,$$

т. е. совершенно то же, что и для постоянного тока.

324. Эффект переменного тока. — Мы только что рассмотрели эффект тока в цепи, состоящей *только* из сопротивления; если, кроме сопротивления, в цепи имеются еще самоиндукция и емкость, то, вообще говоря, при переменной электродвижущей силе

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin at$$

мы получим некоторую силу тока

$$J = J_0 \sin(at \quad \varphi).$$

Эффект тока в *каждый момент времени* выразится произведением электродвижущей силы на силу тока:

$$U = \mathcal{E}J = \mathcal{E}_0 J_0 \sin at \cdot \sin(at - \varphi).$$

Средний же эффект U_m мы получим, заменяя здесь произведение $\sin at \cdot \sin(at - \varphi)$ его средним значением, которое, как мы знаем (стр. 346, **311**,) равно $\frac{\cos\varphi}{2}$. Итак,

$$U_m = \mathcal{E}_0 J_0 \frac{\cos\varphi}{2} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{J_0}{\sqrt{2}} \cos\varphi = \mathcal{E}_e J_e \cos\varphi.$$

Здесь $\mathcal{E}_e$ и J_e суть эффективные значения электродвижущей силы и силы тока.

По этой формуле обыкновенно и рассчитывают работу тока за некоторое время t, охватывающее большое число периодов,

$$W = U_m t = \mathcal{E}_e J_e \cos\varphi \cdot t.$$

При данных J и $\mathcal{E}$ работа будет наибольшая, когда $\cos\varphi = 1$, а это возможно только в том случае, если в цепи нет ни емкости, ни самоиндукции или они подобраны так, что компенсируют друг друга. В этом последнем случае работа переменного тока будет выражаться такою же формулою, как и работа постоянного тока:

$$W = \mathcal{E}Jt.$$

Другой крайний случай будет иметь место, когда $\cos\varphi = 0$, или $\varphi = \pm 90°$. Этот случай возможен (стр. 349 и 351) только тогда, когда в цепи нет сопротивления; если сопротивление ничтожно, то $\cos\varphi$ может быть близким к нулю. При этом как электродвижущие силы, так и силы токов могут принимать очень большие значения, и тем не менее средний эффект тока равен нулю.

Для того, чтобы это обстоятельство не казалось парадоксальным, нужно только помнить разницу между величинами U и U_m. Действительно, эффект тока U даже и при $\varphi = \pm 90°$ не равен нулю, а

представляет собою величину, меняющую свое значение со временем. Среднее же значение этого эффекта U_m равно нулю (см. ниже, **326**).

325. Пример.—В индукторе, дающем искру в 30 *см* длины, имеются две катушки. Первичная катушка состоит из небольшого числа оборотов толстой проволоки, навитой на железном сердечнике, и имеет сопротивление $r_1 = 0{,}2$ ома и самоиндукцию $L_1 = 0{,}03$ генри.

Вторичная катушка с большим числом оборотов тонкой проволоки имеет сопротивление $r_2 = 25\,000$ омов и, когда первичная катушка вместе с сердечником вынута, имеет самоиндукцию $L_2 = 40$ генри.

Соединим каждую из этих катушек в отдельности с источником переменного тока с периодом $T = \frac{1}{50}$ *сек* и напряжением в 120 вольт; тогда получим максимальные силы тока:

$$J_1 = \frac{120}{\sqrt{(0{,}2)^2 + (100\pi \cdot 0{,}03)^2}} = 12{,}7 \text{ ампера},$$

$$J_2 = \frac{120}{\sqrt{(25\,000)^2 + (100\pi \cdot 40)^2}} = 0{,}008 \text{ ампера}.$$

Легко видеть, что в первом случае для J главную роль играет самоиндукция, во втором случае — сопротивление.

Эффективные силы тока будут:

$$J_{e1} = \frac{12{,}7}{\sqrt{2}} = 9 \text{ ампер},$$

$$J_{e2} = \frac{0{,}008}{\sqrt{2}} = 0{,}0056 \text{ ампера}.$$

Запаздывание силы тока относительно электродвижущей силы определится из формул:

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{100\pi \cdot 0{,}03}{0{,}2} = 47;\ \varphi_1 = 88{,}7^\circ;\ \cos \varphi_1 = 0{,}022;$$

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{100\pi \cdot 40}{25\,000} = 0{,}5;\ \varphi_2 = 25{,}5^\circ;\ \cos \varphi_2 = 0{,}895.$$

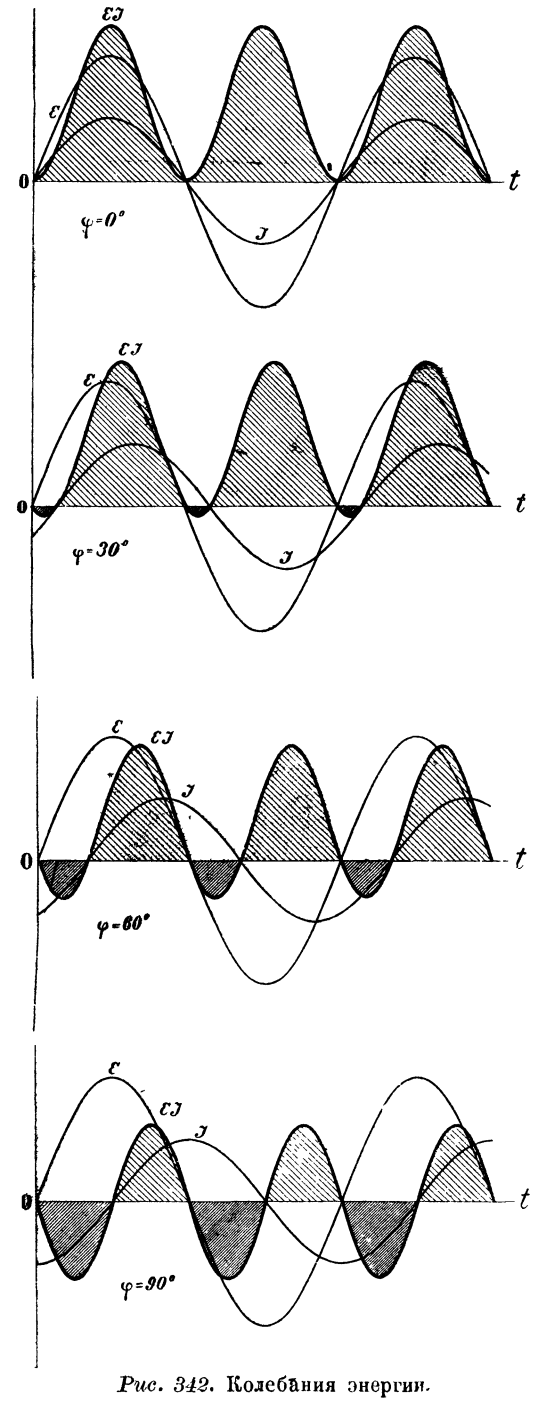


Рис. 342. Колебания энергии.

Средний эффект тока:

$$U_1 = \frac{120 \cdot 12{,}7}{2} 0{,}022 = 16{,}7 \text{ уатт},$$

$$U_2 = \frac{120 \cdot 0{,}008}{2} 0{,}895 = 0{,}4 \text{ уатт}.$$

326. Работа переменного тока.—Полезно будет остановиться несколько подробнее на рассмотрении работы переменного тока в различных его фазах. С этою целью начертим кривые электродвижущих сил $\mathcal{E}$ и сил тока J для различных случаев—когда $\varphi = 0°$, 30°, 60° и 90° (рис. 342). Кроме того нанесем на тех же чертежах соответственные произведения $\mathcal{E}J$ для каждого момента времени.

Мы видим, что кривая $\mathcal{E}J$, вообще говоря, частью проходит поверх линии Ot, частью ниже этой линии. Первое имеет место для тех моментов времени, когда $\mathcal{E}J$ положительно, т. е. когда $\mathcal{E}$ и J одинакового знака, второе, т. е. отрицательное произведение $\mathcal{E}J$, будет иметь место для тех моментов времени, когда $\mathcal{E}$ и J оказываются разных знаков. Из того обстоятельства, что эффект переменного тока бывает то положительным, то отрицательным, мы заключаем, что энергия тока в некоторые моменты времени направляется в сеть, тогда как

в другие моменты она возвращается из сети обратно к источнику энергии.

На наших чертежах площади, заключающиеся между кривой эффекта и осью Ot, представляют собою не что иное как количество энергии, или работу, производимую током в цепи за рассматриваемый промежуток времени; площади, находящиеся выше оси Ot (на рис. 342 редко заштрихованные), нужно считать положительными, тогда как площади ниже Ot — отрицательными. Насколько положительные площади больше отрицательных, настолько энергия, идущая в цепь, больше энергии, идущей обратно к источнику. Разность этих площадей и будет, очевидно, равна тому количеству энергии, которое поглощается цепью.

Когда $\varphi = 0$ (рис 342), — а это, как мы знаем, бывает в цепи с сопротивлением, но без самоиндукции и емкости, — работа все время положительная.

По мере увеличения разности фаз φ увеличивается и отрицательная работа.

Наконец, когда $\varphi = 90°$ (рис. 342), — а это бывает, когда в цепи нет заметного сопротивления, — кривая эффекта делается симметричной относительно оси; она обращается в синусоиду, но с вдвое меньшим периодом, чем T. В этом последнем случае вся энергия, получаемая цепью в одну четверть периода T, целиком возвращается источнику в следующую четверть периода. Энергия в этом случае совсем не поглощается цепью, а совершает правильные синусообразные колебания.

327. Колебания энергии. — Заметим, кстати, что на всех наших чертежах кривая $\mathcal{E}J$ одна и та же, только она различно расположена относительно осей Ot и OY. Это можно заключить из формул (см. стр. 62 и 345):

$$U = \mathcal{E}_0 J_0 \sin at \cdot \sin (at - \varphi) = \mathcal{E}_e J_e [\cos \varphi - \cos (2at - \varphi)].$$

В этом выражении первый член

$$U_m = \mathcal{E}_e J_e \cos \varphi$$

постоянен и представляет мощность, *постоянно поглощаемую* цепью; эта мощность изобразится у нас на чертеже прямою линиею, проведенною параллельно оси Ot на высоте U_m. Второй же член

$$U_1 = \mathcal{E}_e J_e \cos (2at - \varphi)$$

представляет собою *колебание энергии* и изобразится косинусоидою; на наших чертежах эта косинусоида приподнята над осью Ot на величину U_m и сдвинута вправо на величину $\left(\frac{\varphi}{2}+90^\circ\right)$.

Период колебаний энергии T_1 равен половине периода тока T.

Определим, какое количество энергии W_1 колеблется в данной цепи. Для этого нам нужно взять среднюю величину $\mathcal{E}_e J_e \cos(2at-\varphi)$ за время $\frac{T_1}{2}=\frac{T}{4}$ и умножить на это время.

Но средняя величина $\cos(2at-\varphi)$ за половину периода T_1 равна $\frac{2}{\pi}$, следовательно,

$$W=\mathcal{E}_e J_e \frac{2}{\pi}\frac{T}{4}=\frac{\mathcal{E}_e J_e}{a}=\frac{\mathcal{E}_0 J_0}{2a}.$$

Так, например, в случае самоиндукции L в цепи, мы имеем:

$$\mathcal{E}_0=J_0 aL,$$

и следовательно,

$$W_1=L\frac{J_0^2}{2},$$

а это и есть как раз та энергия, которая помещается в магнитном поле самоиндукции L при максимальном токе J_0 (см. стр. 288, 267).

В случае емкости в цепи

$$J_0=aC\mathcal{E}_0,$$

и, следовательно, в этом случае

$$W_1=C\frac{\mathcal{E}_0^2}{2},$$

а это есть та энергия, которая помещается в конденсаторе емкостью C при разности потенциалов $\mathcal{E}_0$ (см. стр. 85,[78]).

Теперь становится ясным, что происходит при колебании энергии. Энергия, направляясь в цепь, накопляется здесь в конденсаторах и электромагнитах с тем, чтобы в следующую четверть периода T итти обратно из сети к источнику.

В том случае, когда самоиндукция и емкость соединены параллельно и мы наблюдаем явления резонанса, полная энергия системы остается постоянной, так как ток внешней цепи равен нулю. Однако

и эта энергия совершает гармонические колебания, то превращаясь в электрическую энергию емкости конденсатора, то в магнитную энергию самоиндукции электромагнита. Легко видеть, что в случае резонанса, т. е. при условии

$$aL = \frac{1}{aC},$$

обе энергии одинаковы.

Предоставляем читателю самому убедиться в этом.

328. Работа трансформатора.—В предыдущих параграфах мы выяснили, какое влияние оказывают сопротивление, емкость и самоиндукция, включенные в цепь переменного тока; теперь нам необходимо еще рассмотреть влияние взаимной индукции двух цепей.

Представим себе для этого две катушки, намотанные на один и тот же сердечник, как это обыкновенно делается в трансформаторах (стр. 264, **243**).

Если одна из обмоток, — будем называть ее первичной, — включена в цепь, где имеется источник переменной электродвижущей силы, а вторичная обмотка разомкнута, то мы имеем уже разобранный нами случай самоиндукции в цепи (стр. 349, **315**). Но если вторичная обмотка тоже будет замкнута, то в ней возникнет индукционный ток, направление которого, по закону Ленца (стр. 253, **230**), будет противоположно направлению индуцирующего тока. Поэтому магнитное поле вторичной обмотки будет уменьшать магнитное поле первичной обмотки, а вместе с тем будет ослабляться и действие самоиндукции в первичной цепи. В результате при замыкании вторичной обмотки сила тока в первичной цепи должна увеличиться.

Проследим это явление несколько подробнее расчетом.

Для большей наглядности наших выводов мы предположим пока, что обе обмотки нашего трансформатора имеют одинаковое число витков n и что обе они так плотно навиты друг около друга, что пронизываются одним и тем же магнитным потоком индукции N. В таком случае и электродвижущие силы в обеих обмотках тоже будут одинаковы, и мы можем написать (стр. 348, **313**):

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = -nN' = \mathcal{E}_0 \sin at.$$

Соответственно с этим величина самого потока индукции будет:

$$N = \frac{\mathcal{E}_0}{na} \cos at.$$

Когда вторичная обмотка еще разомкнута и трансформатор работает, как говорят, *вхолостую*, то этот поток индукции можно выразить через силу тока первичной цепи по формуле Гопкинсона (стр. 236, **215**):

$$N = \mu \frac{4\pi n S}{l} J = \mu \frac{4\pi n S}{l} J_0 \cos at.$$

Сопоставляя эту формулу с предыдущей и обозначая коэффициент самоиндукции первичной обмотки через L, получаем (стр. 285, **263**):

$$L = \mu \frac{4\pi n^2 S}{l}; \qquad \mathcal{E}_0 = aL \cdot J_0.$$

Это соотношение между максимальными значениями электродвижущей силы и силы тока мы получили уже раньше (стр. 350, **315**), только несколько другим путем.

Теперь замкнем вторичную обмотку. Электродвижущая сила во вторичной цепи нам уже известна, она равна $\mathcal{E}_2$. Зная состав этой цепи, мы можем вычислить силу тока в ней по общим законам цепи переменного тока (стр. 354, **317**).

Зная силу тока J_2 вторичной обмотки, мы можем определить и образуемый ею поток индукции в трансформаторе; но если в то же время в первичной обмотке течет ток J_1, то *общий* поток магнитной индукции, образуемый обеими обмотками, будет:

$$N = \mu \frac{4\pi S}{l} n \cdot (J_1 + J_2).$$

Заметим, что здесь N — та же величина потока, которую мы имели и раньше при холостом токе, потому что поток индукции трансформатора вполне определяется, как мы видели выше, данной нам электродвижущей силой, или, точнее, разностью потенциалов на концах первичной обмотки $\mathcal{E}_1$; а мы предположили, что величина электродвижущей силы нам дана и сохраняется *постоянной*, работает ли трансформатор или нет. При работе будет изменяться только *сила тока* в обеих катушках. Сопоставляя вышенаписанные формулы, мы видим, что

$$J = J_1 + J_2.$$

Таким образом оказывается, что в нашем трансформаторе во всякий момент его работы *сумма токов* обеих его обмоток всегда равна силе

тока холостого хода. Этот результат есть, конечно, простое следствие постоянства потока и постоянства электродвижущей силы обеих обмоток.

Не нужно однако забывать, что мы имеем здесь дело с *переменными* токами, которые могут различаться друг от друга *амплитудой* и *фазой*, а потому под суммой токов нужно подразумевать их *геометрическую*, или *векторную*, *сумму* (стр. 347, **312**).

Приняв это во внимание, мы можем иллюстрировать работу трансформатора векторной диаграммой, как это и делают очень часто электротехники.

Отложим данную нам электродвижущую силу $\mathcal{E}_1$ в виде вектора по вертикальному направлению *вверх* (рис. 343), тогда поток индукции N и силу *холостого* тока J нам придется отложить в соответственно выбранных масштабах по горизонтальному направлению, и притом *вправо*, потому что ток J отстает от электродвижущей силы самоиндукции $\mathcal{E}_1$ по фазе на 90°. Силы *рабочих* токов первичной и вторичной обмоток должны в сумме образовать *холостой* ток. На векторной диаграмме все три тока J, J_1, J_2 должны образовать *замкнутый* треугольник. Но в этом треугольнике две стороны, а именно J и J_2, нам уже известны и по величине и по направлению, и, следовательно, третью сторону J_1 мы легко можем построить. Впрочем, гораздо точнее мы можем определить J_1 вычислением из написанного выше уравнения токов. Зато векторная диаграмма своею наглядностью дает возможность быстро ориентироваться в различных случаях работы трансформатора.

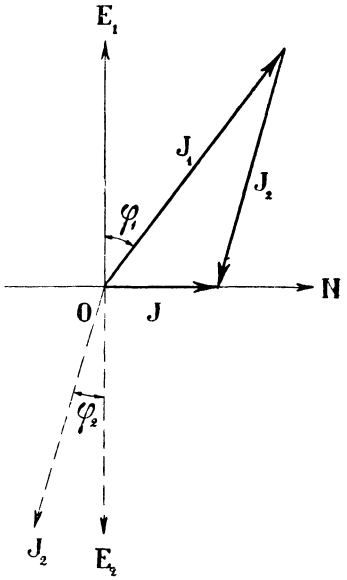


Рис. 343. Диаграмма трансформатора.

Обыкновенно электродвижущую силу вторичной цепи $\mathcal{E}_2$ откладывают противоположно направлению $\mathcal{E}_1$, как это у нас показано на рис. 343 пунктиром. Силу тока J_2 вторичной цепи тоже можно перенести в начало координат и обозначить угол между J_2 и $\mathcal{E}_2$ через φ_2.

Из нашей диаграммы мы, между прочим, видим, что при малой величине холостого тока силы токов первичной и вторичной обмоток почти равны и противоположны друг другу, как это мы и говорили

выше. Далее, мы видим, что, при замыкании вторичной цепи и при возникновении в ней тока J_2, сила тока в первичной цепи J_1 не только увеличивается, но одновременно с тем изменяет свою фазу, поворачиваясь на некоторый угол по направлению к электродвижущей силе $\mathcal{E}_1$. Вследствие этого и средняя энергия, идущая из первичной цепи в первичную обмотку $W = \mathcal{E}_e J_e \cos\varphi$, тоже делается больше. При холостом ходе $\varphi = 90°$ и $\cos\varphi = 0$. Таким образом всякое изменение нагрузки вторичной цепи сейчас же отражается на подаче энергии к трансформатору в его первичной цепи.

Припоминая, что было сказано о колебании энергии (стр. 367, **327**), мы можем представить себе работу трансформатора еще следующим образом.

В продолжение одной четверти периода тока T энергия первичной цепи переходит в сердечник трансформатора и накопляется там в виде магнитной энергии

$$W = {}^1/_2 LJ^2.$$

Чем больше объем трансформатора, тем больше можно накопить в нем магнитной энергии. В следующую затем четверть периода энергия трансформатора частью передается во вторичную цепь, частью же возвращается обратно к источнику. Средняя мощность, т. е. энергия, передаваемая в *единицу времени*, будет:

$$U = \frac{W}{T/4}.$$

Отсюда видим, что данный нам трансформатор (определенного объема) способен передавать тем бо́льшую мощность, *чем меньше период* тока.

Мы рассмотрели выше, ради простоты и наглядности, так сказать, схематический трансформатор. Но *в принципе* работа действительных технических трансформаторов одинакова с вышеописанным. Главное отличие технического трансформатора от нашего схематического будет заключаться в следующем.

Во-первых, обе обмотки трансформатора обыкновенно имеют различное число витков. Но мы уже выяснили раньше (стр. 265, **243**), что в таком случае их электродвижущие силы тоже будут разные, и притом будут пропорциональны числу витков, так что

$$\frac{\mathcal{E}_1}{n_1} = \frac{\mathcal{E}_2}{n_2}.$$

С другой стороны, магнитодвижущие силы и потоки индукции, образуемые токами каждой обмотки, будут иметь различные коэффициенты

n_1 и n_2; приведенное выше уравнение потока N примет теперь следующую форму:

$$N = \mu \frac{4\pi S}{l} n_1 J = \mu \frac{4\pi\mu S}{l} (n_1 J_1 + n_2 J_2),$$

Отсюда видим, что закон сложения токов необходимо теперь применять к произведениям из сил токов на соответствующее число витков обмотки (а м п е р в и т к и). Теперь векторная сумма ампервитков обеих обмоток в каждый момент времени равна числу ампервитков первичной обмотки при холостом ходе:

$$n_1 J = n J_1 + n_2 J_2.$$

Если принять все это во внимание, то легко видеть, что мы можем сохранить нашу диаграмму (рис. 343), но условиться изображать на ней не электродвижущие силы, а электродвижущие силы, деленные на число витков соответственной обмотки, другими словами, изображать на диаграмме электродвижущие силы *одного* витка в обеих обмотках. Кроме того, вместо сил токов, необходимо чертить на диаграмме *ампервитки*.

Во-вторых, технические трансформаторы будут отличаться от нашей схемы тем, что мы не приняли во внимание потери энергии в трансформаторе. Потери эти происходят от нагревания проволок обмоток, от гистерезиса и от токов Ф у к о. Однако все эти потери в современных хорошо устроенных трансформаторах не превосходят 1 %.

Наконец, в нашей схеме мы предположили, что весь магнитный поток трансформатора пронизывает обе катушки без всякой утечки (стр. 265). На самом же деле некоторая магнитная утечка неизбежна. Но векторная диаграмма наша и в этом случае останется неизменной, если мы под электродвижущими и магнитодвижущими силами будем подразумевать те величины, которые остаются за вычетом ампервитков утечки.

В действительности, впрочем, и электродвижущая сила первичной цепи $\mathcal{E}_1$ тоже не остается совершенно постоянной, а, в свою очередь, зависит от нагрузки, потому что потеря напряжения в проводах зависит от силы тока. Однако сечения проводов обыкновенно выбирают так, чтобы эти изменения электродвижущей силы были по возможности малы.

За дальнейшими подробностями о трансформаторах мы отсылаем интересующихся к специальным учебникам электротехники.

329. Взаимодействия переменных токов.—Возьмем две катушки (рис. 344) и, повесив их на гибких проволочных шнурах, будем наблюдать силы взаимодействия между этими катушками, когда по ним идут переменные токи одинакового периода, но разных амплитуд, J_1 и J_2, с разностью фаз φ. Сила взаимодействия между этими двумя катушками будет, вообще говоря, зависеть от их величины, числа витков их проволок и от взаимного их расположения. Во всяком случае эта сила будет тем больше, чем сильнее токи в той и другой катушке; она будет пропорциональна произведению этих токов.

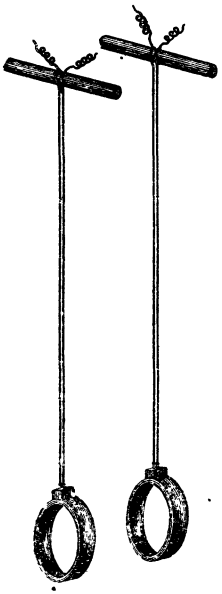


Рис. 344. Взаимодействие токов.

Но произведение

$$J_1 J_2 \sin at \sin (at - \varphi),$$

как это мы уже знаем из предыдущего, постоянно меняет свой знак, а потому и сила будет то притягательная, то отталкивательная. Впрочем, при периоде, употребляемом в технике, $T = \frac{1}{50}$ *сек* эта перемена знака будет происходить настолько быстро, что наши тяжелые катушки не будут успевать следовать за этими переменами, и мы будем наблюдать действие некоторой *средней* силы.

Средняя же величина произведения будет равна:

$$J_1 J_2 \frac{\cos \varphi}{2}.$$

Следовательно, знак этой средней силы будет зависеть от знака $\cos \varphi$.

Если оба тока одной фазы ($\cos \varphi = 1$), и катушки намотаны по одному направлению, то мы будем наблюдать притяжение. Если один из токов отстает или опережает другой на фазу φ, которая по своей абсолютной величине меньше $\pm 90°$, тогда $\cos \varphi > 0$, но < 1, и притяжение уменьшается. Наконец, при разности $\pm 90°$ средние взаимодействия равны нулю, а при большей разности фаз, $\cos \varphi < 0$, притяжения переходят в отталкивания. Все эти следствия легко демонстрируются на опытах.

Заметим кстати, что если перевернуть одну из катушек на 180°, то это равносильно изменению знака ее магнитного поля, а следовательно, и изменению знака ее тока. Изменение же знака переменного тока равносильно изменению фазы тока на $\pm 180°$.

330. Опыты Э. Томсона.—На взаимодействии между переменными токами основаны эффектные демонстративные опыты Э. Томсона.

Если на электромагнит A (рис. 345 a) надеть медное кольцо B и держать его рукою, то при пропускании через обмотку электромагнита переменного тока мы заметим, что медное кольцо быстро нагревается. Мы имеем здесь трансформатор, в котором вторичная катушка состоит всего из одного витка, а потому, несмотря на малую электродвижущую силу, но благодаря малому сопротивлению, в кольце B возникают очень сильные индукционные токи, которые и служат причиною его нагревания.

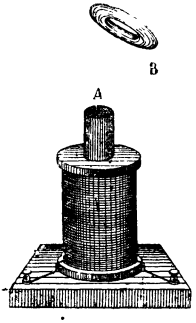


Рис. 345a.

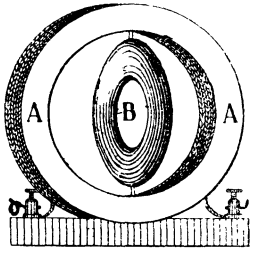


Рис. 345b.

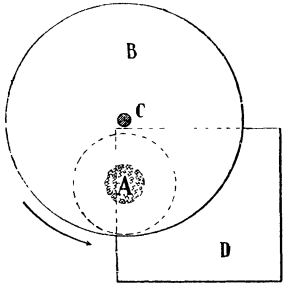


Рис. 345.

Опыты Э. Томсона.

Эти токи, по фазе своей, почти противоположны индуцирующим токам, а потому, если мы выпустим кольцо B из рук, оно оттолкнется от электромагнита и полетит кверху (рис. 345 a).

Кольцо B можно устроить вращающимся вокруг оси, проходящей в его плоскости, и поместить его над электромагнитом A (рис. 345 a) или внутри особой катушки A (рис. 345 b). Пустив через A переменный ток, мы увидим, что под действием переменного магнитного поля кольцо B повертывается и становится своею плоскостью перпендикулярно к A. Это происходит оттого, что в B индуцируются токи, которые отталкиваются от A; поэтому, если кольцо B поставить под некоторым небольшим углом к A, то обе половины кольца будут отталкиваться в противоположные стороны, и угол между B и A увеличится до 90°.

Полезно будет разобрать этот случай несколько подробнее. Пусть плоскость кольца B составляет некоторый угол α с плоскостью катушки A (рис. 345 b); тогда нормаль к плоскости кольца будет составлять тот же угол α с действующим магнитным полем. Поток индукции сквозь кольцо, а также и сила возбуждаемого в нем индукцион-

ного тока J будут пропорциональны $\cos\alpha$. Что же касается момента сил, вращающих кольцо, то он пропорционален $J\sin\alpha$ (стр. 226, **207**) и, следовательно, в данном случае момент сил будет пропорционален произведению $\sin\alpha\cdot\cos\alpha$, т. е. величине $\sin(2\alpha)$.

Из этого мы видим, что при $\alpha=0°$, когда плоскости A и B параллельны, а также при $\alpha=90°$, когда они перпендикулярны друг к другу, момент сил равен нулю, т. е. кольцо будет в равновесии. Но в первом случае, когда $\alpha=0°$, равновесие будет неустойчивым, тогда как во втором случае, когда $\alpha=90°$, равновесие будет устойчивым, ибо момент сил при любом положении кольца будет стремиться повернуть его плоскость перпендикулярно к плоскости катушки A. Наибольший момент сил, вращающих кольцо B, будет при $\sin(2\alpha)=1$, т. е. при угле $\alpha=45°$.

Поместим над полюсом электромагнита A медный диск B (рис. 346 представляет вид сверху), способный вращаться на оси C; ось эта помещена несколько в стороне от оси электромагнита A. При пропускании по обмотке электромагнита переменного тока, в диске (как ранее в кольце B) возникнут индукционные токи, которые, во-первых, будут нагревать диск и, во-вторых, стремиться оттолкнуть его вдоль оси C. Вдвинем между A и B медный лист D; тогда эти индукционные токи возникнут в листе D, и так как по закону Ленца индукционные токи противодействуют индуцирующим, то их магнитное поле будет ослаблять поле электромагнита A; следовательно, при вдвинутом листе D в диске B уже не будут возникать такие сильные токи, диск B будет частью защищен от поля A находящимся между ними проводником D.

Действие такой электромагнитной защиты можно показать и в предыдущем опыте с кольцом B (рис. 345 а); если надеть на электромагнит A медный колпак, то кольцо B совсем не будет отталкиваться.

Выдвинем немного лист D из поля электромагнита — именно так, как показано у нас на рис. 346. Теперь индукционные токи будут возникать и в диске B и в листе D; точки B и D одинакового направления токов будут взаимно притягиваться, вследствие чего диск придет во вращение по направлению, указанному стрелкой.

331. Замыкание переменного тока.—Для того, чтобы уяснить себе, что происходит при замыкании переменного тока, мы можем воспользоваться теми же соображениями, которые были приведены нами при исследовании явления замыкания постоянного тока (стр. 335, **301**).

Положим, что установившийся переменный ток в данной цепи, сообразно с ее сопротивлением, самоиндукцией и емкостью, имел бы

величину $J_0 \sin(at - \varphi)$, и предположим, что мы замкнули цепь в тот момент, который соответствовал бы $\sin(at - \varphi) = 1$. Тогда в момент замыкания сила тока должна была бы иметь величину J_0; между тем в момент замыкания никакого тока еще нет. Это означает, что в этот момент в цепи возникает экстраток замыкания J_1, равный и противоположный J_0. В последующие моменты экстраток замыкания будет, правда, постепенно ослабляться по закону e^{-kt} (стр. 336, **301**); тем не менее оба тока вместе, J_1 и $J_0 \sin(at - \varphi)$, могут дать в сумме силу тока J_2, гораздо бо́льшую, чем J_1 и J_0, как это видно из построения на рис. 347 (ср. стр. 336, рис. 322). На рис. 347 тонкая линия изображает $J_0 \sin(at - \varphi)$, т. е. установившийся ток в данной цепи, тогда как жирная линия показывает, как благодаря экстратоку замыкания J_1 сила тока в цепи постепенно подходит к своему нормальному значению J_0, причем переходит через величины J_2, которые значительно более нормальных.

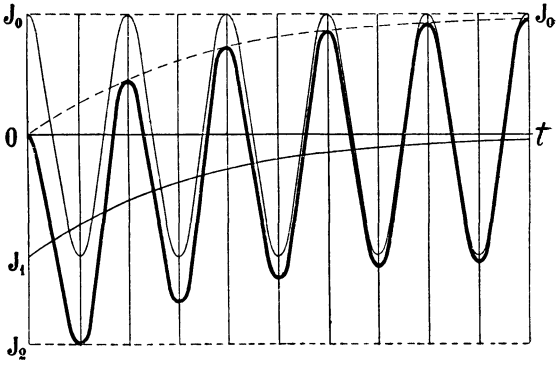


Рис. 347. Замыкание переменного тока.

Сказанное выше о токах относится в равной мере и к электродвижущим силам. Мы видим, таким образом, что при замыкании переменного тока необходимо принимать особые меры предосторожности к уменьшению экстратоков замыкания и производить замыкание постепенно, вводя первоначально некоторое сопротивление. Игнорирование этого обстоятельства было причиною многих несчастий в электротехнической практике.

Вышеприведенные соображения позволяют заранее вычислить, насколько прямое замыкание переменного тока опасно.

Заметим кстати, что если бы мы замкнули переменный ток в тот момент, который соответствовал бы $\cos(at - \varphi)$, равному нулю, то никакого экстратока не возникло бы.

332. Форма кривой переменного тока.—Мы рассматривали в этой главе только такие переменные электродвижущие силы и такие переменные токи, которые меняются со временем по закону $\sin at$ или $\cos at$. Однако на практике имеется много причин, благодаря которым форма кривой переменного тока отступает от нормальной формы синусоиды.

Во-первых, уже при возникновении переменного тока при движении проводников в магнитном поле могут быть различные неправильности как в распределении самого поля, так и в самих проводниках.

Тот способ получения переменного тока, который был указан нами раньше (стр. 347, **313**), а именно, равномерное вращение витка проволоки в однородном магнитном поле, представляет собою только простейшую схему. На самом деле в электромашинах магнитное поле далеко не однородно, а сконцентрировано около полюсов индукторов; кроме того сердечник машины большею частью имеет выступы или зубцы, между которыми уложены проволоки. Наконец, движение витков относительно магнитного поля, как увидим ниже, тоже не всегда бывает вращательное, а иногда и поступательное. От всех этих причин изменение магнитного потока со временем, а вместе с ним и электродвижущая сила в движущемся витке проволок, изменяется не

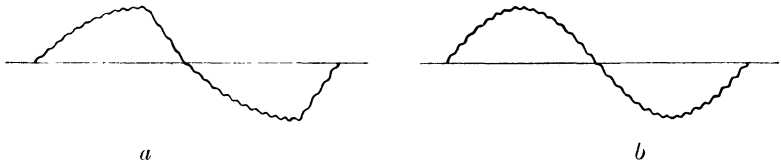


Рис. 348. Исправление кривой переменного тока.

строго гармонически (синусообразно), а, например, по кривой, изображенной на рис. 348 a.

Между тем практика показала, что в большинстве случаев желательно иметь переменную электродвижущую силу, по возможности близкую к синусообразной. С этой целью часто исправляют форму кривой электродвижущей силы машины, соединяя последовательно несколько витков, которые не одновременно проходят мимо полюса, а немного запаздывают друг относительно друга. Оказывается, что таким путем из кривой рис. 348 a удается получить кривую рис. 348 b, которая гораздо ближе подходит к синусообразной кривой.

В современных электромашинах отступления от синусообразной кривой электродвижущей силы допускаются не более как на 5%.

Но предположим даже, что данная нам электродвижущая сила в точности гармоническая; тем не менее, если кажущееся сопротивление цепи не будет оставаться постоянным, то сила тока уже не будет изменяться гармонически. Непостоянство кажущегося сопротивления может происходить от весьма разнообразных причин, а именно: сопротивление может изменяться с температурой, а самоиндукция, взаимная индукция и емкость могут изменяться от движения проводников друг

относительно друга и т. д. Но мы здесь ограничимся случаями *неподвижных* тел и подробнее рассмотрим только два явления, которые в настоящее время получили большое практическое значение, а именно: зависимость проницаемости от величины напряжения магнитного поля (см. стр. 198, **184**) и зависимость сопротивления цепи от напряжения электрического поля. Это последнее явление, т. е. отклонение от закона Ома, имеет место главным образом в газах.

333. Переменная проницаемость. — Предположим, что разность потенциалов на концах обмотки электромагнита дана в виде

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cdot \cos at;$$

такою же формулою будет выражаться и быстрота изменения потока индукции в электромагните, между тем как сам поток индукции, оставаясь гармоническим, будет отставать от электродвижущей силы на 90° (ср. стр. 369, **328**). Поэтому индукция в электромагните может быть выражена формулою:

$$B = B_0 \sin at.$$

С другой стороны, индукцию можно выразить через напряжение магнитного поля H через силу тока (стр. 236, **215**):

$$B = \mu M = \mu 4\pi n_1 J.$$

Если бы проницаемость μ была постоянна, то на основании этих формул сила тока получилась бы тоже гармоническая (ср. стр. 376, **328**). Но на самом деле проницаемость не есть постоянная величина (стр. 199, **184**), а меняется с напряжением поля. Поэтому зависимость индукции B от напряжения магнитного поля M изображается не прямою, а *кривою* линией. Если пренебречь пока явлением гистерезиса, то зависимость B от M можно изобразить кривою рис. 349 а. Этою кривою можно воспользоваться для того, чтобы по данной нам переменной электродвижущей силе или по данной нам индукции B определить силу тока в электромагните для каждого момента времени чисто графическим приемом. Удобнее всего для этого поступить следующим образом.

Начертим по горизонтальной линии OX синусоиду $B_0 \sin at$; разделим ее период на 16 равных частей и соответствующие высоты этой синусоиды вынесем налево на кривую (BM). На вертикальной оси OY отложим тоже равные промежутки времени и для каждого момента времени перенесем сюда с кривой (BM) соответствующие значения напряжения магнитного поля M. Мы получим таким образом кривую изменения магнитного напряжения. Сила тока будет иметь для своего

изображения такую же кривую, как и напряжение магнитного поля, потому что одно другому строго *пропорционально*, а пропорциональность никаких искажений не вносит.

Для наглядности мы перенесем кривую силы тока на тот же чертеж, где у нас начерчена индукция и электродвижущая сила, т. е. на ось *OX*.

Из этого последнего чертежа мы видим прежде всего, что кривая силы тока значительно отличается от синусоиды: у нее появились на

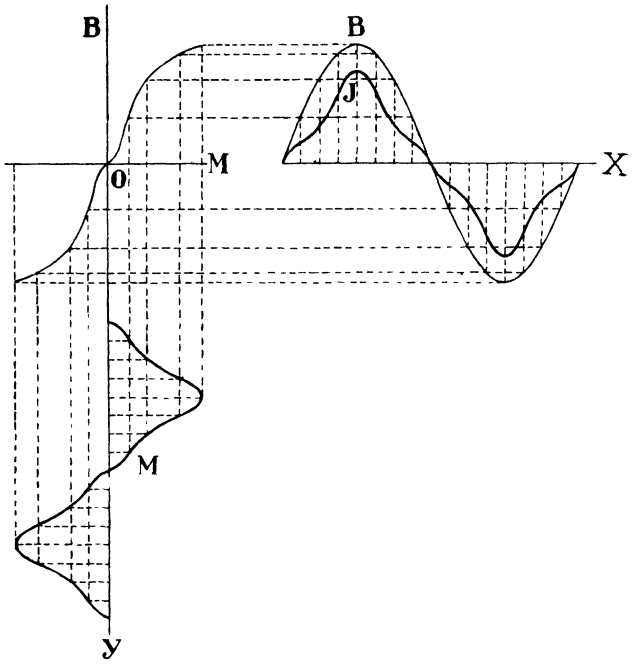


Рис. 349а. Влияние переменной проницаемости на форму кривой переменного тока.

максимальных местах горбы. Это произошло оттого, что при больших значениях индукции, близких к насыщению железа, коэффициент магнитной проницаемости падает (см. рис. 187, стр. 199, **184**); вместе с ним уменьшается самоиндукция, а сила тока растет.

Далее, мы видим, что, несмотря на деформацию, кривая силы тока все же осталась *симметричною* относительно оси *OX*; это означает, что ток, идущий в ту и другую сторону по обмотке электромагнита, один и тот же или, другими словами, средняя сила тока за целый период осталась равною нулю, как и при синусоиде.

Наконец, мы можем заметить, что нулевые точки силы тока совпадают с нулевыми точками индукции и, следовательно, отстоят от ну-

левых точек электродвижущей силы на *четверть* периода, как и в случае постоянной проницаемости.

Теперь повторим все наше построение, приняв во внимание и гистерезис. Это построение исполнено на рис. 349 b и не требует никаких дополнительных разъяснений.

В результате мы опять получили деформированную кривую для силы тока, и опять она оказалась симметричной относительно оси OX,

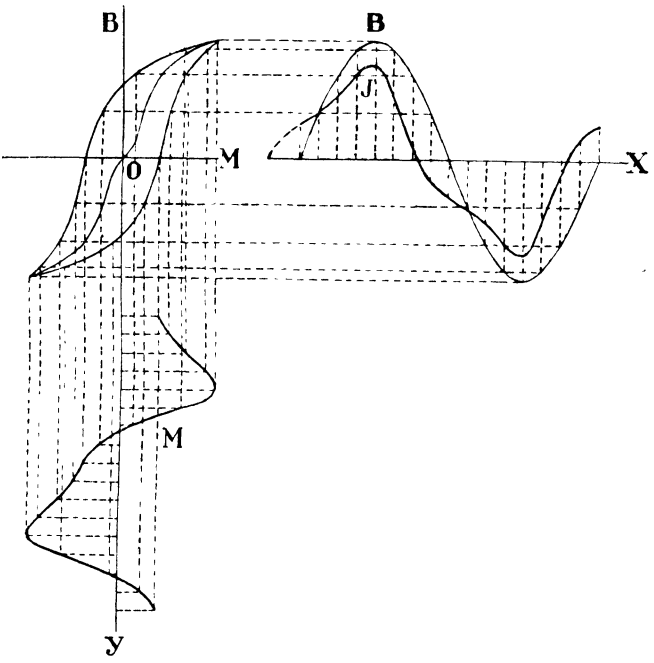


Рис. 349b. Влияние гистерезиса на форму кривой переменного тока.

только теперь ее нулевые точки сдвинулись влево и придвинулись к нулевым точкам электродвижущей силы на угол меньший, чем 90°. Это указывает нам на то, что в электромагните происходит постоянная трата энергии. Но мы уже знаем (стр. 203, **188**), что при гистерезисе и должна теряться энергия, идущая на нагревание железного сердечника.

Если сердечник недостаточно тонко расслоен и в нем возникают токи Фуко или если на том же сердечнике навита еще вторая катушка, как в трансформаторе, и в этой катушке течет индукционный ток, то кривая силы тока в первичной обмотке еще более изменится и еще более сдвинется влево, как это мы выяснили, изучая работу трансформатора (стр. 371, **328**). Однако ни токи Фуко, ни токи вторичной обмотки сами по себе, без влияния железа и его гистерезиса, не могли бы

исказить формы синусоиды силы тока, потому что при них все величины остаются строго пропорциональными друг другу. Если бы мы изображали эти зависимости на чертеже, то у нас получились бы *прямые* линии, между тем как для зависимости магнитной индукции от напряжения магнитного поля мы имеем *кривую* линию и, как легко видеть, эта *кривизна* линии и служит причиною деформации кривых.

Кривые линии, которые служат для графического изображения зависимости одной величины от другой для данного материала и для данного прибора, очень часто теперь называются *характеристиками*.

334. Выпрямители.—Характеристика индукции и напряжения поля в электромагните, (*BM*), с которой мы имели дело в предыдущем параграфе, имеет ту особенность, что она *симметрична*, т. е. имеет одинаковую форму для положительных и отрицательных значений рассматриваемых величин. Поэтому при симметрично меняющейся электродвижущей силе у нас и сила тока получалась тоже симметричной, и средняя сила тока равнялась нулю. Но бывают такие случаи, когда в цепи включены приборы, имеющие *несимметричную* характеристику; в таком случае вместе с искажением синусообразной кривой получается еще неравенство ее положительных и отрицательных частей. Если такая деформированная кривая изображает силу тока, то *площади*, очерчиваемые этой кривой по обе стороны оси времен, будут равны количеству электричества (стр. 362, **322**), протекающего в цепи в ту и другую сторону. Поэтому, если положительные и отрицательные площади кривой тока не равны друг другу, то движение электричества будет происходить в одну сторону сильнее, чем в другую, и средняя сила тока за целый период уже не будет равна нулю. Если мы включим в цепь такого деформированного переменного тока обыкновенный гальванометр *постоянного* тока, подвижная часть которого вследствие своей инерции не в состоянии следовать за быстрыми переменами тока, то стрелка гальванометра все же отклонится и будет указывать некоторую *среднюю* силу одностороннего тока в цепи. Таким образом, вследствие деформации кривой, часть переменного тока как бы превратилась в ток постоянного направления, и получился прямой ток без обратного. На этом основании приборы, имеющие асимметричную характеристику, получили название *выпрямителей*.

Среднюю силу тока в цепи мы можем определить и по форме деформированной кривой. Для этого необходимо определить ее положительные и отрицательные площади (например, планиметром), вычесть одну из другой и разделить на время. При строго периодическом токе достаточно определить площади в пределах одного периода, так как затем все явления будут снова повторяться.

Заметим, что для выпрямления переменного тока недостаточно одной *асимметрии в форме* его кривой, а необходимо неравенство *площадей*, очерчиваемых этою кривою. Можно начертить асимметричную кривую так, что ее положительные и отрицательные части будут разные, но одинаковых площадей; в таком случае средняя сила тока все-таки будет равна нулю, как и в случае строго гармонических кривых. Выпрямления при этом не будет.

Предположим, что нам дана характеристика (JE) силы тока и электродвижущей силы какого-либо прибора в виде кривой, изображенной на рисунке 350a. Эта кривая несимметрична: при отрицательных электродвижущих силах сила тока настолько мала, что ею можно даже пренебречь и считать, что прибор пропускает ток только в одну сторону, подобно клапану или вентилю насоса. Мы увидим ниже, что подобные характеристики имеют место в некоторых контактах кристаллов с металлическими проволочками.

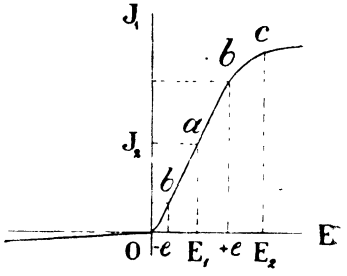


Рис. 350a. Характеристика выпрямителя.

Пусть данная нам электродвижущая сила меняется синусообразно. Если небольшой участок характеристики в пределах действия электродвижущей силы мы примем за прямую линию, то сила тока будет состоять из одних положительных, но тоже синусообразных участков (рис. 350b). Мы знаем (стр. 343, **309**), что среднее значение величины $J_0 \sin at$ за *половину* периода равно

$$J_m = \frac{4J_0}{T}.$$

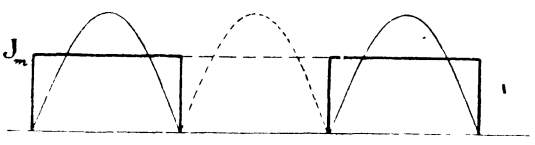


Рис. 350b. Выпрямление тока.

Но так как через каждые полпериода у нас имеется пропуск, во время которого сила тока равна нулю, то средняя сила тока за полный период, вообще за все время действия электродвижущей силы, будет равна половине этой величины. Вот эту то среднюю силу тока и покажет гальванометр постоянного тока, включенный в цепь рассматриваемого выпрямителя.

При желании мы можем заполнить пустые промежутки в силе тока, если установим в цепи не один, а два выпрямителя. Схемы соединений нескольких выпрямителей будут нами рассмотрены ниже (см. гл. X).

Если бы, кроме синусообразной электродвижущей силы, мы включили в ту же цепь еще и постоянную электродвижущую силу $\mathcal{E}_1$ и имели бы сумму

$$\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_0 \sin at,$$

тогда для построения кривой силы тока мы должны были бы взять участок характеристики не около точки O (рис. 350 а), а около точки a. Но в этом месте наша характеристика почти прямая и, во всяком случае, симметрична на сравнительно большом участке bab; поэтому здесь, в этих пределах, мы никакого выпрямления не получим. Средняя сила тока J_1 будет обусловлена только постоянной электродвижущей силой $\mathcal{E}_1$, как будто переменной электродвижущей силы и не было.

Только в тех частях характеристики можно достичь выпрямления тока, где она заметно искривляется и делается *асимметричной*. Это имеет место, например, в точке c. Включив в цепь постоянную электродвижущую силу величиною $\mathcal{E}_2$, мы получим выпрямление. Однако в этом случае у переменного тока останутся только его *отрицательные* полупериоды, положительные же полупериоды прибором почти не будут пропускаться, и выпрямление произойдет в сторону противоположную, чем при $\mathcal{E}_2 = 0$.

В последнее время выпрямители получили в технике большое употребление, и мы с ними встретимся в дальнейшем.

335. Регулировка самоиндукции. — Вернемся опять к рассмотрению характеристики (BM) железа. Предположим, что на одном и том же сердечнике электромагнита намотаны две катушки; по одной из них течет постоянный ток, а по другой — переменный. Тогда в сердечнике мы получим две магнитодвижущие силы и, следовательно, два магнитных поля: одно — постоянное и другое — переменное:

$$M_1 + M_0 \sin at.$$

Для того, чтобы вычислить самоиндукцию катушки переменного тока, нам необходимо знать проницаемость железа μ, т. е. отношение индукции к напряжению магнитного поля в пределах изменения переменного тока.

Нарисовав характеристику (BM) (рис. 351) и взяв на ней точку a, соответствующую постоянному напряжению M_1, мы можем при небольшом значении M_0 принять характеристику за прямую и считать отношение B к M в пределах между точками bab постоянным. Легко видеть, что это отношение будет равно тангенсу угла наклонения характеристики у точки a к горизонтальной оси [1]. Мы можем назвать μ

[1] Это соотношение имеет место только тогда, если B и M нанесены в одинаковых масштабах.

крутизну характеристики (BM). В различных точках кривой, т. е. для различных значений постоянного поля M_1, крутизна характеристики, а следовательно, и величина μ, для нашего переменного тока будет различною. Зависимость μ от напряжения поля можно изобразить кривою, вроде той, которая у нас показана на рис. 187, (стр. 199, **184**).

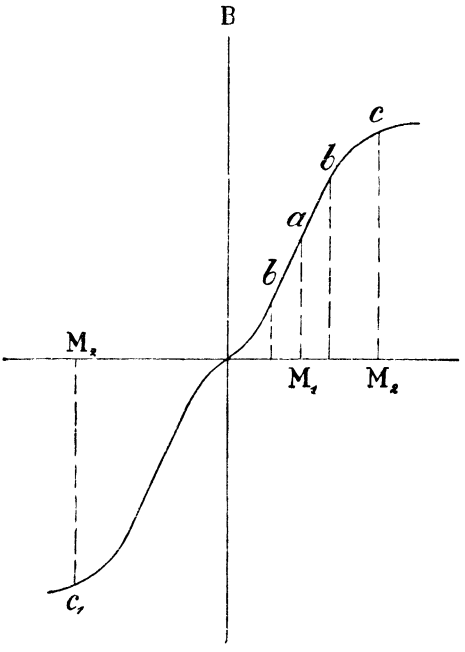


Рис. 351. Регулировка самоиндукции

Таким образом при изменении силы постоянного тока и напряжения его магнитного поля M_1 изменяются и среднее значение μ и средняя величина самоиндукции L катушки, по которой течет переменный ток. Около напряжения поля в 7 гаусс уже небольшие изменения напряжения поля дают значительные изменения самоиндукции катушки. Этим обстоятельством иногда пользуются в технике и устраивают в катушках самоиндукции (в дросселях), включенных в цепь переменного тока, вторую обмотку, питаемую постоянным током. Регулируя силу этого постоянного тока, можно изменять самоиндукцию и кажущееся сопротивление катушки и тем самым регулировать силу переменного тока в главной цепи.

336. Трансформатор частоты. — На применении вспомогательной обмотки с постоянным током основаны также трансформаторы, при помощи которых можно увеличивать в несколько раз частоту переменного тока. Из многочисленных предложенных для этой цели схем мы рассмотрим здесь только одну, наиболее наглядную. Два трансформатора (рис. 352a) имеют первичные обмотки A_1 и B_1, соединенные последовательно. Сила *постоянного* тока в добавочной катушке C подобрана так, чтобы индукция в обоих трансформаторах была близка к насыщению, т. е. чтобы переменный ток работал у той точки характеристики, где она имеет сильный перегиб (см. точку c или c_1 на рис. 351). Вследствие этого, несмотря на строго гармоническую силу тока (рис. 352b, *a*), поток магнитной индукции будет изменяться только в меньшую сторону, и кривая его изменения

будет имет вид кривой рисунка 352b, *b*) Обмотка постоянного тока *C* действует на оба трансформатора во взаимно противоположных направлениях, как это видно из направления ее линий сил, показанных на рис. 352a: когда в трансформаторе *A* направление магнитного поля переменного тока будет совпадать с направлением магнитного поля постоянного тока, то в трансформаторе *B* они будут ослаблять друг друга, и наоборот. Поэтому кривые индукции их будут сдвинуты друг относительно друга на полпериода (рис. 352b, *b*, пунктир), а электродвижущая сила

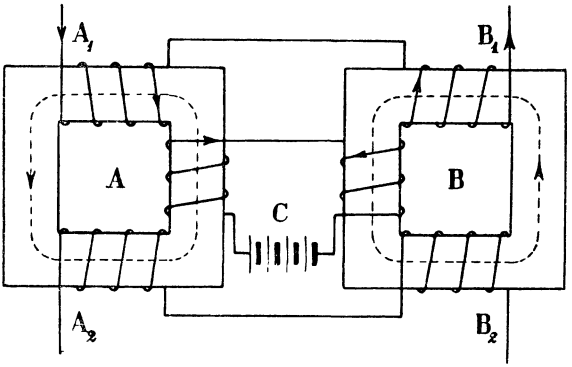


Рис. 352a. Трансформатор частоты.

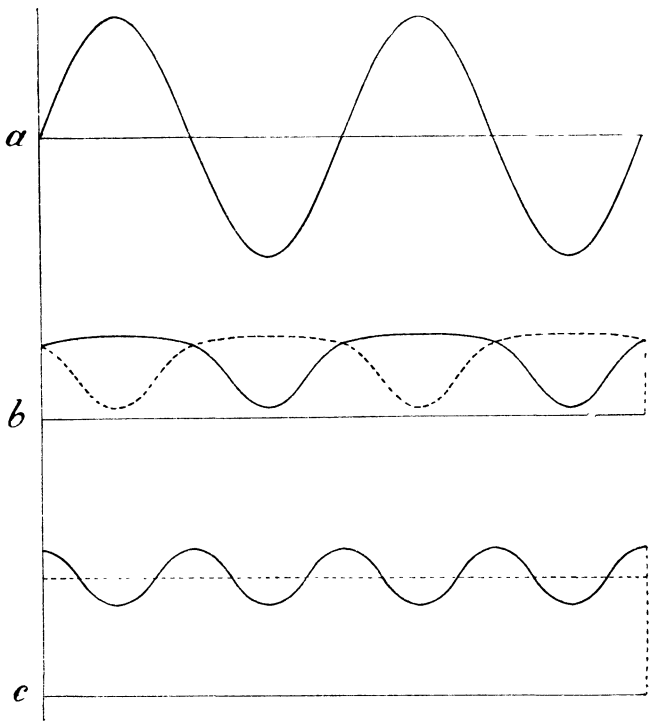


Рис 352b. Трансформация частоты.

вторичной обмотки будет получать толчки то от одного, то от другого трансформатора (рис. 352 b, *c*), следующие друг за другом каждые полпериода. В результате мы получим в обмотке A_2B_2 частоту вдвое бо́льшую, чем в обмотке A_1B_1.

Аналочичным расположением можно достигнуть и многократного увеличения частоты.

337. Теорема Фурье.—Несмотря на самые разнообразные искажения кривых электродвижущей силы и силы переменного тока, которые мы рассмотрели в предыдущих параграфах, все эти искаженные кривые остаются *периодическими*, т. е. форма каждой кривой через известный промежуток времени T снова повторяется.

Промежуток времени T называется *периодом* рассматриваемой кривой.

Французский математок Фурье (J. B. J. Fourier, 1822) доказал, что всякую периодическую кривую любой формы всегда можно представить в виде суммы целого ряда *гармонических* кривых с периодами T, $\frac{T}{2}$, $\frac{T}{3}$ и т. д.

Гармонические кривые будут, вообще говоря, различной амплитуды и фазы. Если мы обозначим через $f(t)$ ту периодическую функцию, для которой наша кривая служит изображением, и через a обозначим величину $\frac{2\pi}{T}$, то теорему Фурье можно написать в виде:

$$f(t) = c_0 + c_1 \sin(at + \varphi_1) + c_2 \sin(2at + \varphi_2) + c_3 \sin(3at + \varphi_3) + \ldots .$$

Фурье показал, как можно по данной функции $f(t)$ вычислить амплитуды c и фазы φ всех составляющих колебаний.

Иногда вышенаписанная сумма представляет собою бесконечный ряд различных колебаний.

Если $f(t)$ дана в виде кривой, то для определения составляющих колебаний можно применить графический метод, и изобретены даже особые приборы, вроде планиметров, при помощи которых отдельные члены этой суммы определяются механически. Однако здесь мы не можем останавливаться на этом, и нам важно только знать, что определение отдельных членов ряда Фурье *возможно*. В некоторых частных случаях, как увидим ниже, главнейшие составляющие данной нам периодической кривой можно выделить даже без особых вычислений, так сказать, на-глаз.

Как известно, нечто подобное мы встречаем в акустике при колебаниях струн, труб и т. п. Как бы ни были сложны колебания, возникающие в этих инструментах при различных способах возбуждения звуков, тем не менее мы всегда можем показать при помощи гельмгольцевых резонаторов, что эти колебания состоят из *основного* тона

с периодом T и целого ряда так называемых *обертонов* с периодами $\frac{T}{2}$ (октава), $\frac{T}{3}$ (дуодецима), $\frac{T}{4}$ (вторая октава) и т. д. Такое выделение обертонов при помощи резонаторов тоже представляет собою один из частных случаев применения теоремы Фурье.

Мы приведем здесь несколько простейших примеров.

Прежде всего заметим, что постоянный член c_0 в формуле Фурье представляет собою не что иное как *среднее значение* $f(t)$ за целый период T, потому что среднее значение каждого из остальных членов за время полного периода T, как мы знаем (стр. 344, **309**), равно нулю. Основываясь на этом, мы всегда можем выделить этот постоянный член. С этою целью необходимо (ср. стр. 344, **310**) определить положительную и отрицательную площадь кривой $f(t)$, вычесть одно из другого и разделить на период T. То, что останется в кривой за вычетом c_0, будет состоять только из *гармонических* колебаний.

На практике большею частью (но, конечно, не всегда) наибольший интерес имеют первые три члена ряда: основной тон, октава и дуодецима. Имея это в виду, мы изобразили на рис. 353 жирною линией различные кривые, получающиеся от сложения основного тона с октавой и с дуодецимой для различных фаз.

Из этих рисунков легко увидеть, что дуодецима, т. е. третий гармонический член ряда Фурье, изменяет одинаково и положительную и отрицательную часть кривой основного колебания (рис. 353, *d*, *e*, *f*), между тем как октава вносит некоторую *асимметрию* (рис. 353, *a*, *b*, *c*) в *форму* положительных и отрицательных частей, а именно: ординаты кривых для углов α и $\alpha + 180°$ отличаются не только по знаку, но и по величине. Предоставляем читателю самому убедиться в том, что это замечание имеет общее значение: всегда присутствие *четных* членов ряда должно сказаться в подобной асимметрии формы периодической кривой; поэтому если данная нам кривая вполне симметрична в своих положительных и отрицательных частях, то мы можем быть уверены, что ее ряд Фурье состоит только из *нечетных* членов. Таким образом уже по виду периодической кривой мы до некоторой степени можем судить о составляющих ее гармонических колебаниях.

В динамомашинах конструкция положительных и отрицательных полюсов бывает обыкновенно одинаковая, а потому и кривые электродвижущих сил должны быть вполне симметричными. Отсюда заключаем, что электродвижущие силы таких машин могут содержать в себе только *нечетные* обертоны, что и оправдывается на опыте.

Предположим, что нам дана электродвижущая сила какой-либо машины в виде кривой рис. 353, *e*. Какова же будет форма кривой

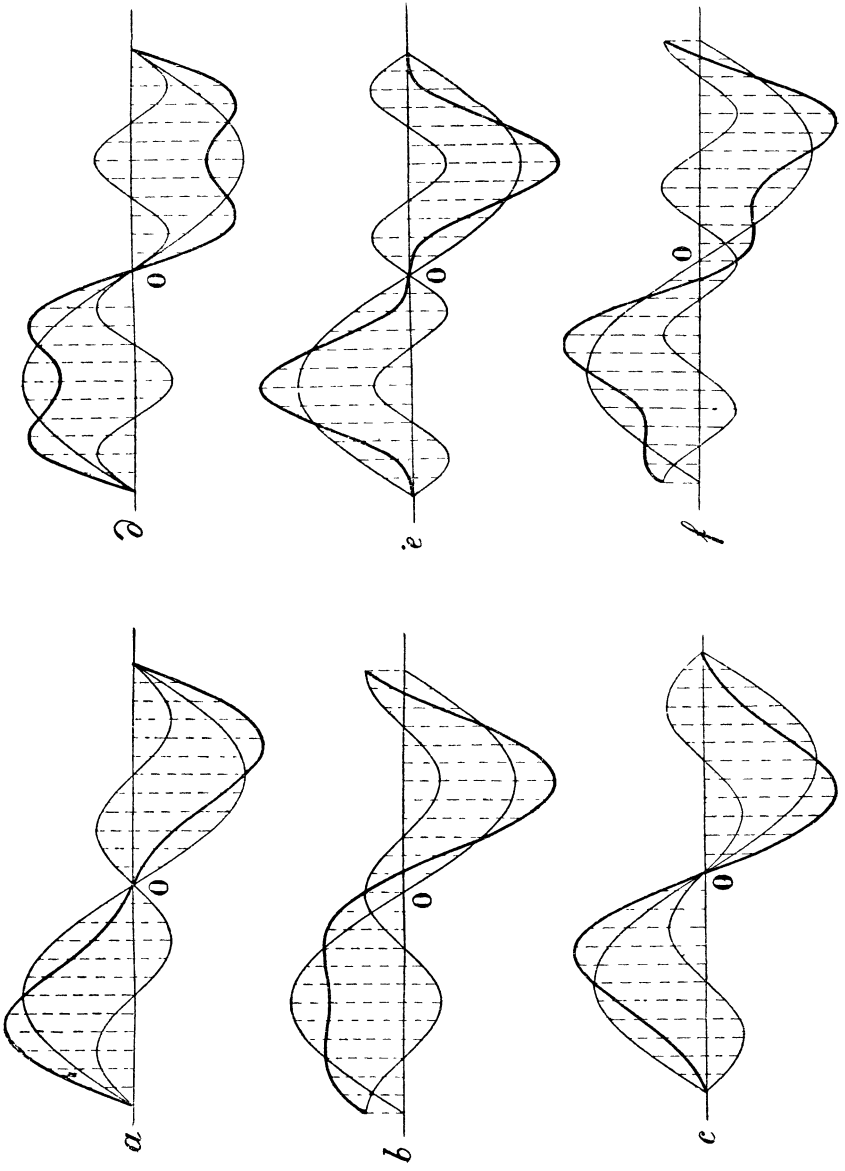


Рис. 353. Основное колебание со вторым и третьим обертоном.

силы тока в цепи, где включены сопротивление, или емкость, или самоиндукция?

Введением *сопротивления* все токи, независимо от их периода, ослабляются одинаково, а потому сопротивление само по себе не может изменить формы кривой, и сила тока будет изменяться по тому же закону, что и электродвижущая сила.

Самоиндукция L по своим действиям эквивалентна сопротивлению aL (стр. 350, **315**), и, чем меньше период, тем больше $a = \frac{2\pi}{T}$, и тем больше кажущееся сопротивление aL. Следовательно, при самоиндукции в цепи высшие гармонические обертоны в силе тока будут сравнительно слабее основных колебаний; кривая силы тока будет менее искажена, чем кривая электродвижущей силы (ср. рис. 380, стр. 408).

Емкость C оказывает как раз обратное действие, чем самоиндукция, потому что она эквивалентна сопротивлению $\frac{1}{aC}$, которое тем больше, чем больше период. В этом случае в кривой силы тока выступят яснее высшие обертоны, и кривая основных колебаний будет гораздо сильнее искажена, чем кривая электродвижущей силы (ср. рис. 381, стр. 408.

Одновременно с относительным изменением амплитуд составляющих колебаний, на форму кривой силы тока влияет и различный сдвиг фаз их.

При совместном действии сопротивления, самоиндукции и емкости получится некоторое среднее из вышеприведенных изменений формы кривых силы тока.

Теорема Фурье позволяет очень легко решить вопрос о производной (стр. 323, **294**) данной нам периодической кривой. Так, например, если дана магнитная индукция N, то можно определить электродвижущую силу $\mathcal{E} = -N'$. В общем случае нахождение производной кривой требует проведения касательных и определения их уклона для различных точек кривой. Если же нам удалось представить данную кривую в виде ряда синусов, то производные их будут косинусы (стр. 339, **303**) с амплитудами, в a, $2a$, $3a$ и т. д. раз бо́льшими; начертив эти косинусы и сложив их вместе, мы получаем в сумме искомую производную кривую.

Кривая выпрямителей, которая нам встретилась (стр. 383, рис. 350 а) после вычета среднего значения c_0, очевидно, содержит в себе прежде всего колебания с *вдвое* большею частотою, чем то колебание, которое действовало в цепи выпрямителя. Из этого мы заключаем, что каждый выпрямитель может служить для устройства трансформатора частоты и главным образом для *удваивания частоты*.

На стр. 385, **336** мы описали магнитный трансформатор частоты. Но и в этом случае мы воспользовались кривизной характеристики для того, чтобы сделать колебания магнитного поля *асимметричными* (рис. 351); это тоже своего рода выпрямитель магнитного поля. В результате мы получили удвоение частоты.

Легко видеть, что, пользуясь еще более высокими обертонами колебаний, мы может получить не только удвоение, но́ и *многократные*

частоты от основного. Для этого необходимо, однако, чтобы характеристика прибора вносила такие искажения в основную синусоиду, которые давали бы верхние обертоны достаточно сильными.

Теоремой Фурье пользуются не только в вопросах, связанных с переменными токами, но вообще при всех вопросах, где играют роль периодические функции: в акустике, оптике, астрономии и т. д.

IV. МНОГОФАЗНЫЕ ТОКИ

338. Двухфазный ток.—Многофазным током называется система переменных токов одинакового периода, но разных фаз. Так, например, мы можем получить два переменных тока с разницею фаз в 90°, если вместо одного витка проволоки a_1b_1 будем вращать

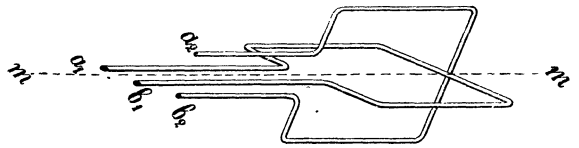


Рис. 354.

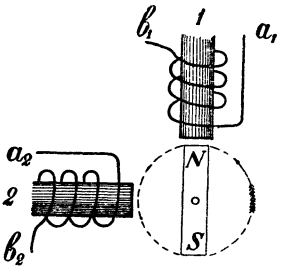


Рис. 355.

Получение двухфазного тока.

в постоянном магнитном поле два таких витка (рис. 354), помещенных перпендикулярно друг к другу. Тогда, если электродвижущая сила в a_1b_1 будет

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin at,$$

то электродвижущая сила в a_2b_2 будет:

$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin (at - 90°).$$

То же самое можно получить, оставив оба витка неподвижными, но зато вращая относительно них магнитное поле.

На рис. 355 показаны две помещенные под прямым углом катушки, перед которыми вращается магнит или электромагнит NS. В каждой катушке здесь возникает переменный ток, но один из токов запаздывает относительно другого в фазе на 90°.

Если мы разместим по окружности четыре катушки (рис. 356), то получим четыре переменных тока с разностью фаз в 90°, 180°, 270°. Но легко видеть, что в двух противоположных катушках электродвижущие силы равны и противоположны (разность фаз 180°), потому что, когда мимо одной из них проходит северный полюс магнита,

мимо другой проходит южный полюс. Поэтому обмотки противоположных катушек мы можем соединить последовательно так, как соединяют гальванические элементы, причем их электродвижущие силы сложатся друг с другом. А после такого соединения мы получим опять *два* переменных тока.

339. Число проводов двухфазного тока.—Итак, тем или иным путем мы можем получить две переменных электродвижущих силы с разностью фаз в 90°. Четыре полюса наших катушек (рис. 356) a_1, a_2, a_3, a_4 мы могли бы соединить с внешней цепью четырьмя проволоками и тогда получили бы систему, называемую *двухфазным током*. Однако одну из этих проволок мы можем сэкономить, соединив, например, клеммы a_1 и a_4 вместе (рис. 356). Дело в том, что электродвижущая сила индукции обусловливает лишь *разности* потенциалов у клемм катушек, а не самые потенциалы; поэтому потенциалы двух клемм, например, a_1 и a_4 или a_2 и a_3, мы можем принять одинаковыми и притом равными нулю.

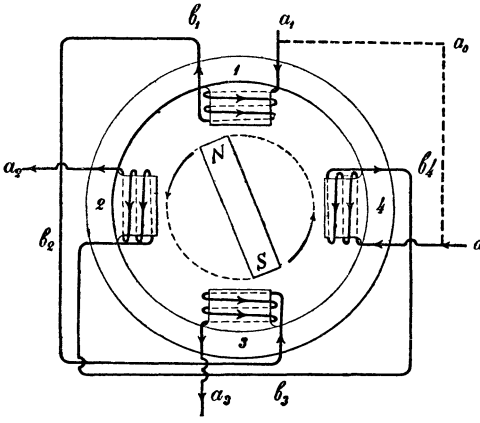


Рис. 356. Двухфазный ток.

Например, пусть потенциалы клемм a_1 и a_4 равны нулю, тогда потенциалы клемм a_2 и a_3 будут:

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin at,$$
$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin (at - 90°),$$

и разность потенциалов между этими двумя клеммами

$$\mathcal{E}_{12} = \mathcal{E}_0 \sin at - \mathcal{E}_0 \sin (at - 90°) = \mathcal{E}_0 2 \sin (45°) \cos (at - 45°),$$
$$\mathcal{E}_{12} = \sqrt{2}\mathcal{E}_0 \sin (at + 45°).$$

Таким образом при соединении клемм a_1 и a_4 в один провод мы получаем три переменных электродвижущих силы одинакового периода, но с разностью фаз в 90° и 45°.

Две из этих электродвижущих сил имеют одинаковую амплитуду $\mathcal{E}_0$, третья же имеет амплитуду в $\sqrt{2} = 1{,}41$ раз бóльшую.

340. Вращающееся магнитное поле. — Двухфазным током можно воспользоваться для получения вращающегося магнитного поля, употребляемого в электродвигателях. Положим, что катушки (1, 3) и (2, 4) (рис. 356) питаются переменными токами одинаковых амплитуд, но с разностью фаз в 90°; каждая из этих катушек даст переменное магнитное поле, и напряжение этих полей будут тоже иметь одинаковые амплитуды, но разные фазы:

$$M_1 = M_0 \sin at,$$
$$M_2 = M_0 \sin (at - 90°) = M_0 \cos at.$$

Так как оба поля перпендикулярны друг к другу, то результирующее напряжение будет представлять (рис. 357) гипотенузу прямоугольного треугольника с катетами M_1 и M_2.

Величина результирующего напряжения будет:

$$M = \sqrt{M_1^2 + M_2^2} = M_0 \sqrt{\sin^2 at + \cos^2 at} = M_0.$$

Эта величина будет все время одна и та же.

Направление же поля M определится из

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{M_1}{M_2} = \frac{M_0 \sin at}{M_0 \cos at} = \operatorname{tg} at,$$

откуда

$$\alpha = at.$$

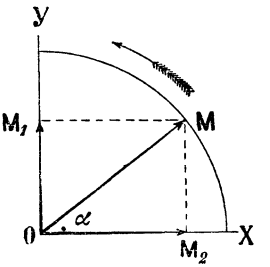


Рис. 357. Вращающееся магнитное поле.

Значит, угол α будет меняться с постоянною угловою скоростью a.

Таким образом из двух переменных магнитных полей с разностью фаз в 90° мы получаем магнитное поле, постоянное по величине, но вращающееся с угловою скоростью a.

Если поместить в такое поле магнитную стрелку (рис. 356), то она будет все время стремиться стать по направлению поля и будет, следовательно, вращаться в сторону увеличения α.

Если переменить направление тока в одной из катушек, то поле ее переменит знак, и мы получим

$$\alpha = -at,$$

а это означает вращение в противоположную сторону.

Феррарис первый обратил внимание на то, что вращающееся магнитное поле по своим действиям эквивалентно полю вращающегося магнита, а потому если поместить в это поле медный цилиндр, то в цилиндре этом возникнут индукционные токи, как в диске Араго (стр. 263, **242**), и взаимодействие индуцирующих и индуцируемых то-

ков приведет цилиндр во вращение. Направление вращения цилиндра будет то же, что и направление вращения поля. При перемене направления тока в любой из катушек мы получим вращение цилиндра в противоположную сторону.

На этом принципе основаны современные, так называемые *индукционные двигатели*, или *двигатели с вращающимся полем*, а также и некоторые измерительные приборы.

Заметим, что если следить за намагничиванием катушек, образующих вращающееся поле, то мы увидим, что северный магнетизм обходит последовательно все катушки, описывая полный круг во время одного периода T.

341. Трехфазный ток. — Наиболее употребительным из многофазных токов является в настоящее время трехфазный ток. Его можно получить при вращении электромагнита NS внутри кольца с тремя катушками, расположенными на $^1/_3$ окружности друг от друга (рис. 358).

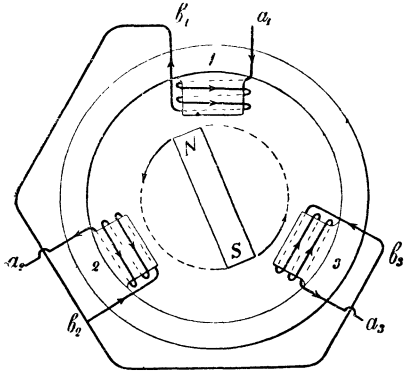


Рис. 358.

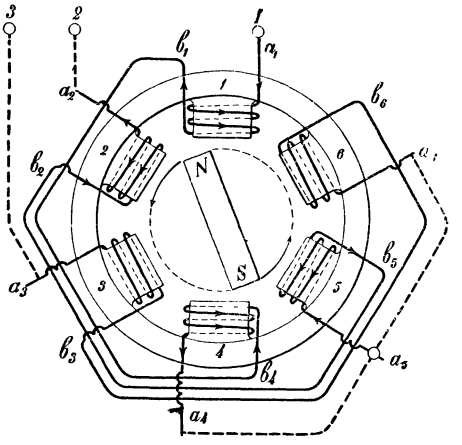


Рис. 359.

Трехфазный ток.

Ради получения более однородного магнитного поля лучше будет, если мы дополним это расположение еще тремя катушками (рис. 359) и соединим диаметрально противоположные катушки последовательно, подобно тому, как это мы делали с двухфазным током (стр. 392, рис. 356).

При вращении электромагнита NS в этих катушках возникнут электродвижущие силы одинаковой величины, но с разницею фаз в 120°, и мы получим:

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin(at),$$
$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin(at - 120°),$$
$$\mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_0 \sin(at - 240°).$$

Эти три электродвижущие силы изображены на рис. 360.

Три катушки имеют 6 концов проволок, но и здесь мы можем три конца, а именно a_4, a_5 и a_6, соединить вместе в один провод, и тогда получим только четыре конца проволок или четыре клеммы для соединения с внешней цепью. При этом токи, идущие из каждой катушки a_1, a_2 и a_3 в сеть, будут вновь возвращаться из сети по общему проводу a_5. Впрочем, если все эти три тока одинаковы, то сумма их равна нулю. Предоставляем читателю доказать, что

$$J_0 \sin(at) + J_0 \sin(at - 120°) + J_0 \sin(at - 240°) = 0.$$

Доказать это можно непосредственно, раскрыв скобки при sin, или можно воспользоваться для доказательства рис. 360. Наконец, можно применить векторную диаграмму (стр. 347, **312**). В последнем случае все три складываемых вектора должны образовать замкнутый треугольник, ибо сумма их должна быть равна нулю; кроме того в этом треугольнике все три угла должны быть равными. Отсюда непосредственно следует, что треугольник этот будет равносторонний, т. е. все J_0 должны быть тоже равны.

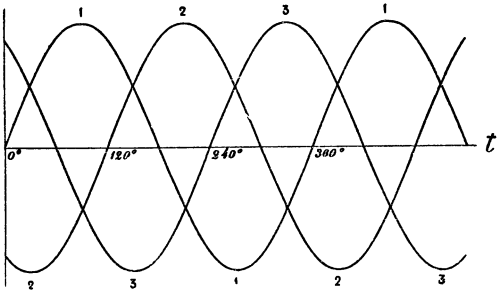


Рис. 360. Трехфазный ток.

Итак, при одинаковых J_0 в проводе a_4 у нас никакого тока не будет, и мы можем обойтись без этого провода. Обыкновенно и стараются делать J_0 одинаковыми, и тогда трехфазный ток можно проводить по трем проводам.

Эти три провода принято называть тремя *фазами*.

Остается еще добавить, что если мы, уничтоживши четвертый провод трехфазной системы, включим в три ее ветви различные сопротивления, то силы токов уже не будут равными. Тем не менее, так как четвертого провода уже нет, все эти три тока должны в сумме равняться нулю (образовать замкнутый векторный треугольник); в таком случае между этими токами разности фаз будут уж неодинаковыми (образуется векторный треугольник с различными сторонами и неравными углами).

342. Соединение звездой и треугольником.—Разобранный нами способ соединения проводов трехфазного тока можно схематически изобразить на рис. 362, где a, b и c — три катушки, в которых возбуждаются электродвижущие силы $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$ и $\mathcal{E}_3$, и номера 1, 2, 3 и 0

соответствуют клеммам 1, 2, 3 и a_5 (рис. 359). Такая схема называется: *соединение звездой*.

Кроме того возможно еще *соединение треугольником* (рис. 361).

При соединении треугольником (рис. 361) разность потенциалов между любыми двумя клеммами, например между клеммами 1 и 2, будет, очевидно, равна электродвижущей силе, возникающей в соответственной катушке, в данном случае в катушке a, а именно

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin(at).$$

При соединении звездой (рис. 362) между клеммами 1 и 2, а также и между другими клеммами, мы получим разность потенциалов, равную сумме электродвижущих сил двух катушек, например a и b. При

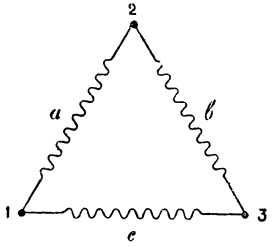


Рис. 331. Соединение треугольником.

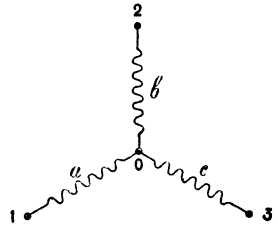


Рис. 332. Соединение звездой.

сложении этих двух электродвижущих сил не нужно забывать, во-первых, что они противоположны по знаку, потому что нулевая точка находится между ними, во-вторых, что они разных фаз. Разность потенциалов между двумя любыми клеммами будет:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin(at) - \mathcal{E}_0 \sin(at - 120°) = \mathcal{E}_0 2 \sin(60°) \cos(at - 60°);$$

$$\mathcal{E} = \sqrt{3}\,\mathcal{E}_0 \sin(at + 30°).$$

Мы видим, что при соединении звездой разность потенциалов между клеммами оказывается в $\sqrt{3} = 1{,}73$ раза больше, чем при соединении треугольником.

Что касается силы тока, то мы получаем как раз обратное соотношение, потому что при соединении звездой в проводе № 1 идет тот же ток, как и в катушке a, тогда как при соединении треугольником в провод № 1 идет ток и из катушки a и из катушки c.

В практике встречаются еще комбинации из обоих рассмотренных соединений, но наиболее употребительно соединение звездой.

343. Вращающееся поле трехфазного тока. — При помощи трехфазного тока тоже можно получить вращающееся поле. Для этого ток пускают в три катушки (рис. 358 и 359), расположенные по окруж-

ности на расстоянии 120° друг от друга. Магнитные поля этих трех катушек имеют тоже разность фаз в 120° и складываются в одно результирующее поле постоянной величины. Результирующее магнитное поле будет равномерно вращаться, совершая полный оборот за время одного полного периода тока T. Следя, например, за северным магнетизмом катушек (рис. 358), мы увидим его переходящим последовательно от одной катушки к другой во время $\frac{1}{3}\ T$ и совершающим полный оборот во время одного периода T.

Предлагаем читателю самому проследить за вращением поля при помощи геометрического построения равнодействующих трех полей в различные моменты времени. Само собою разумеется, что вращающееся поле трехфазного тока так же, как и тока двухфазного (стр. 393, **340**), может приводить во вращение медный цилиндр и Феррариса потому применяется в современных электродвигателях (см. гл. VII).

344. Многополюсное расположение.—Мы видели, что для получения трехфазного переменного тока (стр. 394, рис. 359) необходимо вращать электромагнит NS внутри кольца, образованного из шести катушек. Если сделать этот электромагнит двойным (рис. 363), то перед каждой катушкой за время одного оборота пройдет не один, а два северных полюса. При том же числе оборотов электромагнита мы получим переменный ток с вдвое меньшим периодом; наоборот, желая получить тот же период, мы можем вращать электромагнит вдвое медленнее. Очевидно, что если электромагнит будет иметь n пар полюсов, то для получения переменного тока того же периода его нужно будет вращать в n раз медленнее, чем при двухполюсном магните. Такими *многополюсными* электромагнитами часто пользуются на практике, где вращение со скоростью в 50 оборотов в секунду, которая необходима для получения периода $T = \frac{1}{50}$ секунды, представляет существенные неудобства.

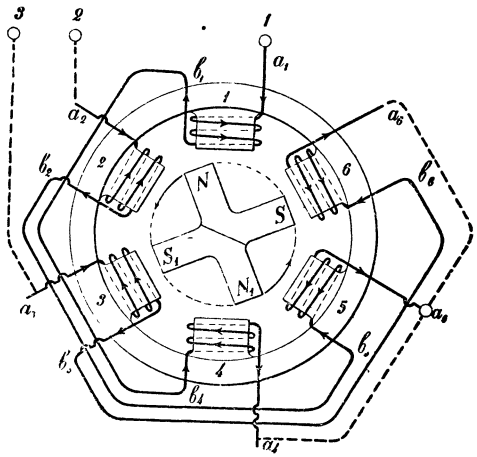


Рис. 363. Четырехполюсная схема.

Заметим только, что при электромагните о двух парах полюсов (рис. 363) в противоположных катушках возникают токи *одинакового* направления, а не *противоположного*, как это было у нас при обыкновенном электромагните (рис. 359); поэтому соединение катушек 1 и 4, 2 и 5, 3 и 6 здесь будет иное, как это легко видеть из сравнения рис. 359 и 363.

Если при расположении катушек, показанном на рис. 363, пустить в них трехфазный ток, то и в этом случае северный магнетизм будет последовательно переходить от одной катушки к соседней во время $\frac{1}{3}T$ и, следовательно, сделает полный оборот по всем 6 катушкам во время $2T$. Мы получим, таким образом, то же вращающееся магнитное поле, но его угловая скорость будет вдвое меньше, а период обращения вдвое больше прежнего.

При данном нам периоде тока T мы можем, таким образом, получать вращающееся магнитное поле с периодом вращения в T, $2T$, $3T$ и т. д.

V. ПРИБОРЫ И ИЗМЕРЕНИЯ

345. Амперметры; вольтметры. — Для измерения силы переменных токов не могут быть применены ни гальванометры с подвижной магнитной стрелкой, ни гальванометры с неподвижным магнитом и подвижной катушкой, потому что во всех подобных инструментах вместе с переменою направления тока меняется и направление отклонения подвижной части, а при частоте тока, равной 50 в секунду, подвижная часть не будет успевать следовать за переменою направления тока, и гальванометр будет стоять на нуле. Что же касается электродинамометров (стр. 278, **253**), гальванометров с подвижным железом (стр. 279, **254**) и тепловых гальванометрев (стр. 281, **259**), то все они, при соответственной градуировке, могут быть устроены как амперметры и как вольметры переменного тока. Конечно, при этом надо по возможности избегать влияния гистерезиса и токов Фуко.

346. Индукционные приборы. — Кроме перечисленных типов измерительных приборов возможны еще инструменты, предназначенные исключительно для переменных токов и основанные на явлении индукции.

В системе Бенишке (рис. 364) переменный ток подводится к электромагниту M, в междуполюсном пространстве которого может вращаться легкий алюминиевый диск S. Немного в стороне, к полюсам электромагнита прикреплена замкнутая на себя катушка B. Как в диске S, так и на катушке B возникают индукционные токи оди-

накового направления, которые притягивают друг друга, вследствие чего диск S начинает вращаться. С подобным же явлением мы уже встретились в опытах Э. Томсона (стр. 375, рис. 346), только вместо катушки B там был медный лист C. Фирма „Всеобщая Компания Электричества“ строит различные приборы, основанные на этом принципе, между прочим, и регуляторы дуговых ламп переменного тока.

Если на оси диска A поместить пружину, то диск не будет вращаться, а только повернется на некоторый угол, который может служить мерою силы тока, идущего по обмотке B. Таким образом из этого прибора можно устроить амперметр или вольтметр. Для успокоения качаний диска S вблизи него помещают еще небольшой постоянный магнит m.

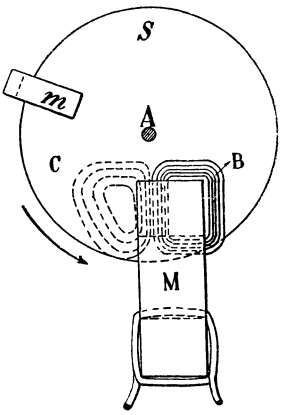


Рис. 334. Прибор Бенишке.

На принципе вращающегося поля (стр. 393) основаны инструменты фирмы „Сименс и Гальске“. Переменный ток пускается в два электромагнита M и N (рис. 366), обмотки которых соединены параллельно; одна из обмоток имеет гораздо бо́льшую самоиндукцию, чем другая, вследствие чего их токи разнятся в фазе почти на 90°. Образующееся вследствие этого вращающееся поле приводит во вращение алюминиевый колокол A. Вращение этого колокола задерживается закручиванием пружины D (рис. 365), и колокол только поворачивается на некоторый угол; вместе с колоколом отклоняется и соединенная с ним стрелка прибора. Алюминиевый диск B насажен на одной оси с колоколом A, а постоянные магниты m служат для успокоения качаний всей подвижной системы AB.

347. Ваттметр. — Устройство ваттметров для переменного тока такое же, как и для тока постоянного (стр. 281, **258**). Кроме того для переменного тока возможны ваттметры индукционного типа. Так как в одной из катушек ваттметра, а именно в той, которая с бо́льшим сопротивлением и которая включается в ответвление как вольтметр, течет ток почти в одной фазе с электродвижущей силой $\mathcal{E}$, тогда как в другой катушке, включенной в цепь, сила тока находится в одной фазе с силою тока в главной цепи J, то среднее взаимодействие между катушками пропорционально $\mathcal{E}_e J_e \cos\varphi$ (стр. 374), т. е. пропорционально средней мощности, потребляемой данной цепью.

348. Измерение мощности. — Средняя мощность переменного тока, как известно, равна

$$U_m = \mathcal{E}_e J_e \cos\varphi,$$

где $\mathcal{E}_e$ и J_e суть эффективные значения разности потенциалов и силы тока. Хотя эти именно эффективные значения и указываются обыкновенно измерительными приборами, тем не менее измерение мощности переменного тока не может быть сделано с помощью амперметра и

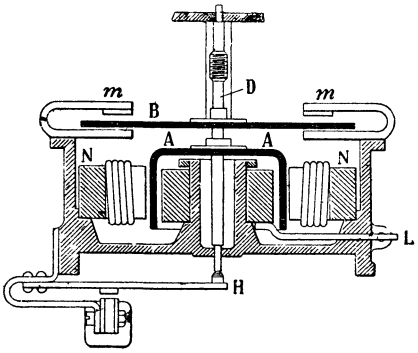


Рис. 365.

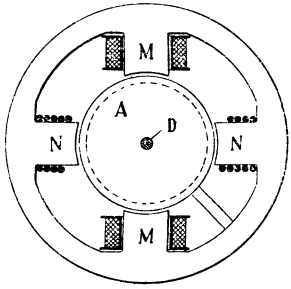


Рис. 366.

Схема прибора с вращающимся полем.

вольтметра, как это показано на схеме для постоянного на стр. 281 (рис. 290), потому что необходимо еще знать $\cos\varphi$. Правда, имеются приборы, устройство которых аналогично прибору, изображенному на рис. 366, и которые указывают разность фаз φ, но эти *фазометры* сравнительно редко употребляются. Поэтому проще всего для определения мощности переменного тока применять уаттметр.

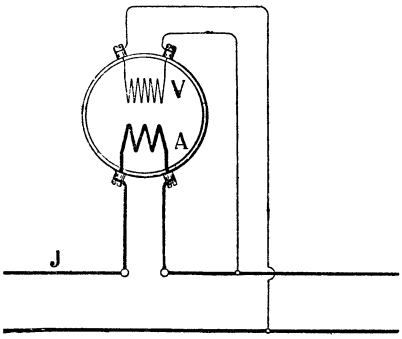


Рис. 367. Непосредственное присоединение уаттметра к цепи.

Соединение катушек уаттметра (A— амперы, V— вольты) с цепью показано на рис. 367.

При измерении мощности трехфазного тока необходимо измерить мощность, поглощаемую каждой цепью в отдельности, и затем все эти мощности сложить. Положим, что в данной нами цепи (рис. 368) энергия поглощается в трех проводниках $(1,O)$, $(2,O)$ и $(3,O)$, соединенных звездою. Для определения мощности включаем катушку A уаттметра в первую цепь у точки a, вторую же катушку V соединяем с конечными точками проводника $(1,O)$. Но если проводник и его нулевая точка O находятся далеко, то можно получить у уаттметра искусственную нулевую точку o, соединив три больших сопротивления $(1,O)$, $(2,O)$ и $(3,O)$ звездою, как

показано на рис. 368. Точки O и o будут иметь одинаковые потенциалы, и мы можем присоединить катушку V к точкам o и a, причем уаттметр покажет мощность, поглощаемую цепью (1,0).

Подобным же образом измеряется мощность и других двух цепей.

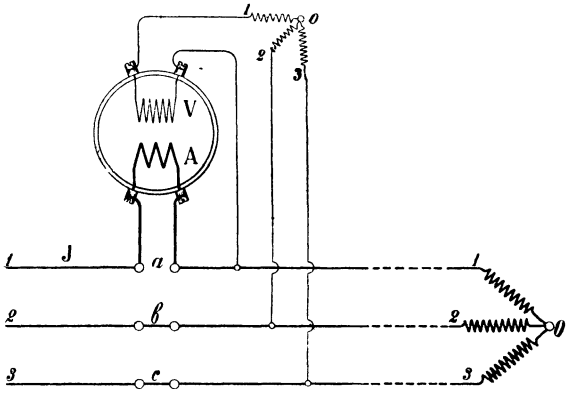


Рис. 368. Измерение мощности трехфазного тока.

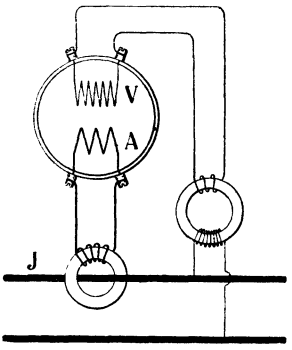


Рис. 369. Применение измерительных трансформаторов.

349. Измерительные трансформаторы.—Когда по измеряемой цепи идут слишком сильные токи, то прибегают к шунтированию приборов (стр. 280, **255**), как и в постоянном токе, но при переменном токе возможно применение трансформаторов. Трансформаторы употребляются в особенности тогда, когда цепь имеет слишком высокие напряжения. На рис. 369 показана схема соединения обеих катушек уаттметра с измеряемой цепью при помощи трансформаторов.

350. Измерение самоиндукции, емкости и $\cos\varphi$.—По амперметру и вольтметру легко определяется кажущееся сопротивление (стр. 355) цепи

$$R = \frac{\mathscr{E}_e}{J_e},$$

а так как при отсутствии емкости

$$R_1 = \sqrt{r^2 + (aL)^2},$$

где

$$a = \frac{2\pi}{T},$$

то, зная сопротивление r и период тока T, можем вычислить самоиндукцию L.

Точно так же при отсутствии самоиндукции определяется емкость C из кажущегося сопротивления

$$R_2 = \sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{aC}\right)^2}.$$

Что касается разности фаз φ, то в первом случае

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{aL}{r},$$

тогда как во втором

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = -\frac{1}{raC}.$$

Если имеется уаттметр, который, как мы знаем, дает среднюю мощность

$$U_m = \mathcal{E}_e J_e \cos\varphi,$$

то, деля среднюю мощность на произведение из показаний вольтметра и амперметра, получаем $\cos\varphi$.

351. Мостик Кольрауша.— Для определения сопротивлений проводников, разлагающихся под действием постоянного электрического тока, т. е. *электролитов* (стр. 118, **109**), Кольрауш предложил воспользоваться методом мостика Уитстона (стр. 142, **132**), но с переменным током. Источником переменного тока в этих случаях служит обыкновенно маленький индуктор Румкорфа J (рис. 370), вторичная катушка которого посылает к точкам A и C мостика переменный ток; вместо гальванометра здесь применяется телефон T. В одной из ветвей мостика помещен сосуд с электролитом, сопротивление которого желают определить, тогда как в другой ветви введено известное сопротивление R. Передвигая контакт B по проволоке AC, можно добиться того, чтобы телефон T перестал звучать. При этом сопротивления четырех ветвей мостика составляют пропорцию

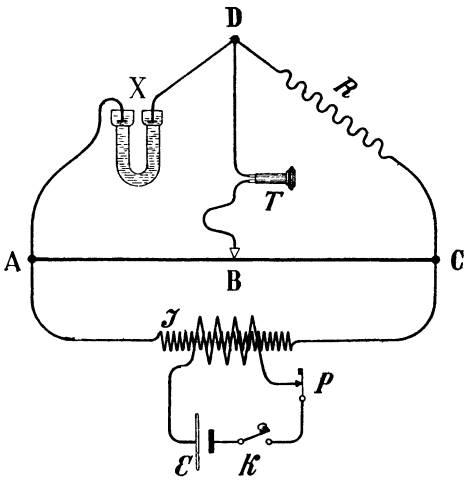


Рис. 370. Схема мостика Кольрауша.

$$X : R = (AB) : (BC),$$

из которой определяется X.

Конечно, вместо телефона T можно употребить любой из измерительных приборов переменного тока. но телефон оказывается наиболее чувствительным.

На рис. 371 изображен мостик Кольрауша в том виде, как он изготовляется фирмою Гартман и Браун во Франкфурте.

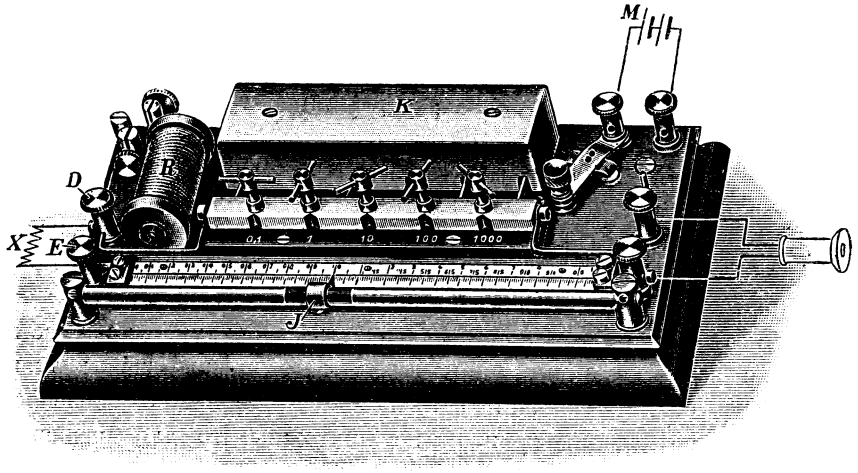


Рис. 371. Мостик Кольрауша.

352. Применение мостика к измерению самоиндукции и емкости.— Пусть даны две катушки, коих коэффициенты самоиндукции требуется сравнить. Для этого помещаем их в две ветви мостика

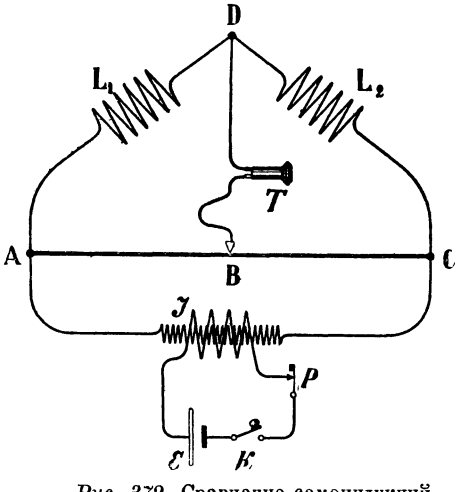


Рис. 372. Сравнение самоиндукций.

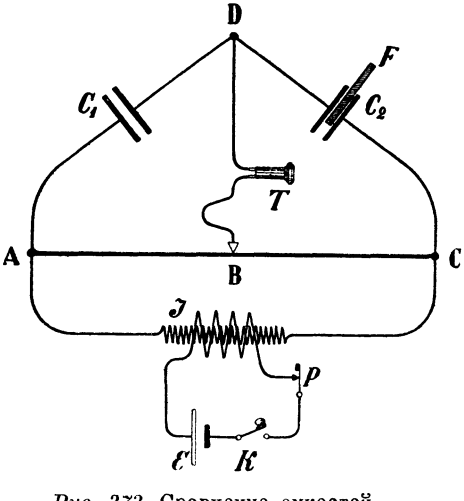


Рис. 373. Сравнение емкостей.

Уитстона (рис. 372) и переставляем контакт B до тех пор, пока телефон T не перестанет звучать. Так как самоиндукция L эквивалентна сопротивлению aL, то для равновесия в мостике необходимо, чтобы

$$L_1 : L_2 = (AB) : (BC).$$

Заметим, что период T не влияет на эти измерения, ибо величина a сократилась.

Точно так же можно сравнивать емкости C_1 и C_2 (рис. 373), только теперь имеем обратное соотношение:

$$C_2 : C_1 = (AB) : (BC).$$

Нернст таким образом определял диэлектрические постоянные различных тел. Исследуемые диэлектрики помещались между обкладками конденсатора C_1, а равновесие мостика достигалось изменением емкости C_2 посредством большего или меньшего вдвигания между обкладками C_2 стеклянной пластинки F.

Подобным же образом можно сравнивать самоиндукцию с емкостью.

Однако все выведенные нами выше соотношения верны только тогда, когда сопротивлениями ветвей AD и DC можно пренебречь. Если эти сопротивления r_1 и r_2 не ничтожны, то для равновесия в мостике DB необходимо:

во-первых, чтобы кажущиеся сопротивления ветвей составляли пропорцию

$$\sqrt{r_1^2 + (aL_1)^2} : \sqrt{r_2^2 + (aL_2)^2} = (AB) : (BC),$$

и, во-вторых, чтобы и фазы токов были одинаковы, т. е. чтобы

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{aL_1}{r_1} = \frac{aL_2}{r_2}.$$

Когда мы имеем дело с постоянным током, то для отсутствия тока в ветви DB мостика Уитстона было необходимо и достаточно, чтобы силы токов в ветвях AD и DC были одинаковы; тогда в DB, куда должна ответвляться разность этих двух токов, мы никакого тока не получим. В случае переменного тока условия несколько иные, ибо два, хотя бы и равных по своей величине, переменных тока только тогда дают разность, равную нулю, когда не только их амплитуды, но и фазы их одинаковы.

Из обоих вышенаписанных условий получаем следующее соотношение:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{L_1}{L_2} = \frac{(AB)}{(BC)}.$$

Для того, чтобы оба эти условия были исполнены, проходится делать несколько проб, изменяя не только положение контакта B, но и соотношение между r_1 и r_2. Аналогичное получаем и при сравнении емкостей по методу Нернста.

353. Измерение частоты. — В последнее время появились приборы, показывающие непосредственно ежесекундное число периодов данного переменного тока или, как говорят, *частоту* переменного тока. Эти приборы основаны на явлении резонанса. Представим себе (рис. 374) целый ряд стальных полосок b, способных колебаться и имеющих различные собственные периоды колебаний. Если вблизи этих полосок поместить электромагнит M, питаемый переменным током, то полоски эти будут периодически притягиваться электромагнитом, причем, так как в течение каждого периода T сила тока и магнитное поле электромагнита достигают своей наибольшей величины два раза, то при n периодах в секунду каждая стальная полоска будет притягиваться $2n$ раз в секунду. Хотя все полоски под влиянием электромагнита придут одновременно в колебание, но амплитуда этих колебаний для различных полосок будет разная; сильнее всего раскачается та полоска, для которой ежесекундное число собственных колебаний тоже равно $2n$, остальные же полоски будут колебаться гораздо слабее. Благодаря незначительному трению резонанс здесь выражен очень резко, как это,

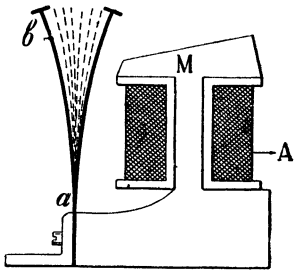


Рис. 374. Колебания пластинки в переменном магнитном поле.

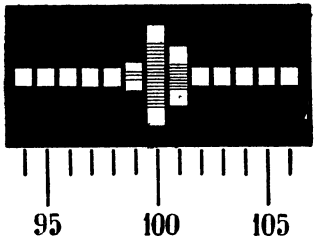


Рис. 375.

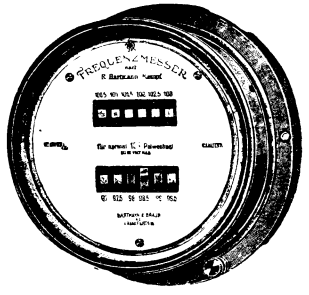


Рис. 376.

Резонанс-тахометр Гартмана и Брауна.

например, видно на рис. 375, изображающем колебания полосок при периоде в $T = {}^1/_{50}$ секунды, т. е. для $2n = 100$.

Наблюдая в приборе, какая полоска сильнее всего раскачивается, мы можем определить период тока T и следить за постоянством этого периода или за его изменением. Так как период тока зависит от быстроты вращения машины, то описанный прибор дает возможность издали контролировать ход машин, отчего он и назван *резонанс-тахометром*. На рис. 376 представлен один из таких приборов.

354. Осциллографы.—Приборы, позволяющие наблюдать или снимать форму кривой переменного тока, носят название *осциллографов*. Принцип устройства этих приборов сходен с принципом устройства гальванометров типа Депре-д'Арсонваля (стр. 277). Для того, чтобы подвижная катушка могла по возможности точно следить за всеми изменениями силы тока со временем, она делается очень легкою и состоит большею частью из одного витка проволоки или даже одной медной полоски.

На рис. 377 изображена схема осциллографа Дудделя. Между полюсами N, S магнита или электромагнита помещается бронзовая полоска, по которой пропускают исследуемый переменный ток. Ролик P, через который перекинута полоска, оттягивается вверх при помощи

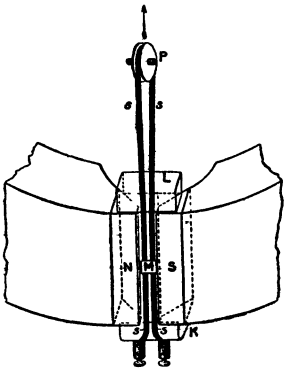


Рис. 377. Осциллограф Дудделя.

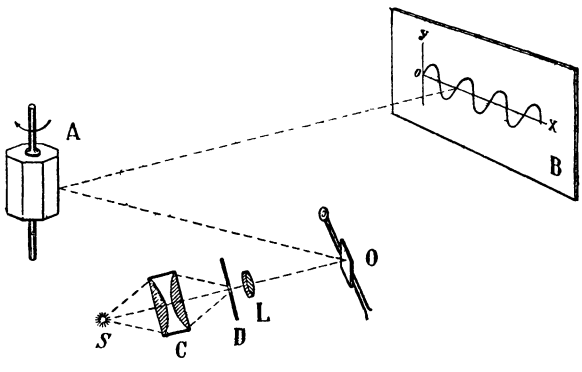


Рис. 378. Схема наблюдения осциллографом.

особой пружины, позволяющей регулировать натяжение полоски. Если пустить переменный ток по sPs, то обе половины полоски придут в колебание в противоположные стороны, а соединенное с ними зеркальце M будет поворачиваться, как в гальванометре, и, благодаря своей легкости, будет следить за всеми изменениями силы переменного тока.

Положение полосок осциллографа может быть вертикальное (рис. 377) или горизонтальное (рис. 378).

На рис. 378 показано общее расположение приборов осциллографа. Свет дуговой лампы S концентрируется двумя линзами (конденсором) C на отверстие диафрагмы D. Изображение этого отверстия проектируется посредством линзы L на экране B, причем луч света на своем пути до экрана отражается дважды: во-первых, от колеблющегося зеркальца осциллографа O и, во-вторых, от вращающегося зеркала A. Колебания зеркальца O сообщают лучу OAo вертикальные отклонения,

и изображение диафрагмы описывает при этом на экране B вертикальную линию oy; при вращении же зеркала A изображение диафрагмы на экране описывает горизонтальную прямую линию ox. Если пустить в осциллограф переменный ток и одновременно с этим вращать зеркало A, то на экране B мы получим волнообразную линию (рис. 378), представляющую собою кривую исследуемого тока.

Вместо экрана B можно поместить фотографическую пластинку и таким образом получать фотографические снимки исследуемых кривых; можно также зеркало A заменить вращающимся цилиндром с натянутой на нем фотографической пленкой, на которой и получатся тогда кривые.

Несколько иначе устроен осциллограф фирмы „Ганс“ (рис. 379). Здесь бронзовая полоска AOB тоже помещена между полюсами MM электромагнита, но не снабжена зеркальцем. Свет дуговой лампы концентрируется конденсором C на щели, сделанной в полюсах электромагнита, а объектив L дает на экране вертикальное изображение этой щели, перечеркнутое посредине тенью от бронзовой полоски. Общее расположение приборов в принципе такое же, как и выше (рис. 378), с тою лишь разницей, что луч света, пройдя сквозь щель осциллографа, отражается только от одного зеркала A. При вращении зеркала A вертикальное изображение щели даст на экране горизонтальную светлую полосу с темной линией посредине. При одновременном пропускании переменного тока по одной из бронзовых полосок AO или OB (рис. 379) и вращении зеркала A (рис. 378) мы получим на экране B кривую переменного тока. Разница против типа Дудделя лишь в том, что у Дудделя мы имеем светлое изображение на черном фоне, в осциллографе Ганса — изображение кривой черное по белому полю.

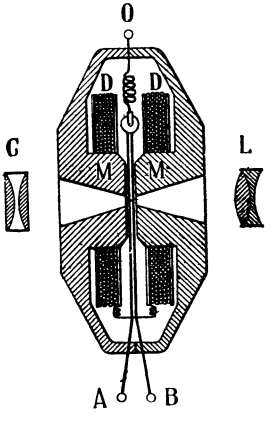


Рис. 379. Осциллограф Ганса в горизонтальном разрезе.

Часто осциллографы строятся двойные, для одновременного получения кривых тока и кривых электродвижущей силы. В осциллограф Дудделя для этого помещают между полюсами две колеблющиеся системы с двумя зеркальцами. В типе Ганса для этой цели можно воспользоваться одновременно обеими полосками OA и OB.

На рис. 380 и 381 представлены кривые (негативы), снятые осциллографом системы Дудделя. На обоих рисунках основная кривая электродвижущей силы e не совсем синусообразной формы. Мы видим,

как при введении все большей и большей самоиндукции (рис. 380) сила тока i все больше и больше запаздывает в фазе ($\cos\varphi = 0{,}6$ и $\cos\varphi = 0{,}2$) относительно электродвижущей силы e, и, кроме того, форма кривой все более сглаживается вследствие преобладания основного периода (ср. стр. 390). Наоборот, при включении емкости (рис. 381)

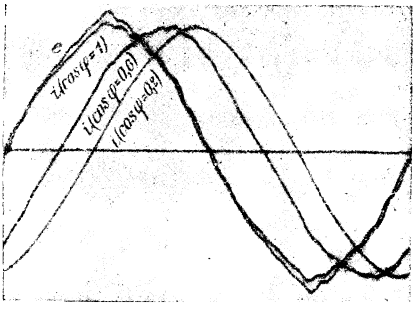


Рис. 380. Влияние самоиндукции.

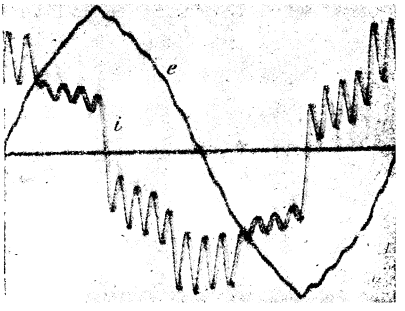


Рис. 381. Влияние емкости.

сила тока i опережает электродвижущую силу e (почти на 90°), и, кроме того, кривая искажается вследствие сравнительного преобладания обертонов (ср. стр. 390).

Рис. 382 (позитив) получен осциллографом Ганса и показывает искажение формы кривой вследствие гистерезиса (стр. 381, **333**).

Мы уже сказали выше, что для точного воспроизведения формы кривой данного переменного тока необходимо, чтобы колеблющаяся система, т. е. бронзовая полоска и зеркальце, была по возможности легче. Обыкновенно эта бронзовая полоска имеет ширину 0,15 *мм* и толщину 0,015 *мм*. Однако, как бы легка ни была эта система, тем не менее, подобно всякой натянутой струне, она будет иметь собственный тон, т. е. собственный период колебания, обусловленный ее массою и упругостью. Приведенная в колебание переменным током, эта система будет прибавлять к изображению кривой тока еще изображение собственных колебаний. Для того, чтобы эти последние не были заметны по сравнению с колебаниями, обусловленными током, стараются делать собственный период колебаний полосок по возможности меньше, для чего натягивают бронзовую полоску посильнее. Но с увеличением натяжения

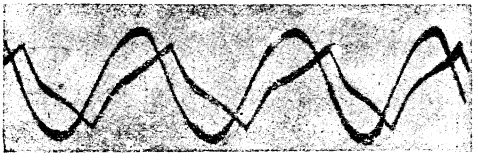


Рис 382. Влияние гистерезиса.

чувствительность осциллографа, конечно, уменьшается, и приходится выбирать наиболее выгодные средние условия. Обыкновенно для токов даже с 300 периодами в секунду считают достаточным доводить бронзовую полоску путем натяжения до собственного периода в 5 000 или 10 000 периодов в секунду. При этом токи в 0,1 ампер уже дают на экране, расположенном на расстоянии одного метра от осциллографа, отклонение около 6 *см*.

Заметим, что всякий осциллограф может служить и гальванометром переменного тока, потому что наблюдение амплитуды колебания бронзовой полоски, при соответственной градуировке, позволяет судить о силе идущего по ней тока. Такие гальванометры были предложены М. Вином (с зеркальцем, как у Дудделя) и Энтговеном (без зеркальца, как у Ганса). Если эти гальванометры предназначаются для токов определенного периода, то для увеличения их чувствительности можно воспользоваться явлением резонанса, подобрав собственный период колебания полоски равным периоду измеряемого тока.

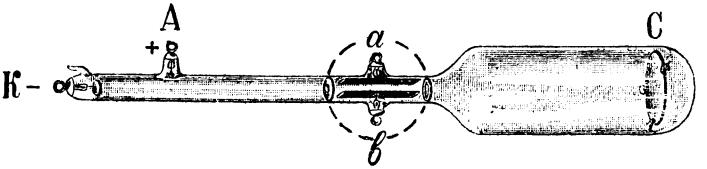


Рис. 383. Трубка Брауна.

355. Трубка Брауна. — Для быстропеременных токов вышеописанные осциллографы уже не применимы; тогда прибегают к способу, изобретенному Брауном и основанному на свойстве катодных лучей.

В стеклянной трубке AC (рис. 383), уширенной с одного конца, впаяны две пластинки A и K (электроды), и из трубки выкачан воздух. Пластинку A соединяют с положительным, а пластинку K — с отрицательным полюсом электростатической машины или индуктора и пропускают через трубку электрический разряд. При этих условиях от отрицательного электрода (катода) K распространяются вдоль трубки так называемые „*катодные лучи*“. Эти лучи представляют собою поток чрезвычайно малых частичек (электронов), заряженных отрицательным электричеством. На конце трубки установлен слюдяной диск C, намазанный каким-нибудь веществом, светящимся (люминесцирующим) под влиянием катодных лучей, так что при пропускании тока мы увидим посередине диска C светлую точку, представляющую собою то место, куда попадают катодные лучи. Если теперь представить себе перпендикулярно к чертежу магнитное поле, образованное, например, ка-

тушкой, по которой пущен электрический ток (рис. 383, пунктирная линия *ab*), то катодный луч отклонится в ту или другую сторону, как отклоняются вообще токи в магнитном поле; если это магнитное поле будет произведено переменным током, то катодный луч будет колебаться вверх и вниз, и на диске *C* мы увидим вместо светлой точки светлую вертикальную линию. Рассматривая эту линию во вращающемся зеркале, мы увидим кривую того переменного тока, который образовал поле *ab*; эту кривую можно и сфотографировать.

Трубкой Брауна можно показать сложение двух переменных магнитных полей, расположенных перпендикулярно друг к другу. Для этого, кроме катушки *ab*, около *a* помещают еще вторую катушку перпендикулярно к первой и пропускают через обе катушки переменные токи (см. стр. 391, рис. 355). Катодный луч, отклоняясь под



Рис. 384.

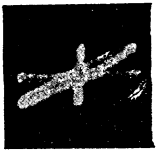


Рис. 385.



Рис. 386.

Способ Брауна демонстрации переменных магнитных полей.

действием обеих катушек, чертит на диске *C* результирующее магнитное поле.

На рис. 384 видна вертикальная линия, образованная катодным лучом под действием первой, горизонтальной катушки, и горизонтальная линия, образованная действием поля второй, вертикальной катушки. Оба поля вместе, если они одинаковой амплитуды и фазы, дают результирующее поле под углом в 45° к горизонту.

Если оба поля неравных амплитуд, то угол наклона результирующего поля уже не будет 45° (рис. 385); если же амплитуды равны, но фазы обоих полей разные, то вместо результирующей прямой линии мы получим эллипс (рис. 386), который при разности фаз в 90° обращается в круг (см. в акустике „фигуры Лиссажу“). В последнем случае обе наши катушки дают вращающееся магнитное поле, разобранное нами на стр. 393, **340**.

Иногда отклонение катодного луча в трубке Брауна производят действием переменного *электрического* поля, вместо магнитного. Тогда пользуются электродами *a* и *b* (рис. 383), соединяя их с источником переменной электродвижущей силы.

В настоящее время в трубке Брауна стали применять катод в виде накаливаемой током вольфрамовой проволочки. Раскаленные металлы, как увидим ниже, имеют свойства испускать из себя отрицательное электричество, вследствие чего в трубке Брауна с раскаленным катодом происходит разряд уже при низких потенциалах, например при 100 или 200 вольт. Это обстоятельство значительно облегчает экспериментирование, и, кроме того, отклонение катодного луча происходит гораздо легче, трубка делается чувствительнее.

ЭЛЕКТРОМАШИНЫ

I. МАШИНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

356. Динамомашины. — В современной электротехнике играют первенствующую роль так называемые динамоэлектрические машины, или *динамомашины*, или *генераторы* электрической энергии, которые служат для превращения механической энергии в электрическую. Действие всех этих машин основано на явлении электромагнитной индукции, которое получается при движении проводников в магнитном поле.

В каждой динамомашине различают две главные составные части: во-первых, магниты, или электромагниты, образующие магнитное поле, — их называют *индукторами*, — и, во-вторых, систему проводников, движущихся в этом поле, — *якорь*.

Так как индукционные действия зависят только от относительного движения проводника в поле, а именно, проводник при своем движении должен перерезывать магнитные линии сил, то, очевидно, мы получим один и тот же результат, будем ли мы двигать якорь при неподвижных индукторах или индукторы при неподвижном якоре. Выбор того и другого устройства зависит от чисто практических соображений. Наконец, из всех возможных относительных движений якоря и индукторов наиболее практичным является равномерное вращательное движение.

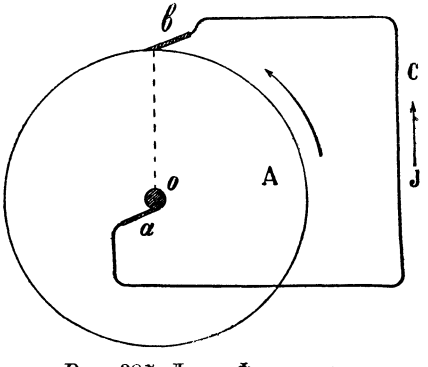


Рис. 387. Диск Фарадея.

357. Динамомашина Фарадея. — Для устройства динамомашины постоянного тока можно поступить следующим образом. Поместим медный диск A (рис. 387) перпендикулярно к магнитному полю и приведем его в быстрое вращение вокруг оси O. При таком движении каждый радиус этого диска будет перерезывать линии сил магнитного поля, а потому в нем будет возбуждаться электродвижущая сила индукции. Между осью и окружностью диска мы получим некоторую разность потенциалов, и если к оси и к окружности диска мы приложим два неподвижных скользящих контакта, или, как

их называют, две *щетки* a и b, и соединим эти щетки с внешнею цепью C, то получим в этой цепи постоянный ток.

Направление этого тока определится так. Если магнитное поле направлено от нас к чертёжу и мы будем вращать диск против стрелки часов, то, по закону Ленца, в проводнике Ob должен возникнуть ток, противодействующий данному движению, т. е. отклоняющийся вправо; а такой ток должен итти по радиусу от b к O. Следовательно, в цепи мы получим движение электричества по направлению $aCba$. Щетка a будет служить для внешней цепи положительным полюсом машины, а щетка b — отрицательным полюсом.

Легко вычислить электродвижущую силу такой машины. Если индукция поля B, а радиус диска r, то поток индукции, пронизывающий площадь диска, будет:

$$N = \pi r^2 B.$$

При каждом обороте диска каждый его радиус перерезывает все линии сил этого потока N; поэтому при n оборотах диска в секунду мы получим электродвижущую силу

$$\mathcal{E} = n\pi r^2 B \cdot 10^{-8} \text{ вольт.}$$

Описанный тип так называемых однополюсных (униполярных) динамомашин постоянного тока до сих пор, однако, не получил широкого практического применения, главным образом потому, что в нем для получения значительных электродвижущих сил приходится применять очень быстрые вращения, а при большой скорости на окружности диска щетка дает плохой контакт с диском.

Положим $B = 15\,000$, радиус $r = 15$ *см*, $\pi r^2 = 700$ *см*^{2} и $n = 100$ оборотам в секунду, тогда

$$\mathcal{E} = 100 \cdot 700 \cdot 15\,000 \cdot 10^{-8} = 10{,}5 \text{ вольт.}$$

При этом на окружности диска получается уже значительная скорость

$$v = 2\pi r n = 9\,425 \frac{\text{см}}{\text{сек}},$$

т. е. почти 100 метров в секунду.

358. Кольцо Пачинотти-Грамма. — Гораздо бóльшие электродвижущие силы и при меньших скоростях движения можно получить, вращая в магнитном поле катушку, состоящую из нескольких оборотов проволоки. Мы уже видели (стр. 349, **313**), что при вращении одного витка проволоки в магнитном поле мы легко можем получить

электродвижущую силу в 3,14 вольта; стоит только взять катушку со ста оборотами проволоки, и мы получим 314 вольт. Однако при таком устройстве динамомашины электродвижущая сила ее получается переменная. Если же мы желаем во внешней цепи получить постоянный ток, то приходится применять особые приспособления — *коммутаторы*, или *выпрямители*. Такую систему, автоматически выпрямляющую переменный ток в постоянный, придумали Пачинотти (Pacinotti, 1864) и независимо от него Грамм (Gramme, 1870).

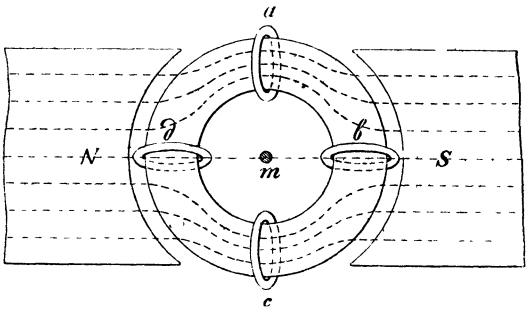


Рис. 388. Кольцо Пачинотти-Грамма

Для более ясного представления о действии этого изобретения представим себе железное кольцо или, как это будет более соответствовать практике, представим себе железный полый цилиндр (рис. 388), ось которого перпендикулярна к магнитному полю *NS*. Вследствие большой проницаемости железа магнитные линии сил пройдут главным

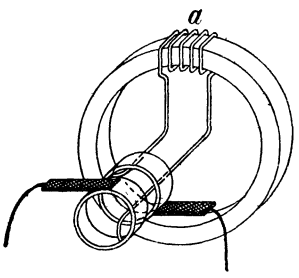


Рис. 389. Получение переменного тока.

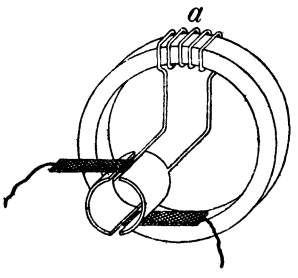


Рис. 390. Получение тока постоянного направления.

образом в железе цилиндра. Наденем на это кольцо катушку или даже *один виток* проволоки и приведем кольцовместе с витком во вращение вокруг оси *m*; тогда в витке будет меняться поток индукции, ибо, как видно из рис. 388, в положении витка *a* или *c* поток индукции будет наибольший, тогда как в положении *b* или *d* он будет равен нулю. Вместе с изменением магнитного потока в витке будет возникать электродвижущая сила индукции, приблизительно по тому же закону, который нами разобран на стр. 348. Эта электродвижущая сила будет иметь наибольшее значение в те моменты, когда поток равен нулю,

т. е. когда виток будет в положении *b* или *d*; когда же виток будет в *a* или *c*, электродвижущая сила будет переходить через нуль, т. е. менять свой знак.

Возьмем вместо одного витка целую катушку, соединим концы этой катушки с двумя насаженными на оси кольцами (рис. 389) и приложим к этим кольцам щетки; тогда получим во внешней цепи переменный ток. Для получения тока *постоянного направления* мы должны заменить кольца двумя изолированными друг от друга полуцилиндрами (рис. 390) и расположить их таким образом, чтобы в тот момент, когда электродвижущая сила переходит через нуль и меняет свой знак, т. е. в положении *a* или *c* (рис. 388), менялось и соединение полуцилиндров со щетками. Это изображено на рис. 390. Благодаря такому соединению, несмотря на то, что в катушке и в соединенных с ней полуцилиндрах электродвижущая сила будет меняться по кривой *abcd* (рис. 391), тем не менее у щеток электродвижущая сила будет меняться по кривой abc_1d, и во внешней цепи мы получим ток постоянного направления.

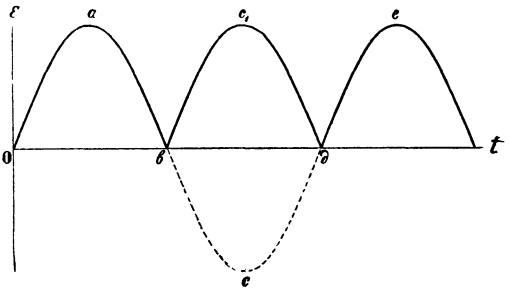


Рис. 391. Ток постоянного направления.

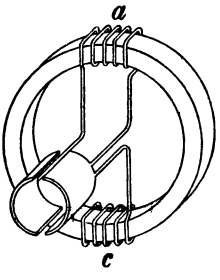


Рис. 392.

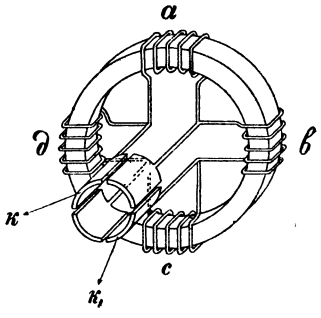


Рис. 393.

Образование кольца Пачинотти-Грамма.

Однако такой ток будет далеко не постоянен по силе.

Намотаем на кольцо две катушки (рис. 392) и опять соединим их с полуцилиндрами. Легко видеть, что при таком соединении обе катушки оказываются соединенными параллельно, а потому электродвижущая сила такой машины будет та же, что и при одной катушке.

только сопротивление ее будет вдвое меньше. Нечто другое произойдет, если мы разместим на кольце четыре катушки (рис. 393) и от точек соединения двух смежных катушек проведем проволоки к четырем изолированным друг от друга медным полосам, положенным на оси и образующим один общий цилиндр, или *коллектор*, к которому прижаты щетки. При таком устройстве в каждой катушке возбуждается переменная электродвижущая сила по одному и тому же закону; только между катушками *ac*, с одной стороны, и *bd* — с другой, получается разность в фазах электродвижущих сил на 90° (ср. стр. 391). Далее, так как щетки прижаты к двум противоположным полосам коллектора, в то время как другие две полосы остаются свободными, то при любом положении коллектора относительно щеток четыре катушки образуют два проводника, соединенных параллельно, причем каждый из проводников состоит из двух последовательно соединенных катушек. Так, например, если коллектор вместе с кольцом повернулся так, что щетки легли на полосы k и k_1, то мы получаем два параллельно соединенных проводника *ab* и *dc*. Каждая из наших катушек дает у щеток кривые электродвижущей силы по рис. 391, но с разностью фаз в 90°. Поэтому для получения полной электродвижущей силы у щеток нам нужно сложить две кривые, подобные изображенной на рис. 391, но только предварительно сдвинув их друг относительно друг на 90°, т. е. на четверть периода. В результате мы получим новую кривую *kk* (рис. 394a). Как видим, при четырех катушках мы получаем гораздо меньшие колебания электродвижущей силы, чем при двух катушках. При восьми катушках нам нужно будет опять сложить две кривые k и l (рис. 394b), которые дадут в результате кривую *mm* с колебаниями еще меньшими. Чем больше будет

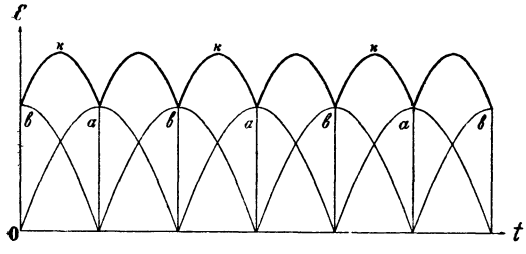


Рис. 394a. Электродвижущая сила четырех секций.

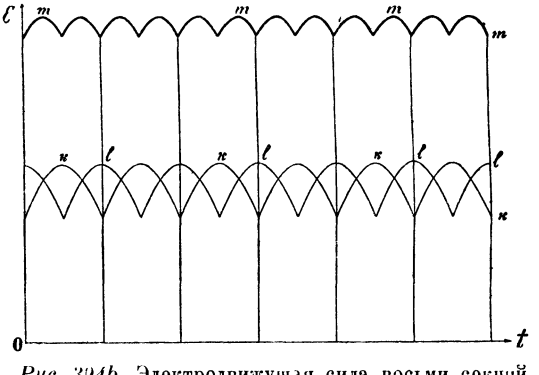


Рис. 394b. Электродвижущая сила восьми секций.

отдельных катушек, или, как их называют, *секций*, в нашем кольце и чем соответственно больше будет полос в коллекторе, тем постояннее ток мы получим из такой динамомашины.

Во всяком случае, сколько бы ни было секций в кольце и полос в коллекторе, щетки должны всегда помещаться в тех местах, где электродвижущая сила переходит через нуль. В разобранных нами случаях линия, соединяющая щетки, должна быть перпендикулярна к направлению магнитного поля.

359. Реакция якоря. — Если на каждом витке кольца Грамма показать направление тока и смотреть на него вдоль оси вращения (рис. 395), то легко заметить, что в одной его половине, например на нашем чертеже в правой половине, мы получим токи, идущие от центра к окружности, тогда как в другой половине они идут по обратному направлению. Отсюда заключаем, по правилу буравчика (стр. 208), что в левой половине внутри кольца магнитные линии сил идут по направлению *cda*, а в правой половине — по направлению *cba*. Следовательно, у *a* наше кольцо будет иметь северный полюс, тогда как у *c* оно будет иметь полюс южный. Несмотря на вращение якоря, полюса *a* и *c* будут всегда образовываться по линии щеток и, следовательно, будут неподвижны в пространстве. Поле этих полюсов сложится с полем индукторов и будет индуцировать в обмотке вращающегося кольца электродвижущие силы. Поэтому для подсчета электродвижущих сил нам нужно принимать во внимание не одно только поле индукторов, а равнодействующее магнитное поле как индукторов, так и якоря.

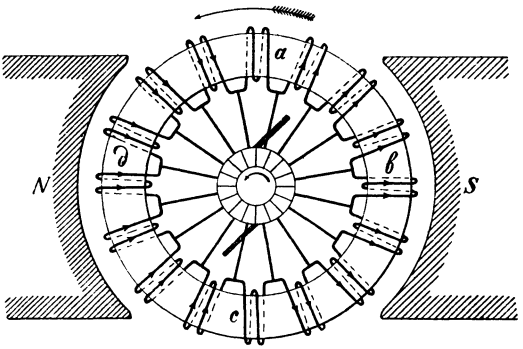


Рис. 395. Кольцо Пачинотти-Грамма.

Это равнодействующее поле будет повернуто относительно поля индукторов на небольшой угол *в сторону вращения* якоря. В ту же сторону, конечно, нужно передвинуть щетки по коллектору, ибо линия щеток должна быть перпендикулярна к тому полю, которое возбуждает индукцию в якоре.

Если поле индукторов M_0 (рис. 396), поле якоря M_1 и угол поворота щеток α, то результирующее поле динамомашины M, от которого и зависит ее электродвижущая сила, будет меньше M_0.

Это явление носит название *реакции якоря*.

Легко сообразить, что угол поворота щеток для данной машины не есть величина постоянная; он будет увеличиваться с увеличением отношения поля якоря к полю индукторов и, наоборот, уменьшаться при уменьшении этого отношения.

Из этого мы видим, что при изменении силы тока во внешней цепи динамомашины, или, как говорят, при изменении ее *нагрузки*, необходимо передвигать щетки. С увеличением *нагрузки* щетки необходимо передвигать вперед по направлению вращения якоря.

На рис. 397 это явление изображено несколько нагляднее. Здесь по горизонтальному направлению отложена окружность якоря, так сказать, в развернутом, выпрямленном виде. Вертикальные линии S и N соответствуют середине северного и южного полюса индуктора, а точки A и B находятся посередине между полюсами. Кривая 397, *a* изображает магнитную индукцию индукторов, и против нулевых точек этой кривой в A и B должны были бы стоять щетки. Однако сам якорь при работе образует магнитное поле, коего индукция изображена кривой 397, *b*. Заметим, что *напряжение* магнитного поля якоря имеет в точках A и B максимальное значение; но так как здесь линиям сил приходится проходить большое воздушное пространство (см. рис. 395), то *индукция* получается здесь меньше, чем в соседних точках, где к якорю близко подходит железо индукторов: вследствие этого в кривой 397, *b*, изображающей *индукцию*, а не *напряжение* поля якоря, получились у A и B выемки. Поле индукторов и поле якоря вместе дают результирующую индукцию, которая изображена у нас кривой 397, *c*. Из этой кривой мы видим прежде всего, что нулевые точки индуцирующего поля *передвинулись* по направлению движения якоря динамомашины, а потому, во избежание искрообразования у щеток, мы должны эти

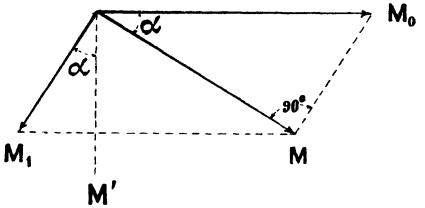


Рис. 396. Реакция якоря.

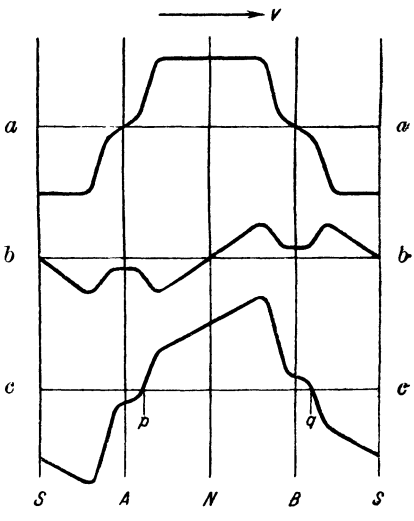


Рис. 397.

последние передвинуть в точки a и b (рис. 397 и 398). Кроме того индуцирующее поле сделалось около полюсов *несимметричным*, и это обстоятельство тоже влечет за собою некоторые неправильности в действии машины.

Для устранения недостатков, происходящих от реакции якоря, в новейших динамомашинах, кроме индукторов N и S (рис. 399), устраиваются так называемые дополнительные полюсы N_1 и S_1, которые дают поле, противоположное полю якоря, и компенсируют его реакцию. Обмотка этих дополнительных полюсов соединяется последовательно

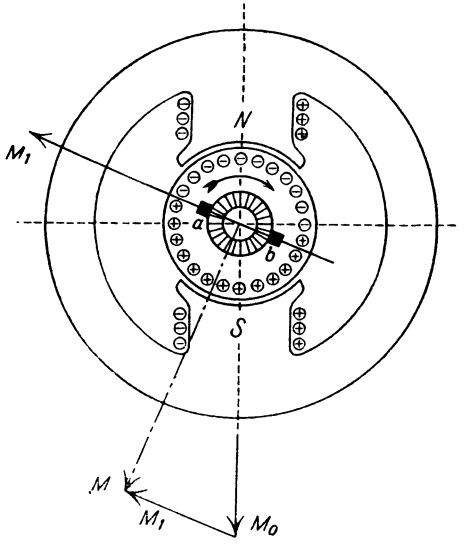


Рис. 398.

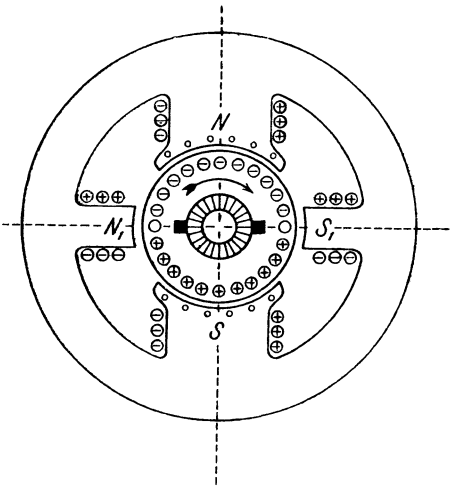


Рис. 399.

с обмоткою якоря, и, таким образом, компенсирующее поле N_1S_1 усиливается вместе с силою тока и с полем самого якоря. Благодаря этому машина с дополнительными полюсами может работать при всякой нагрузке, не требуя передвижения щеток.

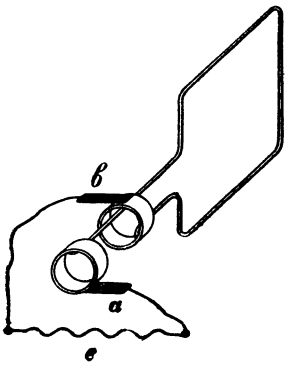
Для уничтожения асимметрии поля у индукторов в этих последних помещается иногда еще дополнительная обмотка (см. рис. 399), однако эта мера уже значительно осложняет конструкцию машины.

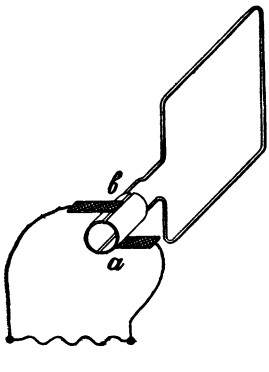
Мы рекомендуем читателю сопоставить рис. 398 и 399 и самому определить направление магнитных полей и направления токов в индукторах, в якоре и в дополнительных полюсах.

360. Якорь Сименса. — Вместо того, чтобы делать обмотку якоря по кольцу, Сименс предложил делать ее по образующим цилиндра, вращающегося между полюсами индуктора. Одну секцию такого якоря мы уже рассматривали в главе VI, стр. 348, рис. 330. Рисунки 400а

и 400b соответствуют рис. 389 и 390 якоря Грамма, а на рис. 401 показана обмотка четырех секциий Сименса.

Якорь Сименса носит название *барабанного* якоря в отличие от якоря Грамма — *кольцевого*. Преимущество барабанного якоря перед





a *b*

Рис. 400. Барабанный якорь Сименса.

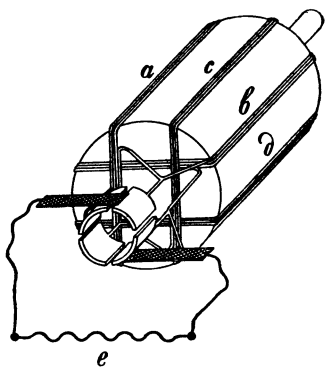
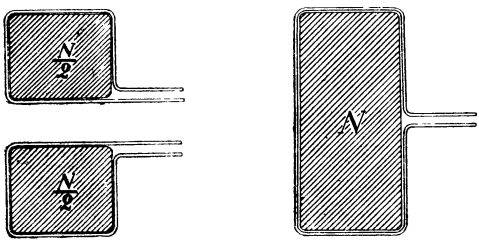


Рис. 401.

кольцевым состоит в более удобной его намотке и, кроме того, в экономии в материале обмотки. Действительно, через каждый виток кольцевого якоря проходит лишь *половина* потока индукции (см. рис. 388 и 402a), исходящего из индукторов; через виток барабанного якоря проходит *весь* поток индукции (рис. 400a и 402b). Один виток барабанного якоря заменяет, следовательно, два витка кольцевого якоря по обтекаемой им полезной площади, а между тем проволоки в нем не вдвое больше, а меньше чем вдвое (см. рис. 402a и 402b). С другой стороны, в кольце отдельные секции лучше изолированы и могут быть в случае порчи сняты с кольца каждая в отдельности. Что же касается функций самого якоря, соединения его секций, коллектора и положения щеток, то все, что мы говорили о якоре кольцевом, применимо непосредственно и к барабанному якорю.



a *b*

Рис. 402. Сравнение кольцевого и барабанного якоря.

В настоящее время наиболее употребительна барабанная обмотка.

361. Электродвижущая сила машины. — Полная электродвижущая сила якоря равна, как мы уже сказали, сумме электродвижущих сил отдельных витков его обмотки.

Если число всех витков m и среднюю электродвижущую силу во всех витках левой или правой половины кольца назвать через e_m, то электродвижущая сила в каждой половине кольца будет:

$$\mathcal{E} = \frac{m}{2} e_m.$$

Это и будет электродвижущая сила машины, потому что обе половины кольца соединены параллельно. Остается нам определить e_m.

В кольце Грамма магнитный поток N разветвляется на две части, и сквозь каждый виток проходит лишь половина этого потока; поэтому изменение потока в каждом витке будет происходить по закону

$$\frac{N}{2} \cos at,$$

а электродвижущая сила в каждом витке

$$e = \frac{Na}{2} \sin at.$$

Среднее значение этой величины, как мы знаем (стр. 344), равно

$$e_m = \frac{Na}{2} \cdot \frac{2}{\pi} = \frac{2N}{T},$$

или, заменяя $\frac{1}{T}$ через n — число оборотов машины в секунду, получаем:

$$e_m = 2Nn,$$

а электродвижущая сила всей машины будет:

$$\mathcal{E} = \frac{m}{2} e_m = Nnm,$$

или, переводя на практические единицы,

$$\mathcal{E} = Nnm \cdot 10^{-8} \text{ вольт.}$$

Для барабанного якоря поток индукции через каждый виток будет N, зато число витков $\frac{m}{2}$, как это видно из сравнения рис. 402a и 402b; поэтому для электродвижущей силы $\mathcal{E}$ получится то же самое выражение.

362. Вольтаж машины — Нужно делать различие между электродвижущею силою машины и разностью потенциалов ее наружных клемм, или борнов. Эта последняя разность потенциалов, или, как мы ее будем называть, *вольтаж* машины, равна полной электродвижущей силе за вычетом потери потенциала в самом якоре.

Если сопротивление якоря R и сила тока J, то вольтаж

$$V = \mathcal{E} - RJ;$$

следовательно, вольтаж тем более зависит от силы тока, чем больше сопротивление якоря. Чтобы достигнуть в машине по возможности постоянного вольтажа при разных нагрузках, как это большею частью требуется в технических применениях, стараются делать сопротивление якоря как можно меньшим (ср. стр. 130, **122**).

363. Многополюсные машины. — Выше мы описывали схемы машин, индукторы коих имели только одну пару полюсов (двухполюсные машины); но иногда является необходимым строить машины о нескольких парах полюсов. Это необходимо в тех случаях, когда желательно получить ту же быстроту изменения потока индукции, т. е. ту же электродвижущую силу, в каждом витке при меньшем числе оборотов машины. Например, при четырехполюсном индукторе (рис. 403) магнитный поток в каждом витке за время одного оборота успеет изменить свое направление четыре раза, тогда как при двухполюсном индукторе (рис. 395) он меняется только два раза. Очевидно, для получения той же электродвижущей силы мы можем вертеть четырехполюсную машину вдвое медленнее, чем двухполюсную.

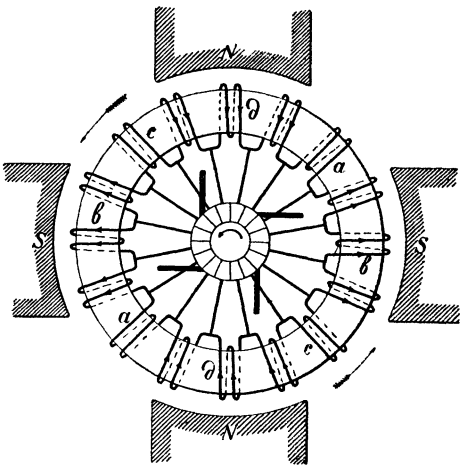


Рис. 403. Схема четырехполюсной машины.

— Вообще при индукторах об n парах полюсов ежесекундное число оборотов машины может быть уменьшено в n раз.

С другой стороны, в четырехполюсной машине мы будем иметь уже не две, а четыре точки на коллекторе, где электродвижущая сила витка переходит через нуль, и, следовательно, нам необходимо разместить здесь четыре щетки. Такой якорь можно рассматривать как

два отдельных якоря двухполюсных машин и соединять их друг с другом последовательно или параллельно.

364. Самовозбуждение. — Мы до сих пор еще не говорили о том, каким образом получается магнитное поле индукторов динамомашин. В небольших машинах можно и теперь еще встретить индукторы из постоянных магнитов. Такие *„магнитоэлектрические"* машинки употребляются в телефонных установках, а также для получения взрывных искр в газовых и бензиновых двигателях. Но для машин большой мощности поле постоянных магнитов недостаточно, и необходимы электромагниты. В первое время появления динамомашин для возбуждения электромагнитов пользовались или током от элементов или от другой динамомашины с постоянными магнитами индукторов. Однако уже в 1867 г. Вернеру Сименсу пришла мысль воспользоваться

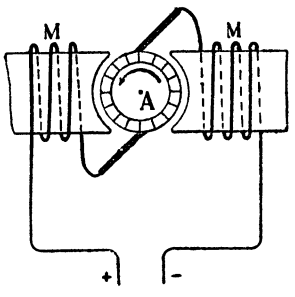


Рис. 404. Схема цепной машины.

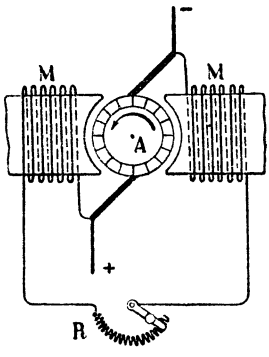


Рис. 405. Схема шунтовой машины.

для этого током самой машины. Этот так называемый *принцип самовозбуждения* состоит в следующем.

Обмотку якоря соединяют с обмоткой индукторов. Вначале, когда в обмотке индукторов нет тока, динамомашина действует как машина с постоянными магнитами, вследствие существования в индукторах остаточного магнетизма. Затем, вместе с возникновением тока в якоре, начинает итти ток и в обмотке электромагнитов; магнетизм индукторов увеличивается и усиливает ток в якоре. Усиление тока в якоре влечет за собою снова усиление магнитного поля индукторов и т. д. Таким образом электродвижущая сила машины быстро растет; однако это увеличение электродвижущей силы продолжается только до некоторого предела, обусловленного конструкцией машины и способом соединения якоря с электромагнитом.

По отношению к способу возбуждения магнетизма индукторов различают четыре типа машин постоянного тока.

1. *Машины с независимым возбуждением*, где ток для индукторов берется из какого-либо постороннего источника.

2. *Машины с последовательным возбуждением*, или *цепные машины* (рис. 404), в которых индукторы включены в главную цепь.

3. *Машины с параллельным возбуждением*, или *шунтовые машины*, с индукторами, включенными параллельно с якорем (рис. 405).

4. *Машины смешанного возбуждения*, или компаунд-машины, снабжены индукторами с двумя обмотками, упомянутыми в предыдущих двух случаях.

365. Машины независимого возбуждения. — Если индукторы питаются током от какого-либо постороннего источника, то сила поля, а следовательно, и электродвижущая сила машины не зависят от силы тока в якоре, если не считать реакции якоря (стр. 417). Вольтаж такой машины будет, следовательно, с увеличением нагрузки (т. е. силы тока во внешней цепи) падать от двух причин: во-первых, от реакции якоря и, во-вторых, от потери напряжения в якоре. Для поддержания

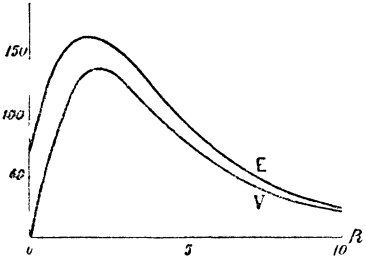


Рис. 406.

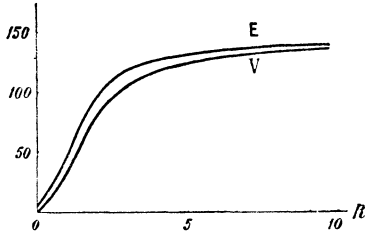


Рис. 407.

Характеристика цепной и шунтовой машины.

вольтажа постоянным, как это всегда требуется в технических применениях, необходимо с увеличением нагрузки усиливать поле индукторов, пуская в их обмотку более сильный ток.

366. Машины с последовательным возбуждением. — При последовательном возбуждении (рис. 404) сила поля индукторов увеличивается с увеличением нагрузки. Если такую машину разомкнуть, или, что все равно, сделать внешнее сопротивление бесконечным, — то тока не будет, индукторы возбуждены не будут. Электродвижущая сила машины будет ничтожна и будет обусловлена лишь остаточным магнетизмом индукторов. По мере уменьшения внешнего сопротивления, сила тока, магнитное поле индукторов и электровозбудительная сила машины будут все расти и расти. Вольтаж будет тоже расти, но лишь до некоторого предела, когда потери потенциала в якоре и электромагнитах, соединенных последовательно, станут настолько значи-

тельны, что перевесят увеличение полной электродвижущей силы машины. Наконец, при замыкании машины накоротко вольтаж будет равен нулю, а ток достигнет своего максимального значения.

На рис. 406 представлена зависимость электродвижущей силы $\mathcal{E}$ и вольтажа V от внешнего сопротивления в виде кривой. Подобные кривые носят название *характеристик машин*. Регулировать вольтаж цепной машины можно включением в главную цепь реостата; но, конечно, реостат будет поглощать много энергии, так как токи, идущие в главной цепи, сравнительно большие.

367. Шунтовые машины. — Гораздо выгоднее в этом отношении шунтовые машины (рис. 405). Здесь только небольшая часть тока ответвляется в электромагниты, потому что они снабжены обмоткой из большого числа оборотов тонкой проволоки. Когда сопротивление внешней цепи велико, весь ток якоря идет в индукторы, и электродвижущая сила машины наибольшая; уменьшая внешнее сопротивление, т. е. увеличивая нагрузку, мы уменьшаем вольтаж, как и в случае независимого возбуждения, но одновременно с этим ослабляется и магнитное поле, что, в свою очередь, влечет за собою добавочное понижение вольтажа.

Если мы начертим кривую (рис. 407), изображающую зависимость электродвижущей силы и вольтажа от сопротивления внешней цепи, то получим характеристику, почти противоположную характеристике цепной машины (рис. 406).

Поддержание вольтажа постоянным достигается здесь с бо́льшим удобством, чем в цепной машине. С этою целью в обмотку индукторов помещают реостат R (рис. 405), который выключают по мере увеличения нагрузки, и тем увеличивают электродвижущую силу. В обмотке индукторов, помещенной в ответвлении, идет от 1 до 3% всего тока, идущего в главной цепи; поэтому реостат поглощает незначительное количество энергии.

Шунтовые машины наиболее употребительны.

368. Компаунд-машины. — Мы видели, что в цепной машине вольтаж растет вместе с нагрузкой, тогда как в шунтовой машине вольтаж падает с увеличением нагрузки. Отсюда ясно, что если сделать в индукторах две обмотки — цепную и шунтовую, то можно получить машину, вольтаж которой в известных пределах почти постоянен. Такие машины употребляются, впрочем, сравнительно редко, а именно только в тех случаях, когда нет возможности следить за машиной и регулировать ее вольтаж.

369. Электродвигатель. — Каждая динамомашина легко может быть обращена в двигатель. Так, например, если в машине Фарадея

(стр. 412, рис. 387) мы пустим электрический ток от постоянного источника c, то радиус ab, помещенный в магнитное поле, направленное от наблюдателя к чертежу, должен будет отклоняться вправо, и так как это справедливо для любого радиуса диска A, приходящегося по линии тока ba, то диск A будет постоянно вращаться.

Направление вращения такого электродвигателя будет противоположно тому, которое имело место при том же токе J и том же поле M, когда диск работал как динамомашина, т. е. как генератор.

Подобным же образом легко сообразить, что и кольцо Грамма и якорь Сименса должны притти во вращение, если через щетки пустить в их обмотку электрический ток от постороннего источника. При этом, если ток якоря и магнитное поле индукторов будут те же, что при работе машины в качестве генератора, то машина как двигатель придет во вращение в противоположную сторону.

Мы считаем полезным предложить читателю самому разобрать детальнее этот вопрос на рис. 395, стр. 417.

Итак, по своей конструкции электродвигатель ничем не отличается от динамомашины.

Заметим только, что для того, чтобы изменить направление вращения двигателя, нужно изменить направление тока либо в якоре либо в индукторах. При одновременном изменении направления тока и в якоре и в индукторах направление вращения электродвигателя измениться не может.

370. Пускание в ход. — Если мы соединим электродвигатель с каким-нибудь источником электрического тока $\mathcal{E}_0$, то двигатель придет во вращение; при этом в его якоре, как и во всяких проводниках, движущихся в магнитном поле, возникнет электродвижущая сила индукции. Эта электродвижущая сила будет обратна внешней электродвижущей силе $\mathcal{E}_0$ и выразится точно так же, как в динамомашине, через

$$\mathcal{E} = Nmn\ 10^{-8} \text{ вольт},$$

где N — поток индукции, выходящий из индукторов, m — число витков на якоре и n — число его оборотов в секунду.

Сообразно с этим сила тока в якоре с сопротивлением R будет:

$$J = \frac{\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}}{R} = \frac{\mathcal{E}_0 - Nmn}{R}.$$

Из этой формулы видно, что с увеличением числа оборотов двигателя сила тока уменьшается.

Пока двигатель еще не пришел во вращение, сила тока

$$J_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{R}.$$

Вследствие незначительности сопротивления якоря R сила тока, в особенности в больших машинах, может при начале движения достичь таких размеров, что сожжет обмотку якоря. Поэтому при пускании двигателя в ход необходимо включить в цепь якоря реостат с сопротивлением r для того, чтобы ток

$$J = \frac{\mathscr{E}_0 - Nmn}{R + r}$$

при начале движения, т. е. даже при $n = 0$, не достигал опасных размеров. Обыкновенно при пускании двигателя допускают силу тока не более чем вдвое против нормальной.

По мере увеличения числа оборотов n можно постепенно выключать сопротивление r, поддерживая ток J ниже допустимого предела.

371. Скорость вращения. — Для якоря электродвигателя мы можем написать:

$$nNm = \mathscr{E}_0 - RJ,$$

и так как RJ обыкновенно мало в сравнении с $\mathscr{E}_0$, то приблизительно

$$n = \frac{\mathscr{E}_0}{Nm}.$$

Следовательно, скорость вращения двигателя увеличивается с увеличением внешней электродвижущей силы $\mathscr{E}_0$ и с уменьшением потока N.

Последним обстоятельством можно воспользоваться для регулирования хода шунтового двигателя. Включив в обмотку индукторов реостат R (рис. 405), мы можем изменять поток индукции N, изменяя сопротивление R; при этом *включение* сопротивления *увеличивает* скорость вращения, а *выключение — уменьшает*.

372. Сравнение цепного и шунтового двигателя. — Шунтовой двигатель обладает некоторыми преимуществами перед цепным: его скорость более постоянна при различных нагрузках и при изменении внешней электродвижущей силы.

Кроме того скорость шунтового двигателя можно регулировать, поместив в шунте реостат. В цепном двигателе приходится помещать реостат в главной цепи, где идет сравнительно сильный ток и где

поэтому будет тратиться больше энергии на нагревание реостата, чем в шунте. Иногда устраивают особый переключатель, дозволяющий различным образом (параллельно и последовательно) соединять различные части обмотки электромагнитов. Этим последним способом пользуются обыкновенно в трамвайных двигателях, где употребляются почти всегда цепные двигатели.

С другой стороны, цепной двигатель при пускании в ход развивает больший момент вращения и потому особенно пригоден, например, в электрических трамваях, где для трогания вагона с места требуется бо́льшая сила, чем для поддержания его скорости.

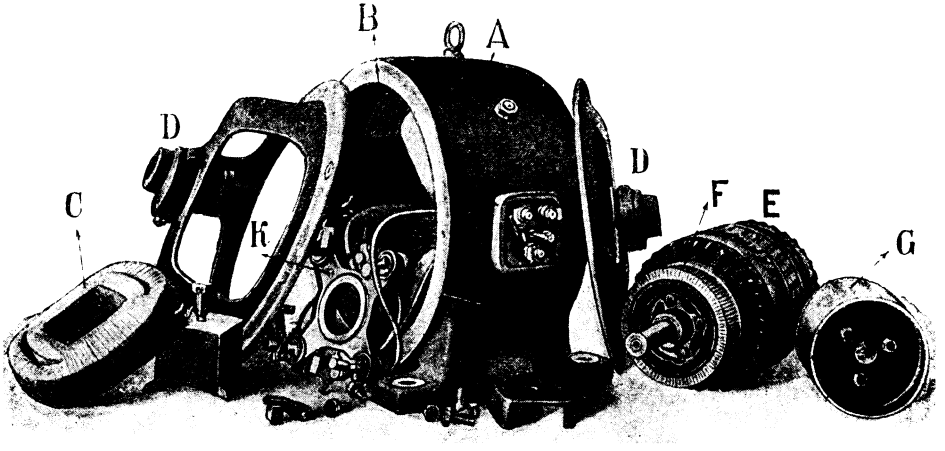


Рис. 408. Динамомашина постоянного тока в разобранном виде

373. Практические данные. — Подробные описания устройства динамомашин и двигателей можно найти в курсах электротехники. Здесь мы считаем полезным сделать лишь следующие указания.

Индукторы динамомашин рассчитываются, как вообще всякая сложная магнитная цепь, по формулам Гопкинсона (стр. 241, **220**), принимая коэффициент проницаемости, соответствующий заданной индукции B. Индукция же B в индукторах берется от 8 000 до 16 000 ***C-G-S.*** Бо́льшие значения B влекут за собой уменьшение коэффициента проницаемости и, следовательно, увеличение магнитной утечки (стр. 240, **219**).

Материалом для сердечников индукторов служит обыкновенно литая сталь. При этом выбирается сталь с возможно большею проницаемостью. Гистерезис здесь не играет никакой роли, потому что в обмотке индукторов ток постоянный.

Якорь динамомашины помещен между полюсами индукторов и составляет часть его магнитной цепи, поэтому его проницаемость тоже должна быть по возможности больше. Кроме того в отдельных обмотках якоря текут, как мы знаем, переменные токи, вызывающие в сердечнике его, во-первых, потери на гистерезис, и, во-вторых, на токи Фуко. Первое надо иметь в виду при выборе материала для сердечника, второе — при расположении этого материала.

В первое время сердечник граммова кольца делался из железных проволок. В настоящее время сердечник делается обыкновенно из тонких (от 0,5 до 1 *мм*) железных листов, штампованных по известному шаблону.

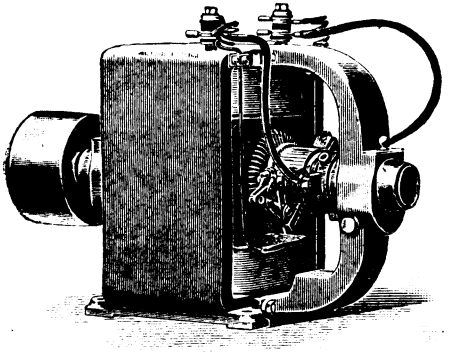


Рис. 409. Двухполюсная динамомашина.

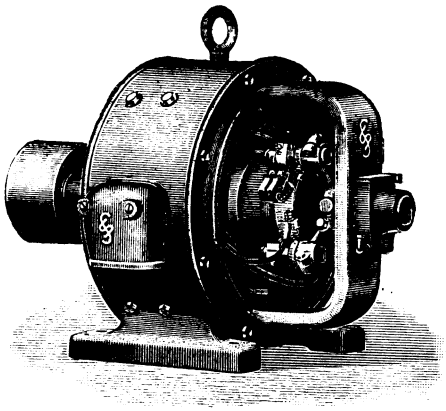


Рис. 410. Четырехполюсная динамомашина.

Обмотка якоря может быть весьма разнообразная как по расположению отдельных секций, так и по соединению их друг с другом. Как мы уже выяснили (стр. 422, **362**), сопротивление обмотки должно быть по возможности малым. Укрепление обмотки на якоре требует особого внимания, так как на нее действует, во-первых, магнитное поле и, во-вторых, центробежная сила. Для предупреждения сильного нагревания обмотки в якоре устраивают особые вентиляционные каналы, в которых циркуляция воздуха достигается благодаря вращению якоря.

Отдельные пластины коллектора изолируются друг от друга тонкими прокладками из слюды и снабжаются отростками, к которым припаиваются проволоки секций.

Щетки делались прежде из пачек тонких медных пластинок, сложенных вместе, или из сплетенных тонких проволок. В последнее время стали употреблять главным образом угольные щетки. Основное требование, которое нужно предъявлять к щеткам, должно состоять

в том, чтобы они давали хорошее соприкосновение с коллектором, правильно изнашивались и несильно изнашивали коллектор.

Щетки динамомашины должны быть легко передвигаемы по коллектору. Для этого они прикрепляются к особым щеткодержателям с рукояткою, дозволяющею поворачивать обе щетки одновременно.

На рис. 408 показана четырехполюсная динамомашина в разобранном виде. Здесь изображено: *A* — основной корпус машины, который

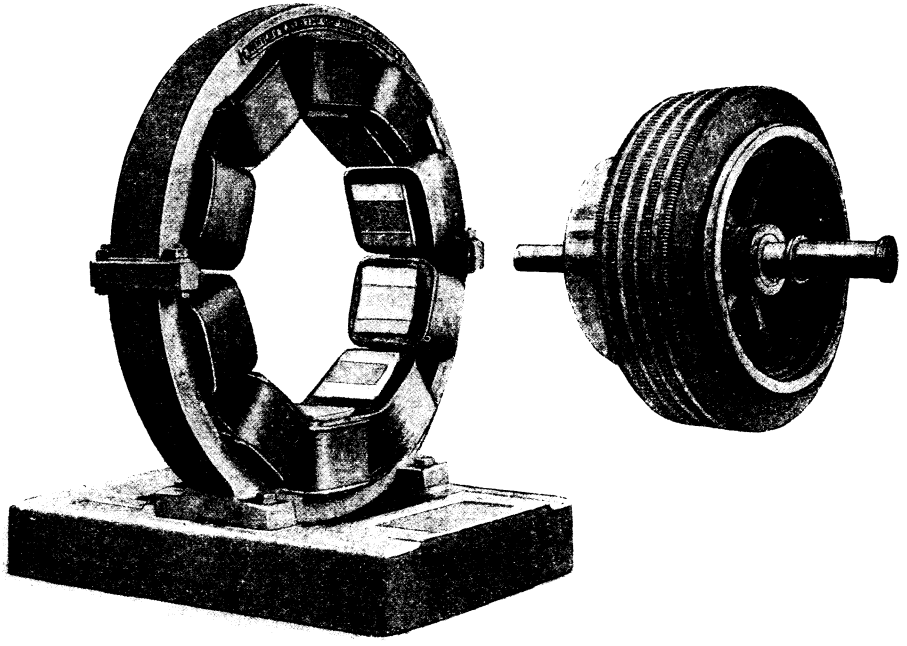


Рис. 411 и *412*. Индукторы десятиполюсной динамомашины.

снабжен четырьмя полюсами; с полюса *B* снята его обмотка *C*; *D* и *D* — подшипники, в которые вкладывается вал якоря *E*; *F* — коллектор, *G* — шкив и *K* — щеткодержатель с четырьмя щетками.

На рис. 409 и 410 изображены две шунтовые машины: двухполюсная и четырехполюсная.

На рис. 411 и 412 изображены отдельно индукторы и якорь большой десятиполюсной динамомашины, а на рис. 413 изображена эта машина в собранном виде.

374. Коэффициент полезного действия. — Коэффициент полезного действия в больших машинах, мощность которых бывает иногда в несколько тысяч лошадиных сил, достигает до 94%, тогда как в

малых, в одну лошадиную силу, он бывает лишь 65—70%. Коэффициент полезного действия зависит также от нагрузки: наибольший коэффициент полезного действия бывает при нормальной нагрузке, для которой машина рассчитана; при малой нагрузке неизбежные во всякой машине потери на трение, гистерезис и токи Фуко составляют слишком большой процент, тогда как при перегрузке от слишком сильных токов растут потери на джоулево тепло.

Если динамомашина дает $U = \mathcal{E}J$ уатт полезного действия, а требует для движения U_1 уатт, то коэффициент ее полезного действия будет:

$$\eta = \frac{U}{U_1}.$$

При этом $(U_1 - U)$ уатт тратятся бесполезно, превращаясь в теплоту в самой машине. Таким образом в машине будет появляться ежесекундно $0{,}24\,(U_1 - U)$ малых калорий (стр. 147), и температура ее должна повышаться.

Но повышение температуры допускается не свыше 80°, иначе является опасность, что изоляция машины пострадает; поэтому, как мы уже указали выше (стр. 429), стараются путем вентиляции охлаждать машину.

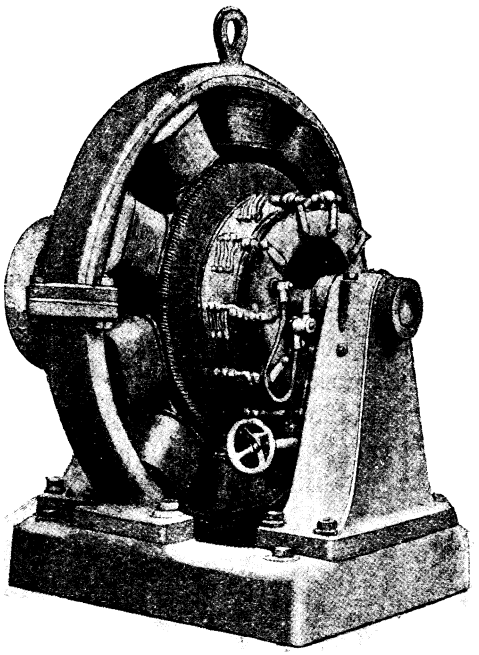


Рис. 413. Десятиполюсная машина.

Пусть элекродвигатель для своего вращения требует $U = \mathcal{E}J$ уатт и пусть при n оборотах в секунду он дает на валу момент сил K *кг-м*; так как работа этого момента сил за один оборот будет $2\pi K$, то ежесекундная работа, или мощность, двигателя

$$U_0 = 2\pi n K \frac{\text{кг-м}}{\text{сек}} = 2\pi n K \cdot 9{,}81 \text{ уатт} = \frac{2\pi n K}{75} \text{ лош. сил.}$$

Коэффициент полезного действия двигателя будет:

$$\eta = \frac{U_0}{U} = \frac{2\pi n K \cdot 9{,}81}{\mathcal{E}J}.$$

II. МАШИНЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

375. Генераторы переменного тока. — Основные принципы устройства машин переменного тока уже были изложены нами (стр. 414) раньше, поэтому здесь мы только вкратце укажем на практическое их выполнение.

Так как генераторы переменного тока строятся обыкновенно для высоких напряжений, потому что высокие напряжения выгоднее при передаче энергии; так как, с другой стороны, в цепи с высокими напряжениями желательно избежать щеток и движущихся частей, которые вообще труднее снабдить надежной изоляцией, чем неподвижные части, — то в больших генераторах переменного тока делают обыкновенно якорь неподвижным, а индукторы вращающимися.

Далее, на практике принят в настоящее время почти везде переменный ток в 50 периодов в секунду; поэтому двухполюсным генераторам пришлось бы делать 3000 оборотов в минуту. Кроме того для сохранения равномерного вращения желательно генератор непосредственно соединять с двигателем без ременной передачи, а это обстоятельство требует тоже ограничения скорости вращения. Все это, вместе взятое, заставляет делать генераторы многополюсными.

На рис. 354, 356, 359, стр. 391, 392 и 394 нами уже рассмотрены были различные схемы однофазных, двухфазных и трехфазных генераторов, причем везде неподвижный якорь изображался для ясности с выступающими полюсами. Но, конечно, в этом нет необходимости. Большею частью сердечник неподвижного якоря делают из штампованных железных листов, образующих собою кольцеобразный остов машины наподобие сердечника кольца Грамма. В якорях имеются отверстия для помещения обмотки.

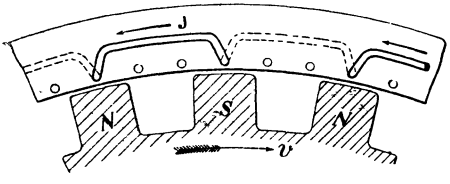


Рис. 414. Разрез обмотки.

На рис. 414 в разрезе и 415 в плане изображен один из наиболее простых типов обмотки.

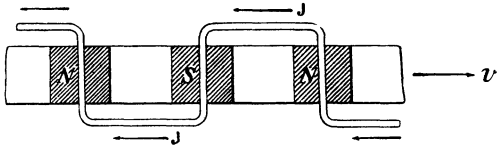


Рис. 415. План обмотки переменного тока.

При ближайшем рассмотрении этих рисунков легко видеть, что при движении полюсов индукторов NS по направлению v, указанному стрелкой, во всех стержнях возбуждается переменный ток одной и той же фазы.

В листах железного остова (рис. 414) показаны еще не заполненные отверстия; если поместить в них такую же обмотку (рис. 416), то получим генератор трехфазного тока.

Заметим, что индукторы генераторов переменного тока должны быть питаемы постоянным током, поэтому все эти машины нужно причислить к типу машин независимого возбуждения. Возбуждение индукторов делается или батареей аккумуляторов или, в большинстве случаев, особой небольшой динамомашиной постоянного тока, якорь которой посажен на одной общей оси с индуктором (рис. 417).

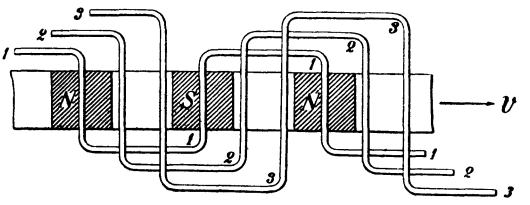


Рис. 416. Обмотка индуктора трехфазного тока.

На рис. 418 представлен большой генератор переменного тока; тут же видна небольшая динамомашина постоянного тока, питающая индукторы.

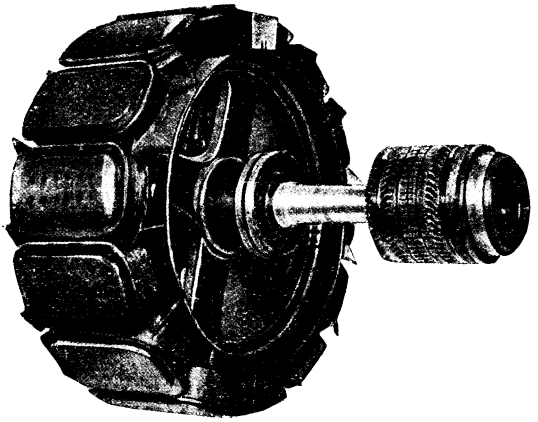


Рис. 417. Индуктор машины переменного тока.

376. Синхронные двигатели. — Всякая динамомашина переменного тока может быть обращена в двигатель, если соединить ее с каким-нибудь генератором переменного тока. Но при этом надо иметь в виду, что каждая секция якоря образует вокруг себя переменное магнитное поле и движение якоря или индуктора друг относительно друга будет продолжаться непрерывно только тогда, когда время, употребляемое каждой секцией на движение между двумя одноименными полюсами индуктора, равно времени одного периода переменного тока.

Действительно, если какая-либо секция якоря двигателя, например, в положении *a* (рис. 419), отталкивается южным полюсом индуктора S и притягивается северным полюсом N, то в положении *b* ток в секции должен переменить свое направление для того, чтобы при дальнейшем движении, в положении *c*. она отталкивалась северным полюсом N и притягивалась южным S_1. Такие двигатели, движение которых должно быть строго соразмерено с

числом перемен питающего их тока, носят название *синхронных двигателей.*

Синхронные двигатели обладают тем неудобством, что под действием тока они сами не могут притти во вращение. Представим себе, что

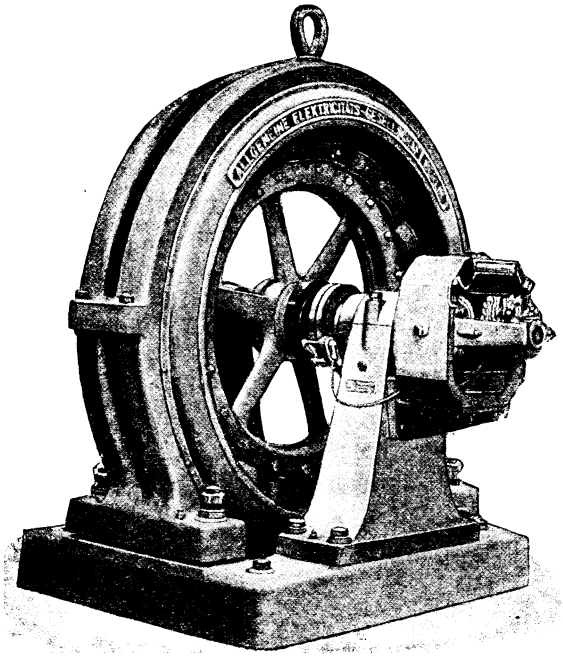


Рис. 418. Генератор переменного тока.

полюсы якоря находятся как раз против полюсов индуктора (рис. 419, положение *b*); тогда переменные токи будут действовать друг на друга только в радиальном направлении и не будут сообщать никакого вращательного момента якорю. Но если даже полюса немного сдвинуты (рис. 419, положение *a* или *c*), то хотя при этом и получится некоторый момент вращения, который приведет якорь во вращение, но вследствие недостаточной скорости это вращение тотчас же должно перемениться на обратное, вследствие перемены знаков всех полюсов якоря. Поэтому обыкновенно такие двигатели вначале приводят во вращение, как генера-

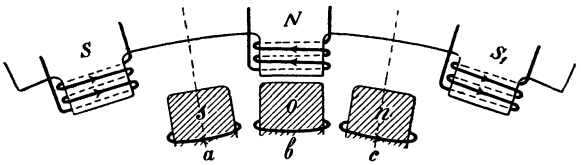


Рис. 419. Схема движения синхронного двигателя.

тор, каким-либо посторонним механизмом и включают в цепь только по достижении синхронизма.

Кроме неудобства пускания в ход, синхронные двигатели еще отличаются тем свойством, что, в случае замедления скорости их вращения перегрузкой, они выбиваются из синхронизма и перестают вращаться.

Ввиду всех этих неудобств синхронные двигатели употребляются редко, и именно только там, где очень важно точно сохранить одно и то же число оборотов при всякой нагрузке, не выходящей из известных пределов.

377. Асинхронные двигатели. — Свободными от вышеназванных неудобств являются двигатели *асинхронные*, которые можно устроить, пользуясь многофазными токами и вращающимся магнитным полем. Мы уже разобрали основной принцип таких двигателей, а потому перейдем прямо к техническим его применениям.

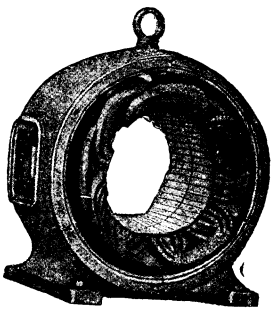


Рис. 420. Статор трехполюсного двигателя.

Каждый такой двигатель необходимо должен состоять из двух частей: одной — неподвижной и другой — вращающейся. Первая называется *статором*, вторая — *ротором*. Многофазный ток, питающий двигатель, подводится обыкновенно к статору, а не к ротору, так как этим избегается применение щеток.

Конструктивное устройство статора двигателя мало чем отличается от статора генератора. Сердечник его, во избежание токов Фуко, делается из отдельных штампованных листов тонкого листового железа. На внутренней стороне кольца сделаны отверстия, куда вставляются изолированные друг от друга и от сердечника проволоки обмотки (рис. 420).

Большею частью обмотка статора многополюсная для того, чтобы число оборотов вращающегося поля было меньше числа периодов переменного тока (ср. стр. 391, **338**). Если вместо *одной пары* полюсов каждой фазы сделать 2 или 3 пары, то, при токе в 50 периодов в секунду, мы получим магнитное поле, делающее не 50, а 25 и $16^2/_3$ оборотов в секунду, т. е. не 3 000, а 1 500 и 1 000 оборотов в минуту.

Основной тип ротора в виде диска Араго или сплошного цилиндра Феррариса (стр. 394) непригоден для практики, так как и в том и в другом площадь, обтекаемая токами Фуко, сравнительно мала, а между тем момент вращения, как мы знаем, пропорционален этой площади (стр. 224, **206**). Поэтому гораздо лучше делать ротор

не сплошным, а из отдельных медных проволок (рис. 421), расположенных по образующим цилиндра и соединенных двумя кольцами на его основании. Получается таким образом род беличьего колеса; в отдельных стержнях этого колеса индуцируются вращающимся полем токи, благодаря которым поле увлекает за собою и ротор.

Еще более можно использовать обмотку ротора, если сделать ее в виде барабанного железного сердечника с обмоткою отдельными секциями (рис. 422), охватывающими магнитное поле статора возможно большею площадью.

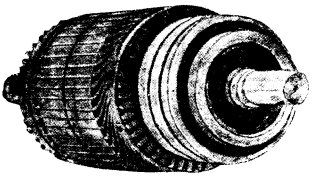


Рис. 421. Ротор трехфазного тока.

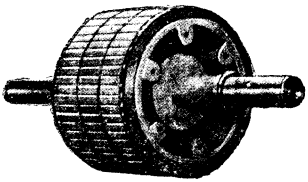


Рис. 422. Ротор трехфазного двигателя с тремя кольцами.

378. Работа двигателя трехфазного тока. — Положим, что поле статора делает n_1 оборотов в секунду. Ротор будет делать меньшее число оборотов $n_2 < n_1$, потому что вращение ротора обусловливается взаимодействием между вращающимся полем и индукционными токами, возникающими в роторе; индукционные же токи могут возникать только при относительном движении проводников и поля, а потому если бы n_2 равнялось n_1, то эти токи были бы равны нулю, и ротор не испытывал бы никакого момента вращения и не мог бы совершать никакой работы. Если же нагрузить двигатель, дав ему какую-либо работу, то вращение ротора замедлится, получится некоторая разность $n_2 - n_1$, которую принято называть *сдвигом*; пропорционально этому сдвигу и будут расти индукционные токи в роторе.

При наибольшем сдвиге, т. е. когда $n_1 = 0$, ротор остановлен, и индукционные токи в нем будут наиболее сильные.

Не нужно, однако, думать, что в этом последнем случае и вращающий момент сил, действующий на ротор, тоже будет наибольшим. Дело в том, что при неподвижном роторе и при малом сопротивлении его обмотки в нем возникают, правда, сильные индукционные токи, но почти противоположные по фазе токам статора; поэтому в каждый момент времени непосредственно против полюсов статора будут возникать полюсы ротора, и мы получим лишь радиальные силы, не дающие почти никакого момента (ср. стр. 434). Для того, чтобы увеличить начальный момент вращения двигателя, в обмотку ротора вво-

дят некоторое добавочное сопротивление, которое изменяет разность фаз α токов ротора, и, хотя сила токов ротора при этом уменьшается, но момент их вращения увеличивается. Наибольший момент мы получим, сделав $\alpha = 45°$ (ср. стр. 376). Для введения сопротивления обмотку ротора выводят к трем кольцам (рис. 422), насаженным на оси (рис. 423); к кольцам прижимаются щетки, соединенные с реостатом. На рис. 423 показаны в плане три провода A трехфазного тока, по которым ток входит в статор S трехфазного двигателя. Три кольца ротора соединены при помощи щеток с реостатом. Когда ручка B стоит на контактах a, b, c, обмотка ротора замкнута на три сопротивления $1a$, $2b$, $3c$, соединенных звездою. Замкнув ключ k, мы пускаем двигатель в ход; при этом разность фаз α устанавливается сама

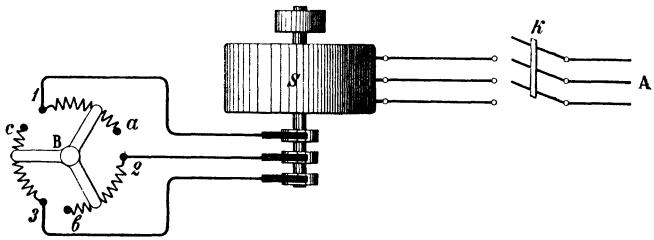


Рис. 423. Двигатель трехфазного тока с пусковым реостатом.

собою, благодаря вращению и сдвигу $n_2 - n_1$. Затем постепенно поворачиваем ручку B влево на контакты 1, 2 и 3, т. е. выключаем реостат, иначе он будет бесполезно поглощать энергию.

379. Цель трансформации токов. — В электротехнике очень часто является выгодным преобразовывать, или трансформировать, токи низкого напряжения в токи высокого напряжения и наоборот.

Предположим, что нам необходимо передать электрическую энергию на некоторое расстояние по проволоке, имеющей сопротивление r. Мы знаем, что нагревание этой проволоки будет пропорционально квадрату силы тока и потеря энергии будет J^2r. Чтобы уменьшить эту потерю, можно увеличить сечение проволоки, но тем самым увеличивается и ее стоимость. Гораздо выгоднее уменьшить силу тока, но зато увеличить напряжение его так, чтобы их произведение $\mathcal{E}J$, т. е. передаваемая *мощность*, осталось без изменения. Повышение напряжения, однако, имеет свои границы, так как, с одной стороны, требуется тщательная изолировка, с другой — появляется опасность для человеческой жизни. Поэтому на линии напряжение бывает обыкновенно 2 000 и 6 000 вольт, но может доходить даже до 100 000 вольт, тогда как на месте потребления допустимо лишь 100 — 250 вольт

Из этого мы видим, что у генераторов должен быть поставлен прибор, повышающий напряжение, а в месте потребления — прибор, понижающий напряжение.

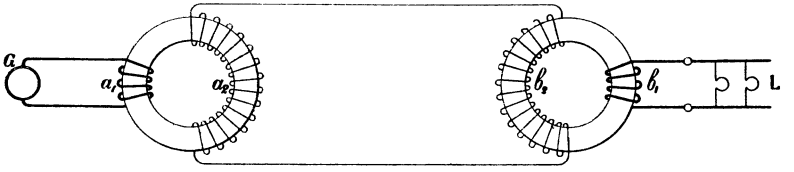


Рис. 424. Схема передачи энергии трансформаторами.

Если для передачи энергии употребляется постоянный ток, то для того, чтобы преобразовать его в ток другого напряжения, ничего другого не остается, как поставить электродвигатель, вращающий динамомашину с другим напряжением, чем ток, питающий двигатель. Такая комбинация вполне аналогична генераторной станции. Если же в распоряжении имеется переменный ток, то его преобразование в ток другого напряжения достигается несравненно проще посредством *трансформатора*. Трансформатор обладает тем преимуществом, что не имеет в себе движущихся частей и потому не требует постоянного за собой ухода.

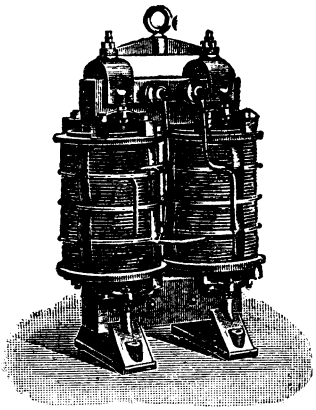


Рис. 425. Трансформатор.

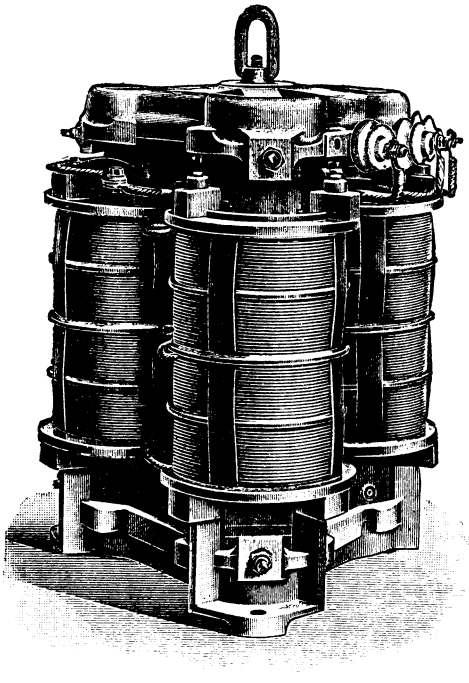


Рис. 426. Трехфазный трансформатор.

На рис. 424 изображена схема передачи энергии с трансформацией. Здесь G — генератор, a_1 — первичная, a_2 — вторичная обмотка

трансформатора; a_2b_2 — линия высокого напряжения и L — место потребления энергии.

На рис. 425 изображен однофазный, а на рис. 426 — трехфазный трансформатор. В трехфазном трансформаторе три магнитных цепи; на каждой из них помещена первичная и вторичная катушки, причем соединение магнитных цепей может быть сделано звездой или треугольником, подобно тому, как делают соединение проводов трехфазного тока (стр. 395, **342**). Для надежной изоляции трансформаторы обыкновенно заключаются в особые резервуары, наполненные парафином или маслом.

380. Однофазные двигатели. — Три провода трехфазной системы представляют собою неудобства для электродвигателей в трамваях, и это — одна из причин, почему трамваи пользуются в настоящее время постоянным током. С другой стороны, преимущества переменного тока при передаче на большие расстояния заставляют желать его применения в трамваях и электрических дорогах. Все это, вместе взятое, побудило изобретателей к усовершенствованию *однофазных* двигателей, т. е. двигателей, работающих простым переменным током.

Мы видели, что цепной двигатель, при перемене направления тока, продолжает вращаться в ту же сторону; отсюда следует, что такой двигатель должен работать и переменным током. Это заключение подтверждается и на опыте, но являются практические затруднения, связанные с искрообразованием у щеток коллектора.

Другой тип однофазного двигателя можно получить, если пускать переменный ток только в индукторы, якорь же замкнуть накоротко, соединив обе щетки проводником. При этом в якоре возникнут индукционные токи, которые будут отталкиваться токами индукторов подобно тому, как это мы наблюдали в опытах Э. Томсона (стр. 375, рис. 345). Если линия щеток будет стоять под углом 45° к полю, тогда та секция обмотки якоря, которая приходится в данный момент непосредственно под щетками, будет испытывать наибольший момент вращения (стр. 376) и будет стремиться повернуться так, чтобы стать вдоль по магнитному полю. Когда, вследствие этого, рассматриваемая секция уйдет из-под щеток, на ее место встанет следующая секция и т. д. Само собою разумеется, что не только рассматриваемая секция, но и другие секции, стоящие не под 45° к полю, тоже испытывают момент вращения, только соответственно меньшей величины.

Двигатели, устроенные на этом принципе, носят также название *репульсионных* двигателей.

381. Умформер. — Как известно, в динамомашине и двигателе постоянного тока в каждой секции якоря идет переменный ток. Мы мо-

жем получить этот переменный ток во внешней цепи, если соединим оба конца какой-либо секции с надетыми на оси кольцами, к которым прижаты щетки (стр. 414, рис. 389). Такая машина, которая одновременно снабжена и пластинчатым коллектором и кольцами, носит название *умформера*, потому что может служить для преобразования постоянного тока в переменный и наоборот. Действительно, если пустить в ход умформер как двигатель постоянного тока, то от колец получим ток переменный; если же пустить переменный ток в кольца и заставить работать умформер как синхронный двигатель, то из пластинчатого коллектора получим ток постоянный.

Впрочем, очень часто для превращения переменного тока в постоянный оказывается более практичным поставить комбинацию из двух машин, состоящую из двигателя переменного тока, например трехфазного, и из соединенной с ним динамомашины постоянного тока.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

I. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

382. Колебательный разряд. — Уже давно некоторые явления разряда лейденских банок указывали на то, что разряд этот состоит не из одного только процесса соединения противоположных электричеств, а что при этом обкладки банки перезаряжаются, на них возникает электричество противоположного знака, после чего следует новый разряд и т. д. Еще Савари (Savary, 1826) заметил, что если посредством тока лейденской банки намагничивать стальную спицу, то иногда ее намагничивание происходит в одном направлении, а иногда в другом, при том же самом знаке заряда.

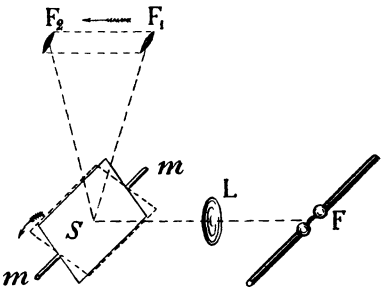


Рис. 427. Опыт Феддерсена.

Более подробно это явление изучал Феддерсен (Feddersen, 1862); он рассматривал разрядную искру в быстро вращающемся

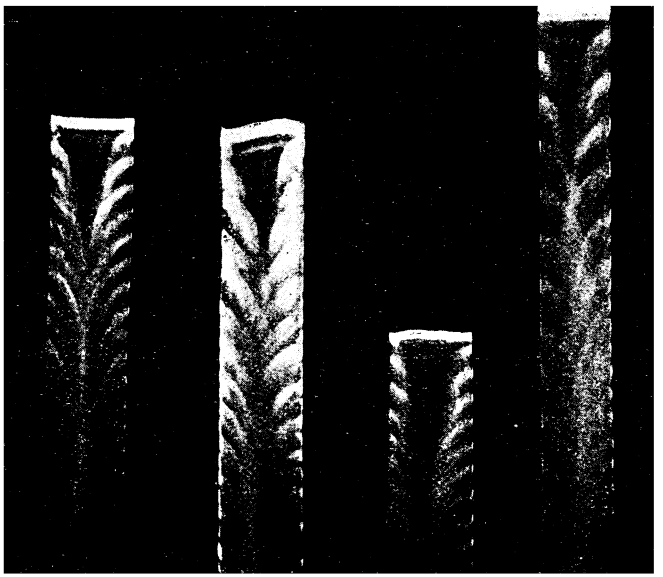


Рис. 428. Вид искры во вращающемся зеркале.

зеркале и обнаружил, что каждый разряд состоит из целой серии разрядов. Схема расположения опытов Феддерсена следующая. Установим ось *mm* (рис. 427) вращения зеркала параллельно искре; помещая между искрой и зеркалом линзу или объектив L, мы можем получить изображение искры в F_1. Вследствие вращения зеркала изображение искры F_1 быстро перемещается, и если бы разряд состоял только из одной искры, то, смотря по длительности разряда, изображение искры в зеркале получилось бы более или менее удлиненным в направлении F_1F_2; между тем опыт показывает, что общая картина явления имеет вид, показанный на рис. 428, из которого мы можем заключить, что разряд лейденской банки представляет собою целый ряд отдельных разрядов. Зная быстроту вращения зеркала, можно определить промежуток времени между отдельными разрядами, и Феддерсену удалось доказать, что время это пропорционально квадратному корню из произведения емкости и самоиндукции цепи, в которой наблюдается разряд.

383. Механизм электрических колебаний. — Чтобы уяснить себе, как происходят электрические колебания, представим себе конденсатор, который заряжают до некоторой разности потенциалов и затем разряжают, соединяя его обкладки проводником. Этот разряд происходит не мгновенно, а занимает некоторый, хотя бы и очень малый, промежуток времени. При этом электрический ток, который до начала разряда был равен нулю, постепенно усиливается; магнитное поле, образуемое этим током, тоже растет, и, следовательно, в проводнике возникает обратная разряду электродвижущая сила самоиндукции (экстраток замыкания), которая и замедляет быстроту разряда. Но когда противоположные электричества обкладок конденсатора взаимно уничтожатся, ток должен прекратиться, и магнитное поле его исчезнуть; при исчезновении же магнитного поля возникает, как мы знаем, новая электродвижущая сила (экстраток размыкания), направленная в *ту же сторону*, как и прекратившийся ток. Это значит, что ток после первого разряда конденсатора не прекратится мгновенно, а будет продолжать итти дальше, заряжая обкладки конденсатора электричеством, противоположным тому, которое было на них первоначально.

Таким образом мы пришли к заключению, что при разряде конденсатор *должен перезарядиться. Применяя подобные же рассуждения* и к перезаряженному конденсатору, мы придем к заключению, что он перезарядится еще раз и т. д. Другими словами, электричество в нашей системе будет совершать колебания от одной обкладки к другой.

Периодом электрических колебаний называется то время, которое электричество употребляет на переход от одной обкладки конденсатора к другой и обратно. По истечении полного периода T конденсатор оказывается заряженным так же, как вначале.

Что касается энергии, то если мы зарядили конденсатор емкостью C до разности потенциалов V_0, то мы сообщили ему энергию

$$W_e = \frac{CV_0^2}{2} \text{ эрг.}$$

При разряде, когда оба электричества соединяются друг с другом, т. е. в первую четверть периода, эта энергия исчезает из конденсатора; зато в это время электрический ток достигает своей наибольшей величины, и его магнитное поле вмещает всю энергию, бывшую до того в конденсаторе. Энергия магнитного поля равна

$$W_m = \frac{LJ_0^2}{2} \text{ эрг.}$$

Магнитная энергия в следующую четверть периода опять превращается в электрическую, заряжая конденсатор электричеством, противопожным тому, которое было вначале, и т. д. Таким образом энергия в нашей системе колеблется, и притом вдвое быстрее, чем элекричество.

Период колебания энергии равен $\frac{T}{2}$.

Если в нашей цепи нет сопротивления, то эти колебания будут происходить вечно; в присутствии же сопротивления электрическая энергия будет постепенно теряться, и колебания будут затухать.

384. Аналогия с маятником. — Полную аналогию электрическим колебаниям мы имеем в известных всем колебаниях маятника. Если отклонить маятник на некоторый угол, соответствующий некоторой высоте поднятия шарика h ($=$ разность потенциалов), то шарик станет падать с этой высоты ($=$ разряд). Дойдя до самой нижней точки, маятник, однако, не остановится в ней, а по инерции перейдет через нее на противоположную сторону, где снова подымется на прежнюю высоту h ($=$ перезарядка); затем маятник пойдет обратно и т. д. Одним словом, маятник будет совершать колебания. Эти колебания продолжались бы вечно при отсутствии трения ($=$ сопротивление), но вследствие неизбежного трения энергия их будет постепенно уменьшаться, и колебания постепенно прекратятся.

Периодом колебания маятника T называется то время, которое он употребляет на прохождение от одного своего крайнего положения до противоположного и обратно.

Мы знаем, что потенциальная энергия маятника, масса которого m, при поднятии на высоту h равна

$$W_p = mgh.$$

Эта энергия в нижней точке, где $h = 0$, т. е. через четверть периода T, не исчезает, а накопляется в виде кинетической энергии движения:

$$W_k = \frac{mv^2}{2}.$$

Кинетическая энергия затем, при новом подъеме, снова превращается в потенциальную и т. д.

Период колебания энергии здесь тоже равен $\frac{T}{2}$.

Из сопоставления электрических колебаний с колебаниями маятника мы видим, это электрическая энергия аналогична энергии потенциальной, тогда как магнитная энергия аналогична кинетической.

385. Формула Кельвина. — Теория колебательного разряда была дана В. Томсоном (лорд Кельвин, 1853 г.). Не входя в математические подробности этой теории, мы можем получить результат Томсона следующим путем.

Пусть конденсатор емкостью C заряжен до разности потенциалов V; тогда количество электричества на нем будет:

$$e = CV.$$

Увеличение количества электричества в конденсаторе в единицу времени, которое мы обозначим через e', очевидно, равно силе тока J. Но увеличение количества электричества e может происходить только при одновременном увеличении разности потенциалов V, причем количество электричества будет увеличиваться в C раз скорее, чем разность потенциалов. Мы можем, следовательно, написать:

$$J = e' = CV',$$

где V' есть скорость изменения разности потенциалов. С другой стороны, разность потенциалов V на обкладках конденсатора, которые соединены друг с другом проводником с самоиндукцией L, есть не что иное как разность потенциалов на концах самоиндукции L, а по закону индукции эта разность равна:

$$V = -LJ',$$

где J' — быстрота изменения силы тока J.

Если через V'' обозначить быстроту изменения величины V', то, подставляя сюда $J' = CV''$, можем написать:

$$V = -LCV''.$$

Сравнивая полученное нами соотношение между V и V'' с тем соотношением, которое мы получили для отклонения x и ускорения x'' гармонического колебания (стр. 339, **303**), а именно:

$$x'' = -a^2x = -\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 x,$$

или

$$x = -\left(\frac{T}{2\pi}\right)^2 x'',$$

мы приходим прежде всего к заключению, что величина V должна изменяться по тому же закону, по которому изменялось x, а именно:

$$V = V_0 \cos at.$$

Следовательно, разряд наш должен быть колебательный. Величина V_0 — это та разность потенциалов, до которой мы зарядили конденсатор вначале.

Далее, если разность потенциалов меняется со временем по формуле гармонического колебания, то полученный нами выше коэффициент пропорциональности LC должен быть равен

$$LC = \left(\frac{T}{2\pi}\right)^2.$$

Отсюда для периода колебания нашей системы получаем:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Это и есть формула Томсона-Кельвина.

Заметим, что найденный нами *собственный период* колебания совпадает с тем периодом, при котором наблюдается резонанс (стр. 359, **320**), как это и следовало ожидать.

Проверим теперь закон сохранения энергии.

Электрическая энергия в конденсаторе будет:

$$W_e = \frac{CV^2}{2} = \frac{CV_0^2}{2}\cos^2 at.$$

Сила тока (определяется, как скорость точки x, стр. 338)

$$J = CV' = -CV_0 a \sin at,$$

и, следовательно, *магнитная энергия*

$$W_m = \frac{LJ^2}{2} = \frac{C^2LV_0^2}{2}a^2\sin^2 at,$$

или, подставляя

$$a^2 = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = \frac{1}{LC},$$

получим:

$$W_m = \frac{CV_0^2}{2}\sin^2 at.$$

Сумма обеих энергий

$$W_e + W_m = \frac{CV_0^2}{2}(\cos^2 at + \sin^2 at) = \frac{CV_0^2}{2},$$

а это как раз та энергия, которую мы накопили в конденсаторе при первоначальном заряде до его наивысшего потенциала V_0.

386. Способ Гертца. — Для получения электрических колебаний Герц изобрел следующий способ. Система, состоящая из емкости и самоиндукции, не делается вполне замкнутою, а в проводнике, соединяющем обе обкладки конденсатора, делается небольшой перерыв F (рис. 429), снабженный на концах двумя шариками. Между шариками во время разряда перескакивает искра; это — *„искровой промежуток"*. Благодаря искровому промежутку мы можем зарядить обкладки конденсатора до значительной разности потенциалов при помощи, например, индуктора. Но как только разность потенциалов достигнет разрядного потенциала (стр. 95, 87), то между шариками перескакивает искра. Искра представляет собою раскаленные газы, т. е. проводник электричества, а потому вместе с образованием искры система наша образует как бы замкнутую цепь, в которой и совершаются затем электрические колебания.

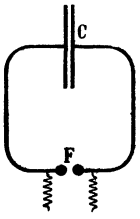


Рис. 429.

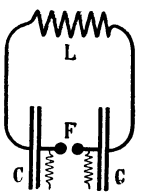


Рис. 430.

Схема электрических вибраторов.

На рис. 429 искровой промежуток F сделан посредине замыкающего цепь проводника, но его можно поместить и в другом месте. Иногда удобно бывает составить емкость из двух конденсаторов, соединенных последовательно (рис. 430), и между ними поместить искровой промежуток F.

Разрядный потенциал играет здесь роль того первоначального потенциала V_0, о котором сказано выше, и им же будет обусловлена энергия колебания. Имея это в виду и желая получить как можно более сильные колебания, делают искровой промежуток возможно бóльшим. Однако при слишком большом искровом промежутке его сопротивление току оказывается тоже слишком большим, и колебания быстро затухают. Обыкновенно, в зависимости от периода производимых колебаний, искровой промежуток берут от одной сотой миллиметра до одного сантиметра.

Описанная выше система, приспособленная для получения электрических колебаний, носит название *вибратора*.

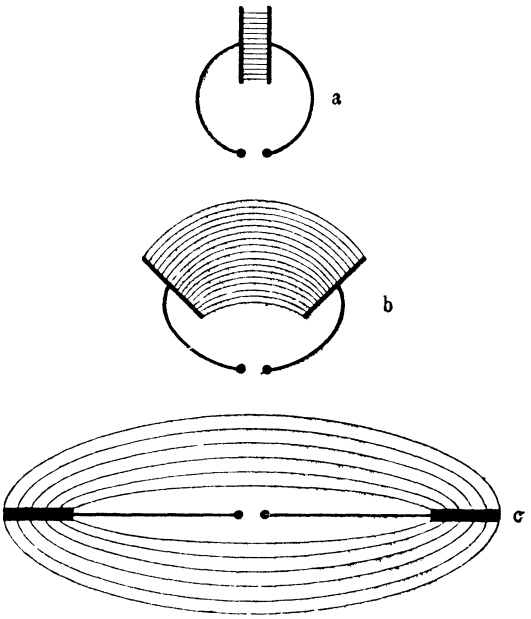


Рис. 431. Типы вибраторов.

387. Примеры вибраторов. — Для того, чтобы дать некоторое понятие о быстроте электрических колебаний, которые можно получить по способу Герца, мы рассмотрим следующие примеры.

Не останавливаясь на случаях сравнительно медленных колебаний, возьмем большую лейденскую банку (стр. 93, **85**), емкостью $C = 10^{-9}$ фарад $= 0{,}001$ микрофарад, и, зарядив ее, замкнем банку проводником, согнутым по кругу диаметром в 50 *см*; такой проводник, сделанный из проволоки толщиною 0,5 *см*, будет иметь коэффициент самоиндукции около 1 500 ***C-G-S-M***, или $L = 1{,}5 \cdot 10^{-6}$ генри. Образовавшаяся таким образом система из емкости и самоиндукции даст электрические колебания с периодом в

$$T = 2\pi\sqrt{CL} = 2\pi\sqrt{1{,}5 \cdot 10^{-15}} = 2{,}4 \cdot 10^{-7} \text{ сек.}$$

В каждую секунду мы получим около $n = 4\,000\,000$ колебаний. Если уменьшить одновременно и емкость и самоиндукцию, каждую в отдельности в 10 раз, то период T уменьшится тоже в 10 раз. Но при этом как банка, так и проводник будут уже малых размеров.

Дальнейшее уменьшение емкости уже придется достигать удалением обкладок друг от друга. Идя в этом направлении, мы постепенно от типа *a* (рис. 431) переходим к типу *b* и *c*. В конце концов мы придем таким путем к системе, состоящей из двух прямых проволок, разъединенных искровым промежутком. Эти проволоки, как и всякий проводник, обладают, конечно, некоторой емкостью и некоторой самоиндукцией, только весьма малой.

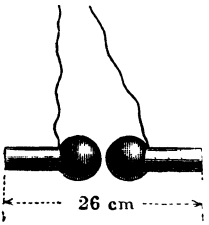


Рис. 432. Вибратор Герца.

На рис. 432 изображен вибратор Герца, который давал ему $5 \cdot 10^8$ колебаний в секунду.

Необходимо заметить, что вместе с уменьшением емкости и самоиндукции системы уменьшается та энергия, которую можно ей сообщить, а потому наблюдение колебаний с уменьшением периода становится все более и более затруднительным.

388. Затухание колебаний.—После каждого заряда, сообщенного индуктором вибратору, в этом последнем возникают быстрые электрические колебания. Однако эти колебания продолжаются недолго, и

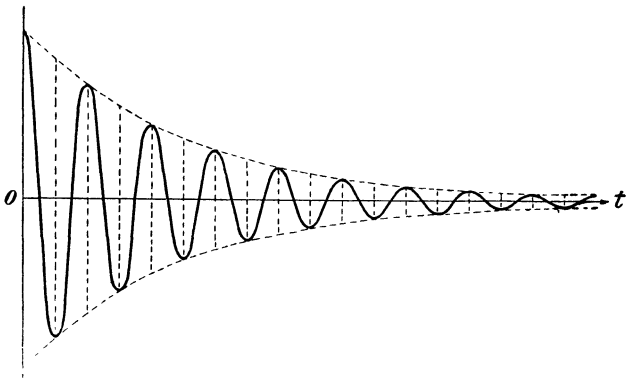


Рис. 433. Затухание колебаний.

вследствие потери энергии их амплитуда быстро уменьшается. Такие колебания носят название *затухающих колебаний*. Рис. 433 изображает постепенное уменьшение разности потенциалов в вибраторе Герца. Мы не будем здесь останавливаться на выводе формулы затухающих колебаний, а укажем лишь следующее.

Для *незатухающих* колебаний мы имели выражение:

$$x = A \cos at,$$

причем величина A, или амплитуда колебаний, оставалась постоянной.

В *затухающих* колебаниях амплитуда постепенно уменьшается причем в большинстве случаев это уменьшение происходит по закону e^{-kt} (стр. 335, рис. 321). Поэтому, если начальную амплитуду обозначить через A_0, то

$$A = A_0 e^{-kt},$$

и, следовательно, формула затухающих колебаний будет:

$$x = A_0 e^{-kt} \cos at.$$

Пусть в некоторое время t_1 амплитуда была A_1, а по истечении одного периода T, т. е. во время $t_2 = t_1 + T$, амплитуда стала равною A_2; тогда

$$A_1 : A_2 = e^{-kt_1} : e^{-k(t_1+T)} = e^{kT} = e^{\delta},$$

откуда выводим:

$$\delta = kT = \lg \left(\frac{A_1}{A_2}\right).$$

Величина δ носит название *логарифмического декремента*, или просто *декремента*, колебаний.

Для незатухающих колебаний декремент равен нулю.

Вышеприведенная формула затухающих колебаний, а также и рис. 433 относятся к тому случаю, когда в начальный момент ($t = 0$) было задано отклонение точки $x_0 = A_0$, или, если это электрические колебания, то рис. 433 изображает колебание разности потенциалов на обкладках конденсатора, который в некоторый момент $t = 0$ был заряжен до разности потенциалов A_0. Что же касается силы тока, которая в момент $t = 0$ была равна нулю, то для нее, очевидно, вместо $\cos at$ следует взять $\sin at$, и мы будем иметь:

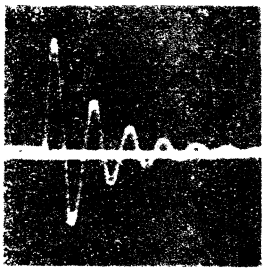


Рис. 434. Кривая силы тока.

$$y = B_0 e^{-kt} \sin at.$$

Рис. 434 изображает подобную кривую силы тока, снятую при помощи трубки Брауна (стр. 409, **355**) при разряде конденсатора в $7{,}8 \cdot 10^{-6}$ фарад через самоиндукцию в 0,09 генри.

На основании этих данных легко подсчитать, что в этом случае период

$$T = 2\pi \sqrt{7{,}8 \cdot 10^{-6} \cdot 0{,}09} = 0{,}005 \text{ сек} = \frac{1}{200} \text{ сек}.$$

Далее, измерив амплитуды кривой на рис. 434, получим последовательно 15 *мм*, 7,5 *мм* и 3,7 *мм*; следовательно, отношение двух смежных амплитуд равно 2, а логарифмический декремент

$$\delta = kT = \lg(2) = 0{,}7,$$

откуда

$$k = 140.$$

389. Апериодический разряд. — Так как затухание происходит от потери энергии, то, очевидно, затухание электрических колебаний будет тем сильнее, чем больше сопротивление проводника, по которому происходит разряд. Но, кроме затухания, сопротивление проводника оказывает еще другое действие: оно задерживает движение электричества и потому, естественно, должно увеличивать период колебаний. При значительных сопротивлениях период может растянуться до бесконечности, и тогда уже никаких электрических колебаний происходить не может, а конденсатор разряжается без перезарядки.

Это явление вполне аналогично тому, которое происходит с маятником, обладающим большим трением, или с очень вязкою жидкостью. Такой маятник или вязкая жидкость, выведенные из положения равновесия, возвращаются постепенно в это положение равновесия, но уже не в силах перейти за него, так как вся сообщенная им энергия ими уже израсходована.

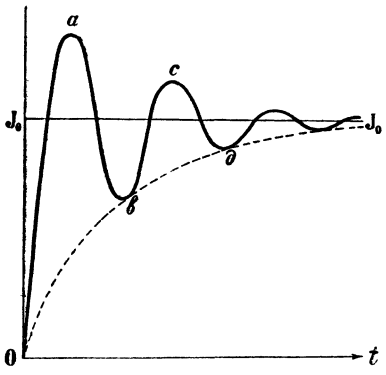


Рис. 435. Электрические колебания при замыкании тока.

Апериодическое движение происходит по закону

$$x = A_0 e^{-\alpha t}.$$

390. Электрические колебания при замыкании. — Пример апериодического движения электричества мы уже рассматривали в экстратоке замыкания (стр. 336, **301**). Там мы предполагали, что цепь состоит только из сопротивления и самоиндукции, без емкости. Теперь мы видим, что это только частный случай; в общем же случае экстраток замыкания будет представлять собою затухающие электрические колебания, и сила тока при замыкании будет изменяться по кривой *Oabcd* рис. 435, которая только в частных случаях обращается в апериодическую кривую *Obd*, которую мы рассматривали на стр. 336, рис. 322.

Эти соображения надо иметь в виду не только при замыкании постоянного тока, но также и при замыкании переменного тока (стр. 377, **331**).

391. Форма гертцевских колебаний. — Если вибратор Гертца заряжается индуктором или электростатической машиной, то происходят следующие явления.

При зарядке разность потенциалов в вибраторе увеличивается до появления искры в искровом промежутке, после чего наступает колебательный разряд, который постепенно затухает.



Рис. 436. Заряжение вибратора.

Когда одни колебания затухнут, индуктор сообщит вибратору следующий заряд, и получится новая серия колебаний и т. д. Таким образом колебания Гертца состоят из целого ряда таких серий. Период колебаний в каждой серии зависит от емкости и самоиндукции системы; длина серии зависит от степени затухания, а расстояние между отдельными сериями зависит от частоты зарядов, даваемых индуктором, т. е. от быстроты прерывателя.

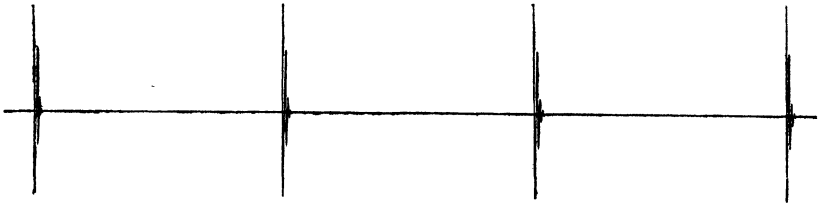


Рис. 437. Разряжение вибратора.

Положим, что данный вибратор дает 10^6 (миллион) колебаний в секунду и имеет декремент 0,7. Так как $0{,}7 = \lg(2)$, то амплитуда каждого следующего колебания будет вдвое меньше предыдущего, и уже через 10 колебаний амплитуда уменьшится в $2^{10} = 1\,024$ раза, т. е. будет ничтожна; между тем 10 колебаний займут промежуток времени всего 0,00001 *сек*.

По истечении этого промежутка времени вибратор можно считать как бы в покое, и следовало бы сообщить ему новый заряд; но индуктор, даже с быстрым прерывателем, может сообщать вибратору только 1 000 зарядов в секунду. Отсюда мы видим, что вибратор, закончив свои колебания в течение 0,00001 *сек*, должен дожидаться следующего импульса в течение 0,00099 *сек*. Эти соотношения приблизительно изображены на рис. 436 и 437.

392. Резонатор Гертца. – Если вблизи вибратора поместить вторую систему, то и на ней будут индуцироваться электрические колебания. Индукция может быть либо электрическая, как на рис. 438, где обе системы сближены своими емкостями, либо магнитная, как на рис. 439, где обе системы сближены своими самоиндукциями, наподобие трансформатора, или, наконец, вторая система может представлять собою ответвление от первой (рис. 440). Во всех этих случаях первая (I) система, т. е. вибратор, служит источником энергии для второй (II) системы и, как мы уже знаем, во второй системе мы получим самые

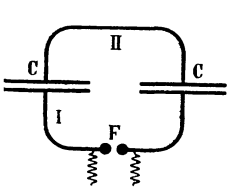


Рис. 438.

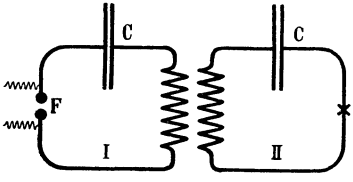


Рис. 439.

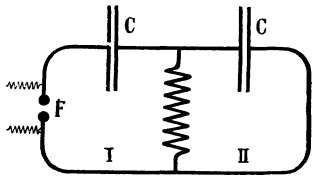


Рис. 440.

Вибраторы (I) и резонаторы (II).

сильные колебания тогда, когда периоды колебаний обеих систем одинаковы, т. е. при наступлении резонанса.

При очень быстрых колебаниях, которые изучал Гертц, энергия получается очень малою. Поэтому, чтобы иметь возможность наблюдать и исследовать эти колебания, Гертц должен был прибегнуть к принципу резонанса, и потому вблизи *электрического вибратора* Гертц помещал *электрический резонатор.*

В резонаторе Гертц оставлял тоже очень небольшой искровой промежуток и, наблюдая величину появляющейся здесь искорки, судил об амплитуде колебания резонатора. Изменяя емкость и самоиндукцию резонатора, Гертц мог, так сказать, *настраивать* резонатор в один тон с вибратором.

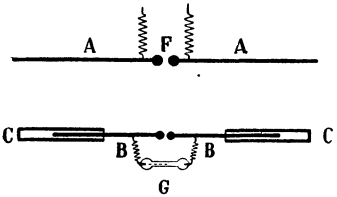


Рис. 441. Прямой вибратор и резонатор.

Для демонстрации электрического резонанса в аудитории обыкновенно искровой промежуток в резонаторе заменяют небольшой гейслеровой трубкой. На рис. 441 представлен вибратор AA, состоящий из двух прямых проволок, и вблизи него помещен резонатор BB, две половины которого соединены гейслеровой трубкой G. Длину резонатора можно изменять, более или менее раздвигая надетые на стержнях BB медные трубки CC. При равенстве длин AA и CC гейсле-

рова трубка G светится ярче всего; при других положениях C,C гейслерова трубка тухнет. В настоящее время, однако, способом наблюдения Гертца при помощи искорки уже больше не пользуются, потому что теперь имеются другие, гораздо более совершенные способы наблюдений быстрых колебаний, из которых мы опишем вкратце следующие.

393. Когерер и детекторы. — Бранли открыл, что металлические опилки сильно меняют свое сопротивление под действием электрических колебаний. Это объясняется следующим образом. Опилки, ссыпанные вместе, плохо соприкасаются друг с другом (дают целый ряд плохих контактов); поэтому, если на место искрового промежутка резонатора AA (рис. 442) поместить небольшую стеклянную трубочку K, заполненную медными опилками (*когерер*), и затем обе половины резонатора соединить с элементом E и электрическим звонком aB, то, вследствие большого сопротивления опилок, ток получится настолько

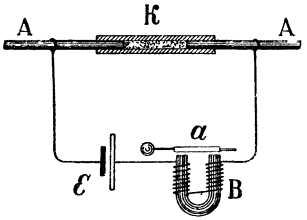


Рис. 442.

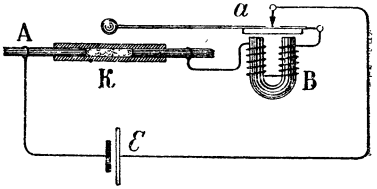


Рис. 443.

Схема когерера.

слабый, что звонок звонить не будет. Но когда в резонаторе возбуждаются электрические колебания, то между опилками перескакивают маленькие искорки, опилки слипаются, и сопротивление их уменьшается почти в 100 раз. Теперь ток от элемента уже приводит звонок в действие. Однако и после прекращения действия волн звонок будет продолжать звонить, потому что опилки когерера, раз слепившись, не могут сами снова увеличить своего сопротивления; поэтому трубке с опилками сообщают небольшой толчок рукой, опилки располагаются по-новому, сопротивление их снова оказывается большим, и звон прекращается.

Вместо того, чтобы сообщать когереру толчок рукой, можно, как это сделал Маркони в беспроволочном телеграфе (см. ниже), устроить автоматическое восстановление действия когерера. Для этого включают в цепь когерера небольшой электромагнит B (рис. 443), якорь которого снабжен молоточком a (*клопфер*); когда сопротивление когерера упадет, электромагнит притянет якорь, а молоточек, ударив по когереру, снова приведет опилки к большему сопротивлению.

Когерер оказался в высшей степени чувствительным указателем для электрических колебаний, в особенности в соединении с телефоном, установленным на место звонка. Но, с другой стороны, действие его не стоит в непосредственной связи с силою электрических колебаний, и потому он не может служить для количественных измерений.

Такие приборы, которые служат лишь указателями электрических колебаний, называются *детекторами*.

Кроме когерера были изобретены еще и другие детекторы: магнитные, электролитические, тепловые и т. п., но мы здесь не можем на них останавливаться.

394. Тепловые измерительные приборы. — Для количественных измерений электрических колебаний можно прибегнуть к тем тепловым амперметрам, которые уже описаны ранее (стр. 281, **259**), и фирма Гартман и Браун строит подобные приборы специально для измерения электрических колебаний.

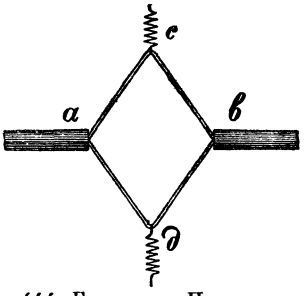


Рис. 444. Болометр Пальцова.

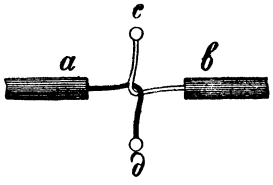


Рис. 445. Термоэлемент Клеменчича.

При этом надо принять во внимание, что показания этих приборов находятся в непосредственной связи с превращением энергии в джоулево тепло и показания их будут тем больше, чем больше энергии выделяется *ежесекундно*. Между тем в электрических колебаниях ежесекундная энергия, или мощность, бывает часто так незначительна, что требует более чувствительных приборов. В таких случаях прибегают к болометру или термоэлементу (стр. 168).

Болометр Пальцова (рис. 444) представляет собою тонкую (0,02 *мм*) железную проволоку *acbd*; точки *a* и *b* включают в цепь мостика Уитстона, точки же *c* и *d* соединяют с источником электрических колебаний. Эти последние, проходя по проводникам *cad* и *cbd*, нагревают их, сопротивление железа увеличивается, и равновесие в мостике нарушается. Применяя в мостике чувствительный гальванометр, мы можем таким образом измерять мощность электрических колебаний.

Термоэлемент Клеменчича (рис. 445) состоит из двух спаянных проволочек: железной и константановой, соединенных крестом.

Если концы c и d соединить с источником электрических колебаний, то спай нагревается, и в гальванометр, соединенный с точками a и b, идет термоэлектрический ток. Для увеличения чувствительности термоэлемента П. Лебедев предложил помещать его в безвоздушное пространство; при этом теплота не уносится окружающим воздухом, и термоэлемент сильнее нагревается. То же самое можно делать и с болбметром.

Упомянем еще об одном приборе, так называемом *термогальванометре*. Он был изобретен Бойсом. Между полюсами N, S электромагнита (рис. 446) на тонкой кварцевой нити подвешены две проволоки oa и ob из висмута и сурьмы, которые образуют замкнутую цепь. Если нагреть спай ab, то по рамке aob пойдет термоэлектрический ток, и она повернется в магнитном поле NS; зеркальце M служит для наблюдения, как обычно в зеркальных гальванометрах. Благодаря малому сопротивлению цепи oab и тонкости кварцевой нити этот прибор очень чувствителен к изменению температуры спая ab, и потому часто им пользуются для измерения лучистой энергии (света), которую и направляют на спай ab.

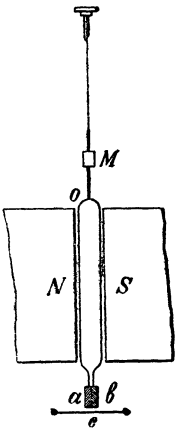


Рис. 446. Термогальванометр.

Дуддель применил прибор Бойса для измерения энергии электрических колебаний. С этой целью вблизи спая ab помещается небольшая проволочка c, соединенная с источником электрических колебаний. Колебания нагревают проволочку c, тепло ее передается спаю ab, и рамка oab отклоняется.

Чтобы иметь некоторое понятие об относительной чувствительности этих инструментов, приведем следующие данные. Тепловой амперметр может показать (отклонение 1 *мм*) до 0,001 ампера; термоэлемент в воздухе — до 0,00036 ампера, в пустоте — 0,00006 ампера; термогальванометр — 0,0000001 ампера. Все эти данные относятся к эффективной силе тока электрических колебаний.

395. Связанные системы. — Вернемся теперь к явлению резонанса. Это явление в особенности удобно, и притом со всеми деталями, можно изучать и демонстрировать на медленных колебаниях, например на маятниках. На деревянной раме (рис. 447) висит сравнительно тяжелый маятник A; если привести его в колебания, то, благодаря гибкости рамы, движение маятника будут передаваться перекладине, которая тоже будет передвигаться немного вправо и влево. К той же перекладине подвешены еще три легких маятника различной длины; все эти три маятника движением перекладины будут при-

водиться в колебания одновременно, но амплитуда этих колебаний будет для трех маятников далеко не одинаковая. Сильнее всего раскачается тот маятник, собственный период которого совпадает с периодом колебаний маятника A. Чечевица маятника A устроена так, что ее можно перемещать вдоль стержня и закреплять на различных высотах. Изменяя высоту, на которой находится чечевица, мы можем получить в маятнике A различные периоды колебаний, и соответственно с этим то маятник B, то C, то D придет в сильнейшие ко-

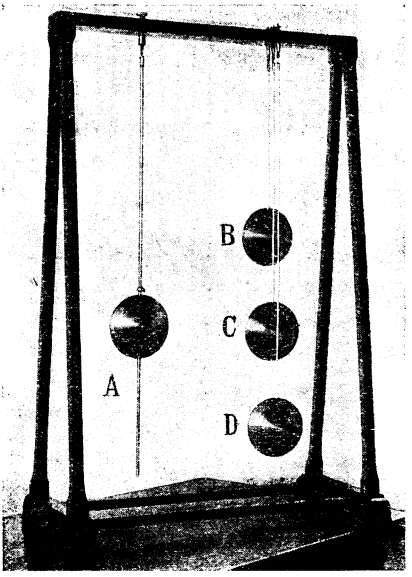


Рис. 447. Резонанс маятников.

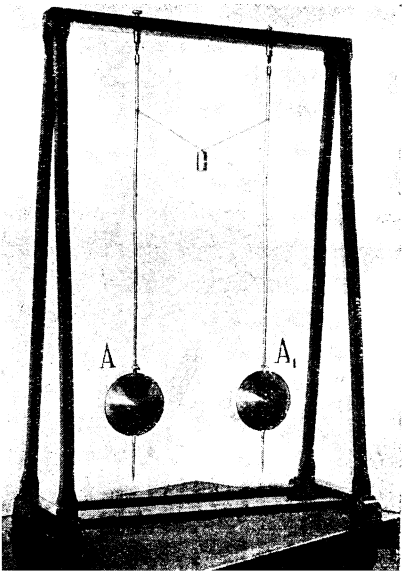


Рис. 448. Связанные маятники.

лебания; колебания же маятников, коих периоды не равны A, будут едва заметны.

Не останавливаясь на других деталях явления резонанса, которые можно изучать на этом приборе, заменим легкие маятники B, C и D тяжелым маятником, таким же точно, как и A (рис. 448). Если теперь привести маятник A в колебание, то и маятник A_1 тоже будет постепенно раскачиваться, его амплитуда будет увеличиваться, а вместе с тем будет увеличиваться и заключающаяся в нем энергия. Эту энергию маятник A_1 будет заимствовать, очевидно, от маятника A, и этот последний будет постепенно уменьшать амплитуду своих колебаний. Через некоторый промежуток времени мы увидим, что маятник A совсем остановился и вся энергия его колебаний перешла на A_1.

После этого роли маятников меняются, и теперь второй маятник A_1 начинает раскачивать A.

Мы видим таким образом, что в такой системе, состоящей из двух частей, способных совершать гармонические колебания и связанных друг с другом, энергия тоже совершает колебания, переходя от A к A_1 и обратно. Чем теснее будет связь обеих систем, тем быстрее будет энергия переходить от A к A_1 и обратно. В этом легко убедиться на опыте, связав оба маятника ниткой с привешенной к ней гирькой (рис. 448). Чем тяжелее взять гирьку, тем больше будет связь между маятниками, и тем меньше будет период колебания энергии.

Вот почему, когда мы рассматривали чистое явление резонанса (рис. 447), мы должны были взять маятник A тяжелым, а маятники B, C и D — легкими; в этом случае энергия, идущая на раскачивание маятников B, C и D, была незначительна, и убывание амплитуды A было незаметно. Кроме того и связь этих систем была невелика, ибо она обусловливалась только небольшими перемещениями перекладины, без нитки с гирькой.

Явление резонанса в связанных системах, как видим, несколько сложнее, чем в системах несвязанных или, точнее, связанных очень слабо; осложнение получается тем большее, чем теснее связь. Тем не менее мы можем указать, в чем выражается это осложнение, даже не вдаваясь в подробные вычисления. Оно выражается в том, что энергия не остается в одной системе, а совершает колебания между A и A_1; поэтому и амплитуда колебания каждой системы тоже периодически меняется (рис. 449 и 450). Подобные периодические изменения амплитуды известны в акустике под именем *биений*, а существование биений указывает на одновременное присутствие *двух звуков*, немного отличающихся друг от друга по периоду. То же самое, конечно, нужно сказать и про два связанных маятника: каждый маятник совершает одновременно два гармонических колебания различных периодов.

Предположим, действительно, что наши маятники вместо колебания

$$X = A \cos at$$

совершают одновременно два колебания с различными периодами, и предположим, что, благодаря этому, величину a необходимо изменить на $(a+\delta)$ и на $(a-\delta)$; тогда получим следующую форму колебания:

$$X_1 = A \cos (a+\delta)t + A \cos (a-\delta)t = 2A \cos \delta t \cdot \cos at,$$

а это и означает, что в таком случае вместо постоянной амплитуды A мы получим периодически меняющуюся амплитуду $2A \cos \delta t$.

Итак, мы пришли к заключению, что два одинаковых маятника, имеющих один и тот же период колебаний, будучи связаны друг с

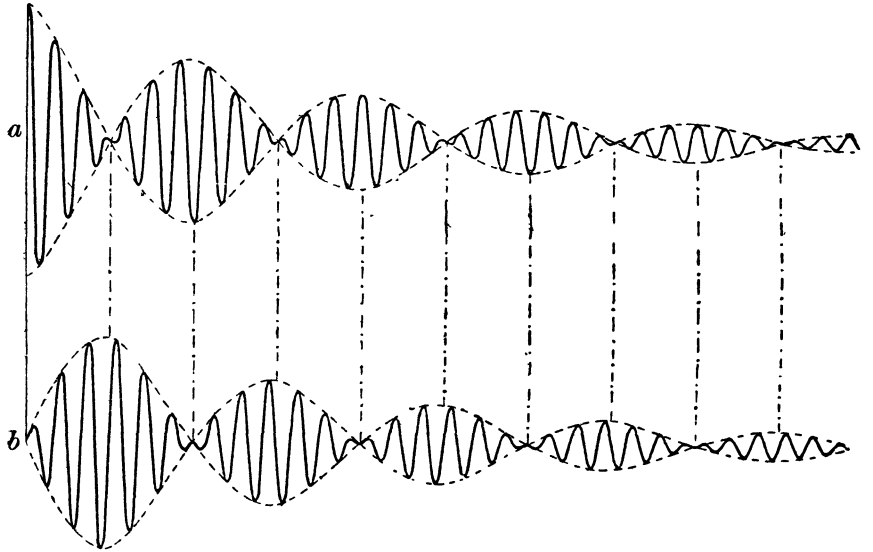


Рис. 449 и *450.* Колебания связанных систем. *a* — колебания маятника *A* (рис. 448); *b* — колебания маятника — A_1.

другом, дают два периода колебаний, которые разнятся друг от друга тем более, чем сильнее связь.

Наконец, рассмотрим еще один случай. Предположим, что мы пустили первый маятник в ход и он стал постепенно передавать свою энергию второму маятнику, и положим, что в тот момент, когда вся энергия его перешла на второй маятник, мы уничтожаем связь между ними, например снимаем первый маятник со штатива. Тогда энергии второго маятника уже некуда будет возвращаться, и маятник будет продолжать свои колебания так, как будто он ни с чем не связан (рис. 451 и 452).

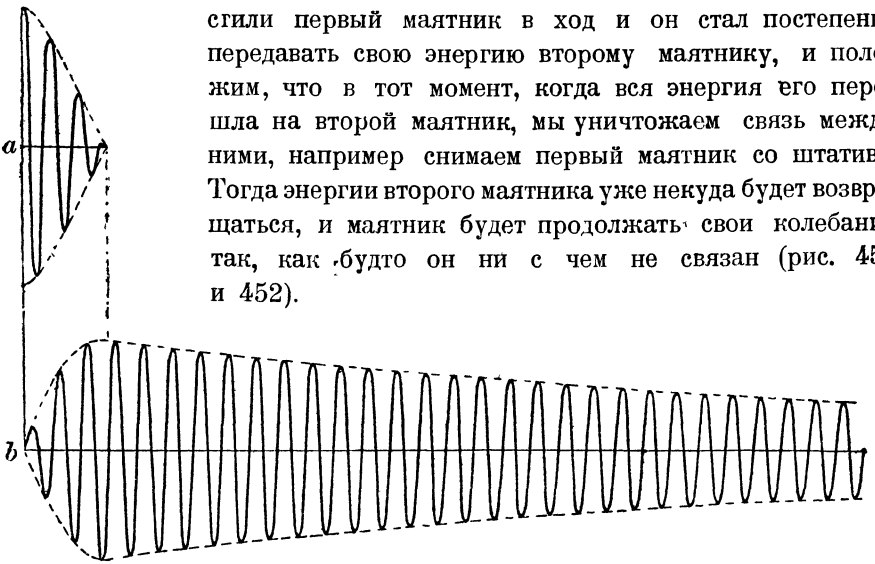


Рис. 451 и *452. a* — колебания маятника *A*; *b* — колебания маятника A_1.

Все сказанное нами о колебании маятников можно целиком перенести и на электрические колебания. Здесь бóльшая или меньшая связь вибратора с резонатором достигается бóльшею или меньшею их взаимною емкостью (рис. 438) или взаимною индукцией (рис. 439). При значительной связи получается два периода колебаний, из которых один больше, а другой меньше основного периода $T = 2\pi\sqrt{LC}$ каждой системы, взятой в отдельности.

396. Опыты Тесла. — При быстрых электрических колебаниях магнитное поле, конечно, меняется тоже очень быстро; поэтому индуктивные действия быстрых колебаний могут быть чрезвычайно сильными, в особенности если при этом воспользоваться еще явлением резонанса. Это сделано в следующем расположении опыта Тесла (рис. 453a).

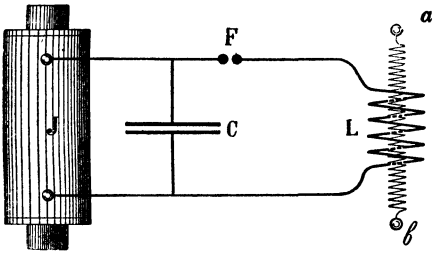


Рис. 453a. Схема опытов Тесла.

Индуктор J снабжает электричеством конденсатор C, причем через искровой промежуток F и проводник L проходят быстрые электрические колебания. Проводник L состоит из небольшого числа оборотов толстой проволоки. Внутри этой *первичной катушки* L помещена *вторичная катушка* ab с большим числом оборотов, в которой поэтому возникают очень большие напряжения. Если соответственно с большим числом оборотов, т. е. соответственно с большею самоиндукцией, сделать емкость вторичной катушки меньше, чем первой, то можно добиться резонанса обеих систем, отчего колебания вторичной катушки еще более усилятся. Таким путем Тесла достигал во вторичной катушке искр в несколько метров длиною.

На рис. 453b изображен прибор Тесла, который часто употребляется при демонстрациях. Здесь F — емкость, R — первичная катушка и K_1 K_2 — полюсы вторичной катушки, Y — ручка для регулирования искрового промежутка.

Гейслеровы трубки светятся в поле катушки Тесла даже на далеком от нее расстоянии, точно так же вследствие высокого напряжения светятся проволоки, соединенные с концами катушки (рис. 455), и так далее.

397. Звучащая вольтова дуга. — Дуддель изобрел новый способ получения электрических колебаний. Схема этого способа (рис. 454) такая же, как у Гертца, но вместо искрового промежутка здесь пользуются вольтовой дугой, и для питания служит постоянный

ток сравнительно низкого напряжения. Вольтова дуга, состоя из легкоподвижных раскаленных газов, не представляет собою постоянного сопротивления, вследствие чего электрический ток цепи, а вместе

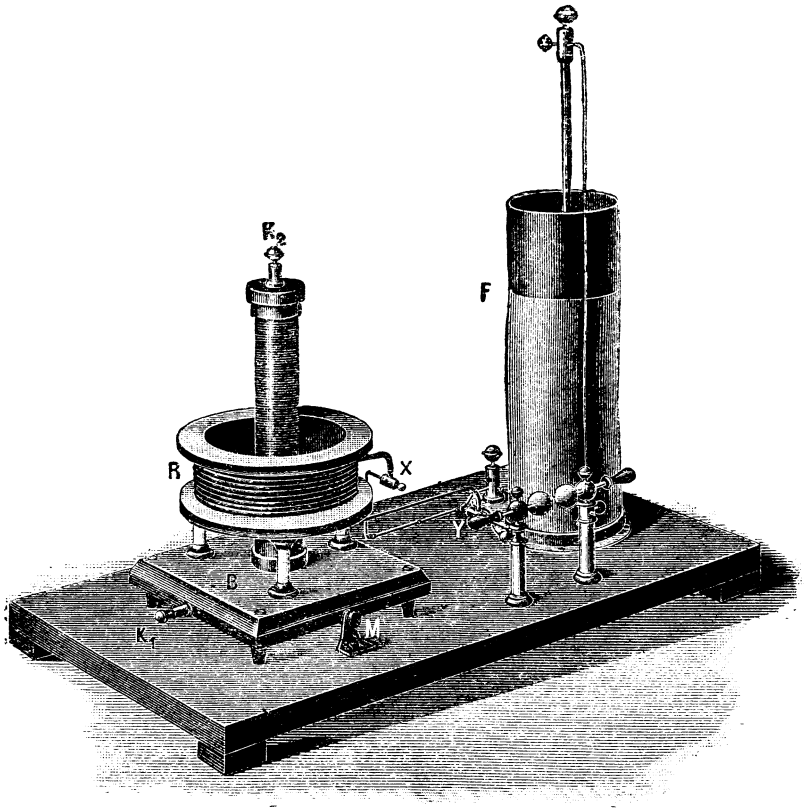


Рис. 453b. Прибор для опытов Тесла.

с ним и разность потенциалов постоянно меняются. Из всех этих перемен система LC усиливает, или, вернее, накопляет в себе те, которые соответствуют собственному периоду системы $T = 2\pi\sqrt{LC}$. Колебания с этим периодом становятся поэтому особенно сильными и, в свою очередь, начинают влиять на колебания газов в дуге; а периодические колебания этих газов еще более усиливают электрические колебания в системе

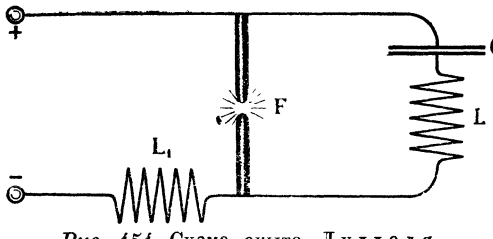


Рис. 454. Схема опыта Дудделя.

LC, и т. д. [1]. В результате, при расположении Дудделя, получаются, во-первых, электрические колебания, т. е. переменный электрический ток в системе LC, и одновременно с сим сама дуга издает звук. Этот звук можно слышать, если размеры емкости и самоиндукции таковы, что число колебаний системы лежит в пределах, различаемых ухом, т. е. между 30 и 30 000 колебаний в секунду.

При помощи дуги Дудделя очень хорошо демонстрируется формула Кельвина. Так, при увеличении емкости или самоиндукции период электрических колебаний увеличивается, и мы одновременно услышим в дуге соответственно более низкий звук; наоборот, при уменьшении емкости или самоиндукции звук повышается и т. д. Впрочем, для точных измерений этот способ оказывается непригодным, потому что сопротивление дуги, — а от нее тоже зависит период колебания, — очень непостоянно.

Колебания потенциалов, получаемые по способу Дудделя, правда, не такие сильные, как при способе Герца, зато они имеют почти постоянную амплитуду, т. е. представляют собою *незатухающие* колебания. Это последнее качество очень важно при резонансе. Чем меньше затухание, тем резче выражен резонанс.

398. Свойства быстропеременных токов. — Замечательно, что быстропеременные токи Тесла, несмотря на их высокие напряжения и энергию, не опасны для человека, а наоборот, ими даже пользуются теперь с лечебными целями.

Человек может без боли выдерживать переменный ток с пятьюдесятью периодами в секунду до 0,01 ампера, тогда как при 100 000 периодах можно довести силу тока даже до 0,8 ампера без заметного сокращения мускулов. Конечно, пределы эти для различных лиц различны.

Можно сделать следующий опыт. Став на какой-нибудь изолятор и взяв один полюс 16-свечной лампочки накаливания, прикоснемся другим ее полюсом к одному из концов вторичной катушки Тесла; мы увидим, что лампочка раскаливается, значит, по ней идет ток около 0,5 ампера, но рука, держащая лампочку, его почти не чувствует. Заметим, что ток в этом опыте не замкнутый, ибо человек,

[1] Постоянный ток и вольтова дуга действуют здесь подобно поющему газовому пламени так называемой „химической гармоники“. Там тоже постоянный ток газа или воздуха путем колебаний и резонанса превращается в переменный, т. е. в звуковые колебания. Аналогично действует смычок на скрипичную струну.

Для того, чтобы электрические колебания системы LC не ответвлялись в главную цепь, а направлялись главным образом в дугу, в главной цепи установлены сравнительно большие самоиндукции L_1.

держащий лампочку, стоит на изоляторе. Но не надо забывать, что человеческое тело, как и всякий проводник, обладает известною емкостью, а сила переменного тока при емкости C определяется из соотношения (стр. 353)

$$J_0 = aC\,V_0,$$

откуда видно, что, даже если C мало, сила тока J может быть значительная вследствие большого $a = \frac{2\pi}{T}$. Токи Тесла обыкновенно имеют период около одной миллионной секунды, значит, a равно нескольким миллионам.

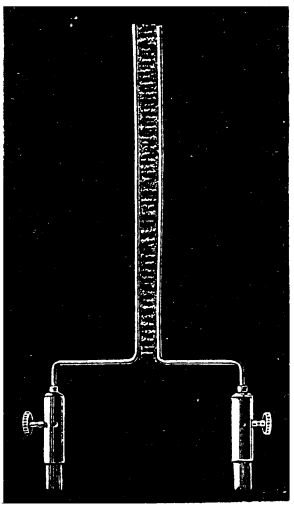


Рис. 455. Свечение проволок.

Благодаря большой величине a уже ничтожная самоиндукция прямого проводника дает большое кажущееся сопротивление aL. Это легко показать на следующем опыте. Соединим (рис. 456) две лампочки параллельно, но так, чтобы у нижней лампочки проволока была короткая, у верхней же — более длинная дуга из толстой меди с ничтожным омическим сопротивлением. Пропустив через обе лампочки постоянный или даже обыкновенный переменный ток с периодом в $^1/_{50}$ секунды, мы увидим, что обе лампочки светят одинаково, но при быстрых электрических колебаниях только нижняя лампочка светится, потому что в верхней ветви, хотя и ничтожное омическое сопротивление, но большое кажущееся сопротивление aL. Нижняя лампочка не перестает светиться даже тогда, если в верхний провод вместо лампочки включить короткую толстую проволоку; это указывает на то, что омическое сопротивление верхней лампочки здесь никакой существенной роли не играет.

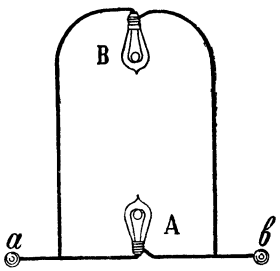


Рис. 456. Влияние самоиндукции в быстропеременных токах.

399. Сопротивление и емкость проводников при быстропеременных токах. — Необходимо указать еще на одно свойство быстро-

переменных токов, а именно, — свойство сосредотачиваться *на поверхности* проводника, опять-таки благодаря своим сильным индуктивным действиям. Представим себе данный проводник как бы состоящим из целого ряда тонких волокон или проволок, соединенных параллельно, как это, например, бывает в гибких проводах и кабелях. Тогда при постоянном токе во всех этих проволоках мы будем иметь одну и ту же плотность тока; ток распределится равномерно по всему сечению проводника, и сопротивление проводника определится по его *полному* поперечному сечению S из формулы $R = \rho \frac{l}{S}$.

В случае же переменных токов каждая проволока, составляющая провод, будет возбуждать в соседней проволоке индукцию, которая будет противодействовать току в соседней проволоке и уменьшать его. Те волокна, которые находятся ближе к центру провода, будут находиться под индукционным действием всех окружающих их волокон, и потому в них ток будет в особенности ослаблен, тогда как в волокнах, находящихся ближе к поверхности, в наружных слоях, токи будут сильнее; кроме того внутренние токи будут отставать от наружных и по фазе. Одним словом, для внутренних волокон провода кажущееся сопротивление будет больше, чем для наружных. Результатом такого неравномерного распределения тока по сечению проводника будет то, что общее сопротивление проводника окажется тем больше, чем быстрее происходят перемены силы тока.

Отсюда видим, что при быстропеременных токах выгодно проводники делать полые, в виде труб, а не в виде сплошных проволок, так как внутренние части сечения таких проволок для быстропеременных токов являются бесполезными. Задача о распределении переменных токов по сечению проводника очень сложна, и мы ограничимся здесь тем, что сообщим следующие данные. Для переменного тока при $T = \frac{1}{50}$ секунды сопротивление медного проводника диаметром 2 *см* увеличивается против постоянного тока приблизительно на 3%, для проводника в 2 *мм* — всего только на $0{,}0003\%$.

Для быстрых колебаний $T = 10^{-6}$ *сек* и для диаметра проволоки в 2 *мм* увеличение сопротивления получается почти в семь раз.

Далее, если проволока не прямая, а навита, например, в виде катушки, то распределение тока по ее сечению делается несимметричным: бóльшая плотность тока оказывается на внутренней стороне катушки.

Наконец, при очень больших частотах распределение тока делается неравномерным не только по сечению, но и вдоль проволок. Мы уже

видели, что такое неравномерное распространение тока должно иметь место в прямых вибраторах Герца (стр. 452, **392**), где наибольшая сила тока приходится посредине, между тем как на концах вибратора сила тока по необходимости должна равняться нулю, так как электричеству здесь уже некуда более двигаться. То же самое мы имеем в катушках Тесла (стр. 459, **396**). Если мы сравним вибраторы Герца и Тесла с теми вибраторами, которые у нас изображены на рис. 431 (стр. 447), то увидим, что концы катушек и проволок играют роль *емкостей*.

Из всего вышесказанного мы видим, что при быстропеременных токах сопротивление проводников, их самоиндукция и емкость не могут рассматриваться отдельно и независимо друг от друга, как это мы делали при расчетах переменных токов малой частоты (стр. 354, **317**). При больших частотах все эти величины меняются вместе с частотою.

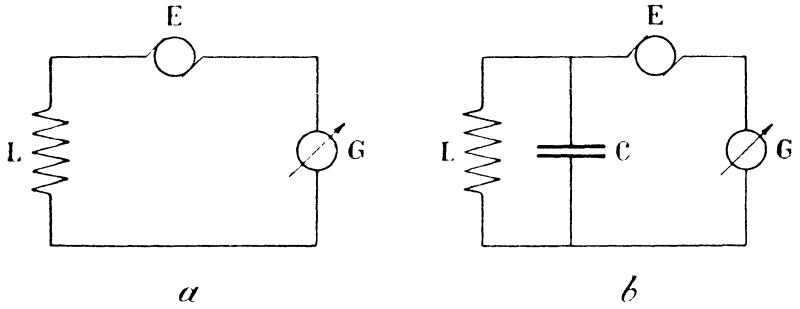


Рис. 457. Емкость при быстропеременных токах.

Само собою разумеется, что каждый проводник и каждая катушка уже имеют и некоторую емкость. Как бы мала ни была эта емкость, она при больших частотах может оказать свое действие.

Положим, например, что мы включили в цепь какую-нибудь катушку самоиндукции L и рассчитываем цепь по схеме рис. 457, *a*, где E — источник переменного тока, а G — гальванометр. При быстропеременном токе наш расчет может и не оправдаться на опыте. Действительно, если даже предполагать, что наша цепь удалена от других проводников и соединена с землею, тем не менее нам следовало бы рассчитывать эту цепь по схеме рис. 457, *b*, где C изображает емкость концов катушки.

При малых частотах сравнительно малая емкость C представляла бы очень большое кажущееся сопротивление $\frac{1}{aC}$ (стр. 353, **316**), и почти весь ток пошел бы через самоиндукцию, как мы и рассчитывали.

Но с увеличением частоты a кажущееся сопротивление емкости будет падать, а так как у нас емкость включена параллельно с самоиндукцией, то сила тока в цепи окажется больше, чем мы рассчитывали, имея в виду одну только самоиндукцию.

Влияние емкости проводов постоянно надо иметь в виду при измерениях с токами большой частоты радиотелеграфии.

II. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ ВДОЛЬ ПРОВОЛОК

400. Проходящие электрические волны. — Представим себе, что к какому-нибудь вибратору Герца вместо резонатора мы приблизили очень длинный проводник, например две медных проволоки (рис. 458). Начало проволок будет под влиянием вибратора периодически заряжаться то положительным, то отрицательным электриче-

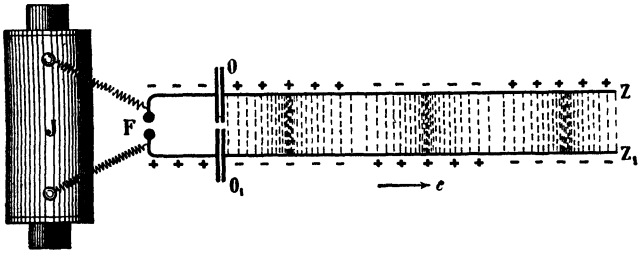


Рис. 458. Проходящие волны в проволоках.

ством, и заряды эти будут распространяться вдоль по проволокам с некоторою скоростью c, которая, как показали опыты, очень близка к скорости света.

Этот случай движения электричества существенно отличается от тех случаев, которые были рассмотрены нами до сих пор, ибо мы всегда предполагали, что сила тока вдоль всей цепи одинакова; это было необходимым условием для постоянного тока (стр. 120, **111**), но это лежало также в основе всех наших расчетов при переменном токе и при быстрых электрических колебаниях. На только что приведенном примере очень длинного проводника мы видим, что наше предположение не всегда имеет место в действительности; это видно уже по тому, что проволоки наши в разных местах будут заряжены *различным* количеством электричества, соответственно с меняющимся зарядом вибратора, и все эти разные заряды, двигаясь с одною и тою же скоростью c, образуют токи различной силы.

Таким образом колебание электричества в вибраторе служит причиною *волнообразного* распространения электричества вдоль по проволоке.

В этом случае общая картина явления будет вполне аналогична той, которая наблюдается при распространении механических колебаний, например вдоль струны; при этом, как известно, образуются волны; волны эти движутся с некоторою скоростью и называются *проходящими волнами*, в отличие от *стоячих волн*, о которых будет речь ниже.

Рассмотрим поле, образуемое проходящими электрическими волнами (см. рис. 458).

Электрические линии сил здесь перекинуты от одной проволоки к другой вроде мостиков и направлены в разных местах в противоположные стороны. Магнитные линии перпендикулярны к электрическим и, следовательно, перпендикулярны к чертежу; но, выйдя из плоскости чертежа, магнитные линии будут обходить каждую из проволок по правилу буравчика (см. стр. 302, рис. 301).

Магнитное поле будет сильнее всего там, где сильнее всего сила тока; а так как все заряды движутся с одинаковой скоростью и в одну и ту же сторону, то, очевидно, сила тока будет больше всего там, где будет больше всего электричества; отсюда следует, что *магнитное поле в проходящей волне сильнее всего там, где сильнее всего электрическое поле.*

401. Формула волны. — Мы только что выяснили, что в проходящей волне количество электричества, находящееся в каком-либо месте проволоки, сила тока, электрическое и магнитное поле — все эти величины пропорциональны друг другу. Поэтому, если мы будем графически изображать распределение этих величин по длине проволоки, откладывая длину z по горизонтальному направлению, а соответствующую величину x по вертикальному направлению, то получим для всех величин одну и ту же кривую (рис. 459, сплошная кривая), с тою лишь разницей, что высота этой кривой будет иметь различные единицы масштаба для различных рассматриваемых величин.

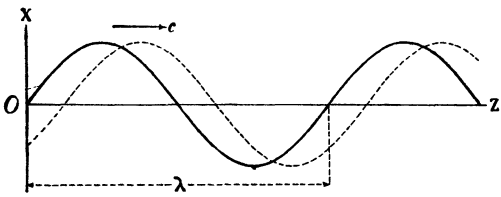


Рис. 459. Проходящая волна.

Положим, что под влиянием вибратора количество электричества в начальной точке нашей проволоки (при $z = 0$) изменяется по закону

$$x_0 = A \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

Это электричество сейчас же будет действовать на соседнюю точку проволоки (см. стр. 105), от соседней точки действие передается сле-

дующей и т. д. Пусть через некоторое время t_1 электрический заряд оказался в некоторой точке нашей проволоки, отдаленной от вибратора на расстояние z. Заряд этой точки z тоже не будет постоянным, а будет изменяться по тому же закону, что и в точке $z=0$, только изменения эти будут запаздывать относительно начальной точки на время t_1. Следовательно, для точки z можно написать:

$$x = A \sin \frac{2\pi}{T}(t - t_1).$$

Если скорость распространения волн вдоль проволок обозначить через c, то, очевидно, время запаздывания колебаний в точке z будет:

$$t_1 = \frac{z}{c},$$

и тогда

$$x = A \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{z}{c}\right).$$

Это и есть *формула волны*.

По этой формуле можно вычислять величину x для любой точки z и для любого времени t, если даны период T и амплитуда A колебания начальной точки ($z=0$), а также скорость c распространения волн.

Из вида этой формулы непосредственно следует, во-первых, что в любой точке z величины x, — а именно: количество электричества, сила тока, электрическое и магнитное поле, — совершают синусообразные гармонические колебания, и, во-вторых, что в любой момент времени величины x распределены вдоль проволоки тоже по закону синусоиды. С течением времени эта синусоида передвигается по направлению Oz со скоростью c (рис. 459, пунктирная кривая).

Если бы волны шли в противоположную сторону, то вместо c мы должны были бы подставить $(-c)$ и тогда получили бы:

$$x_1 = A \sin \frac{2\pi}{T}\left(t + \frac{z}{c}\right).$$

402. Длина волны. — Длиною волны называется расстояние λ, пройденное волною в течение одного периода T.

Если скорость распространения волн c, то

$$\lambda = cT.$$

Подставляя это в формулу волны, получаем:

$$x = A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda}\right).$$

Легко видеть, что точки, отстоящие друг от друга на длину волны, имеют одинаковые фазы колебаний; для точек, отстоящих друг от друга на полволны, фазы противоположны. Предлагаем читателю убедиться в этом по формуле волны и по рис. 459.

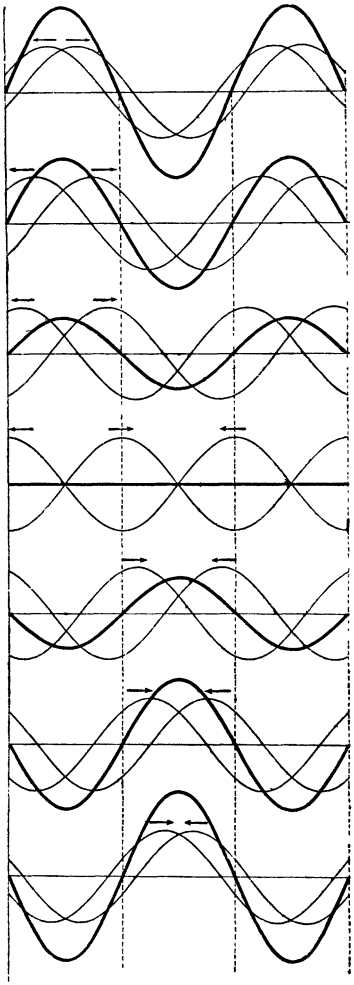


Рис. 460 — 466. Образование стоячих волн.

403. Стоячие волны. — Когда две волны одинаковой амплитуды и одинакового периода идут навстречу друг другу, то в результате получается так называемая *стоячая волна.*

Понятие о стоячей волне можно получить, если сложить графически две синусоиды в различных положениях друг относительно друга, постепенно передвигая их в противоположные стороны. Это исполнено на рис. 460—466, где тонкие линии представляют две волны, идущие в противоположные стороны; жирная линия представляет их сумму. В результате всех таких сложений мы получим точки (соединенные на рисунках пунктиром), для которых амплитуда постоянно остается равною нулю; эти точки называются *узлами.* С другой стороны, точки, находящиеся посредине между узлами, колеблются сильнее всего; они называются *пучностями.* Расстояния между узлами и расстояния между пуч-

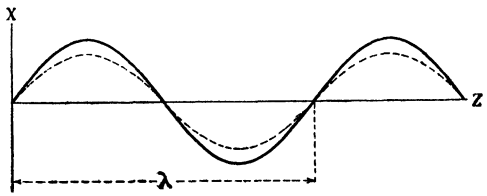


Рис. 467. Стоячая волна.

ностями равны длине полуволны, тогда как от узла до соседней пучности мы имеем четверть волны.

К тому же результату мы можем притти аналитически, если сложим две формулы волн, идущих друг против друга, причем, если мы

желаем в точке $z=0$ получить узел, то необходимо складывать обе волны с противоположными фазами, а именно:

$$x = A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{z}{\lambda}\right) - A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}+\frac{z}{\lambda}\right) =$$

$$= 2A\sin 2\pi\frac{z}{\lambda}\cdot\cos 2\pi\frac{t}{T}.$$

Предоставляем читателю сравнить друг с другом формулы проходящей и стоячей волн, а также рис. 459 и 467.

404. Отражение электрических волн. — Стоячие электрические волны мы можем реализовать на опыте следующими двумя способами.

Во-первых, проволоки OZ и O_1Z_1 (рис. 458) могут кончаться, оставаясь изолированными и не соединяясь друг с другом. Тогда электричество, дойдя до конца проволоки, не будет больше двигаться дальше, и на конце у нас получится накопление электричества, которое должно будет по прошествии половины периода потечь обратно. Образующиеся таким образом два противоположных движения электричества дадут в результате стоячую волну по той именно схеме, которую мы разобрали выше. При этом для электричества и для электрического поля конец проволоки будет представлять собою пучность; наоборот, для силы тока, а следовательно, и для магнитного поля, конец проволоки будет узлом, ибо электрический ток здесь по необходимости равен нулю.

До некоторой степени противоположный случай мы получим, если соединим оба конца Z и Z_1 медной проволокой, или, как ее называют, *мостиком*. Так как проволоки Z и Z_1 заряжены противоположными электричествами и образуют между собою электрическое поле, то по соединительному мостику пойдет электрический ток; электрические волны с OZ перейдут на другую проволоку и пойдут по Z_1O_1; точно так же волны с O_1Z_1 пойдут через мостик Z_1Z и далее по ZO.

В результате мы опять получим в каждой проволоке две волны, идущие друг против друга и образующие стоячие волны; только теперь в Z и Z_1 уже не будет накопляться электричество, разность потенциалов и электрическое поле между Z и Z_1 будут почти равны нулю. Середину мостика ZZ_1 мы можем считать узлом электрического поля; в то же время это будет пучностью для электрического тока и для магнитного поля.

Сравнивая эти стоячие волны с проходящими, мы видим, что, кроме отличия в самом виде их, — ибо одна волна движется (рис. 459), тогда как другая стоит на месте (рис. 467), — у них есть еще и другое существенное отличие.

В проходящей волне, в любой момент времени, места с наибольшими зарядами и с наиболее сильным электрическим полем совпадали с местами сильнейшего тока и сильнейшего магнитного поля. В стоячих же волнах имеет место обратное явление: *здесь пучности электрического поля совпадают с узлами магнитного поля, а узлы электрического поля с пучностями поля магнитного.*

405. Открытый вибратор. — Мы уже указали выше (стр. 447, **387**), что вибратором может служить прямой проводник (стр. 447, рис. 431, *c*). Период электрических колебаний в прямом проводнике тоже может быть вычислен по формуле Томсона-Кельвина:

$$T = 2\pi\sqrt{CL};$$

только теперь величины C и L будут иметь несколько иное значение чем то, которое дано было в электростатике и в электромагнетизме, и вычисление их несколько сложнее. Эта сложность происходит оттого, что при заряде до наивысшего потенциала, когда сила тока равна нулю, электричество не располагается равномерно по всей длине проводника, а сгущается больше у концов его (рис. 468, пунктирная линия). Точно так же и сила тока при разряде оказывается наибольшею на середине длины проводника; у концов проводника сила тока по необходимости всегда равна нулю (рис. 468, штрихпунктирная линия). Мы можем, однако, избежать всех этих осложнений, произведя следующий простой расчет. Так как за время одного периода T электричеству приходится, совершая колебания, проходит длину проводника l два раза, а именно туда и обратно, то, называя через c скорость движения электричества, получим:

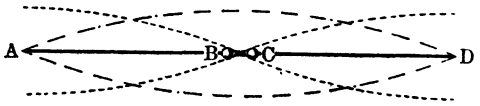


Рис. 468. Распределение электричества и электрического тока в прямом вибраторе.

$$cT = \lambda = 2l;$$

сопоставляя обе формулы, получаем:

$$c\pi\sqrt{LC} = l,$$

формулу, в которой дается соотношение между произведением LC и длиною проводника l.

Приведенные нами только что соображения означают следующее. В тех случаях, когда вибратор имеет сосредоточенные электрическое и магнитное поля, мы рассматриваем его как колеблющуюся систему;

если же вибратор представляет собою проволоку, то на него можно смотреть как на проводник, по которому распространяются электрические волны. От концов вибратора эти волны будут отражаться и дадут в результате *стоячую волну*, причем у концов образуются пучности электрического поля и узлы поля магнитного, на середине же будет пучность магнитного поля и узел поля электрического.

Само собою разумеется, что в указанных случаях мы можем рассматривать как стоячую волну не только колебания вибратора, но также и резонатора.

Распределение зарядов на прямом резонаторе во время электрических колебаний очень легко демонстрировать, привесив в различных

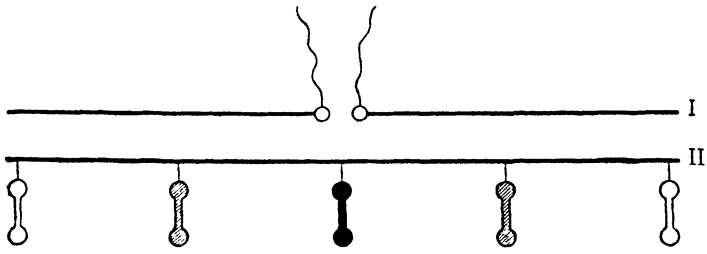


Рис. 469. Распределение электрического поля у резонатора.

местах его гейслеровы трубки (рис. 469). Те трубки, которые повешены на концах, будут светиться сильнее всего, ибо на концах мы имеем пучности электрического поля; посредине же трубка останется темною.

406. Аналогия с колебанием воздуха в трубе. — Электрические колебания, происходящие в какой-либо системе из емкости и самоиндукции, мы сравнивали (стр. 443, **384**) с колебаниями маятника, в котором масса сосредоточена в одной точке. Теперь рассматриваемые нами колебания в прямой проволоке мы можем сравнить с колебаниями струны или с колебаниями воздуха в акустической трубе, т. е. с такими случаями механических колебаний, где колеблющаяся масса равномерно распределена по длине струны или трубы. И здесь мы найдем полную аналогию.

Воздух в трубе приходит в движение вследствие разности давлений в двух точках трубы, как электричество от разности потенциалов. Если воздух колеблется в трубе, закрытой с обоих концов, то в трубе образуются стоячие волны, и у концов получается наибольшая амплитуда давления, в середине же давление не меняется; в прямом вибраторе на его концах мы имеем наибольшую амплитуду потен-

циалов, тогда как в середине потенциал остается неизменным. С другой стороны, в середине трубы мы имеем наибольшую скорость движения воздуха — на середине проводника самые сильные электрические токи.

Удвоенная длина трубы равна длине волны издаваемого ею звука; мы получили для прямого вибратора такую же формулу

$$\lambda = 2l.$$

Данное нами соотношение между длиною вибратора и длиною волны только приблизительно, но то же самое нужно сказать и продлину органной трубы, которая лишь приблизительно равна половине волны. Впрочем, ошибка как для того, так и для другого случая сравнительно невелика.

Наконец, что касается скорости распространения волн, то в узких трубах вследствие трения скорость будет меньше, чем в широких; точно так же электрическое сопротивление проволоки уменьшает скорость распространения электрических волн. Скорость же c, равная $3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$, соответствует удельному сопротивлению, равному нулю.

На том же приборе (рис. 469) можно показать еще следующий поучительный опыт. Если приблизить к резонатору какой-нибудь проводник, соединенный с землею, то емкость резонатора должна увеличиться, и резонанс должен нарушиться. Но так как электрическое поле расположено не равномерно по длине резонатора и главным образом у концов его, то приближение проводника к концам резонатора действительно нарушает резонанс, и все гейслеровы трубки при этом тухнут. Наоборот, приближение проводника к средней части резонатора почти не оказывает никакого влияния; мы можем даже непосредственно соединить середину резонатора с землею, и тем не менее все трубки будут продолжать светиться.

407. Способ Лехера-Блондло. — Стоячие электрические волны в проволоках были впервые получены Гертцем, но их удобнее наблюдать на расположении, которое было предложено Лехером и в котором вместо одной взято две параллельных проволоки, как это и изображено у нас на рис. 458, стр. 465. Расположение с двумя проволоками имеет то преимущество, что электрическое и магнитное поля электрических волн сосредоточены здесь главным образом в пространстве между проволоками и окружающие предметы не оказывают такого влияния на распространение волн, как это имеет место при одной проволоке.

Далее, для передачи электрических колебаний обеим проволокам мы можем вместо электрической индукции (стр. 465, рис. 458) воспользоваться индукцией магнитной, как это было предложено Блондло, и тогда получим расположение опыта, показанное на рис. 470.

От индуктора J ведут две тонких проволоки к искровому промежутку F вибратора, состоящего из двух толстых согнутых проволок. Против вибратора расположен резонатор ab, который продолжается далее в виде двух параллельных проволок, отстоящих друг от друга на расстоянии нескольких сантиметров. В точке a_1 на обе проволоки накладывается поперечная короткая проволока — так называемый *мостик*. Передвигая мостик по проволокам вправо или влево, мы можем добиться того, что система aba_1 будет в резонансе с вибратором, что мы можем заметить по яркому свечению гейслеровой трубки b.

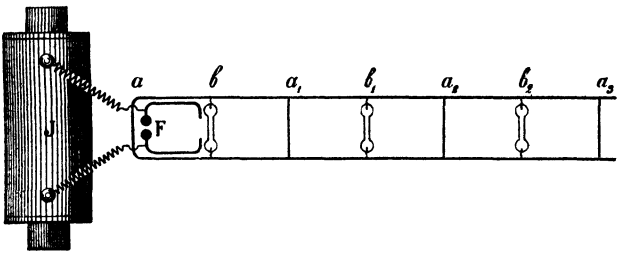


Рис. 470. Опыты Лехера-Блондло.

Заметим, что резонатор $ab a_1$ несколько отличается от тех резонаторов, которые были разобраны нами выше (рис. 469), ибо он представляет собою замкнутую цепь. Однако это отличие не существенно. Действительно, в системе aa_1 тоже образуются стоячие волны, причем в a мы имеем пучность электрического тока, ибо здесь именно вибратор действует на нашу систему путем электромагнитной индукции; в a_1 мы получаем отражение волн от мостика, и, как это выяснено выше (стр. 469, **404**), на середине мостика получается пучность электрического тока; наконец, в b мы будем иметь пучность электрического поля. Таким образом длины ab и ba_1 (измеряемые от середины мостиков) будут равны по четверти волны, а вся длина aa_1 равна половине волны данного вибратора.

Достигнув самого яркого свечения гейслеровой трубки b, мы оставляем мостик на месте и на некотором расстоянии от него кладем вторую гейслерову трубку b_1 и второй мостик a_2. Часть токов с резонатора aba_1 переходит теперь и в систему $a_1b_1a_2$; передвигая соответственным образом мостик a_2, мы и здесь можем добиться резонанса. Так как расстояния a_1b_1 и b_1a_2 равны по одной четверти длины

волны, то легко видеть, что расстояние между мостиками a_1 и a_2 равно длине полуволны. Продолжая раскладывать на проволоках все новые мостики, мы можем получить целую цепь соединенных друг с другом резонаторов.

Но можно поступить несколько иначе. Оставив гейслерову трубку b на месте и сняв все мостики, кроме a_1, будем передвигать мостик a_1 вдоль по проволокам все далее и далее от a. Тогда мы заметим, что свечение трубки то усиливается, то ослабевает. Каждый раз, когда расстояние aa_1 будет равно целому числу полуволн, мы заметим усиление свечения трубки, т. е. резонанс; в противном случае происходит ослабление свечения. Этот опыт вполне аналогичен опыту со стоячими волнами в трубах или струнах. Струна тоже может резонировать не только на тот звук, длина полуволны коего равна длине струны, но также и на те звуки, полуволны которых укладываются на длине струны целое число раз; это — так называемые обертоны струны. Подобным же образом наша система aa_1 способна издавать электрические обертоны.

408. Измерение длины волны и скорости ее распространения. — Мы только что видели, каким образом, измеряя расстояния между соответственными положениями мостика, можно измерить длину волны данного колебания. Определив период колебания расчетом, Герц мог из соотношения $\lambda = cT$ определить и скорость распространения волн c. Она действительно оказалась равною около $3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$.

Впрочем, можно избежать и расчета, который ведь основан на теории электрических волн, и определить T непосредственно из опыта. Для этого можно воспользоваться вращающимся зеркалом, как это указано на стр. 441, рис. 427. Правда, для быстрых колебаний такие наблюдения сопряжены с большими трудностями, тем не менее подобные опыты были сделаны Троубриджем и Дуаном. В их опытах оказалось $T = 2 \cdot 10^{-7}$ *сек*, а $\lambda = 5\,700$ *см*, откуда

$$c = \frac{5\,700}{2 \cdot 10^{-7}} = \text{около } 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}.$$

409. Проволоки, погруженные в диэлектрик. — Если проволоку, в которой происходят электрические колебания, погрузить в какую-нибудь среду с диэлектрической постоянной ε и с проницаемостью μ, то емкость и самоиндукция обратятся в εC и в μL, вследствие чего период колебаний должен увеличиться в $\sqrt{\varepsilon\mu}$ раз.

Это заключение справедливо, конечно, и для прямых вибраторов. Поэтому, если вибратор данной длины l мы наблюдаем один раз в

воздухе, а другой раз в какой-нибудь другой среде, то период колебания во втором случае будет в $\sqrt{\varepsilon\mu}$ раз больше, чем в первом.

Далее, так как период колебания прямого вибратора длиною l есть не что иное как время, в которое электрические волны проходят расстояние $2l$, то *увеличение* этого времени в $\sqrt{\varepsilon\mu}$ раз означает, что *скорость* распространения электрических волн вдоль вибратора после погружения его в другую среду *уменьшилась* в $\sqrt{\varepsilon\mu}$ раз.

Таким образом скорость распространения электрических волн c_1 вдоль проволок, погруженных в среду с постоянными ε и μ, будет равна

$$c_1 = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \frac{см}{сек}.$$

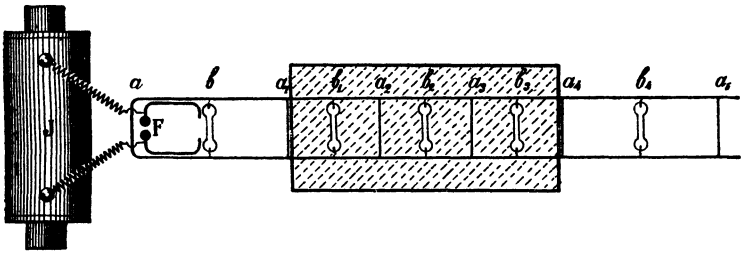


Рис. 471. Стоячие волны в диэлектрике.

Это известный закон Максвелла, выведенный нами раньше (стр. 314, 288) из совершенно других соображений.

Наконец, имея в виду соотношение между скоростью распространения c_1, длиною волны λ и периодом колебания T

$$\lambda = c_1 T,$$

легко сообразить, что при данном периоде T длина электрических волн будет тем меньше, чем меньше скорость c_1.

Для проверки этого закона мы можем воспользоваться методом Лехера и, погрузивши наши проволоки в какой-нибудь диэлектрик (рис. 471), например в керосин, измерить длину волны. Для керосина $\varepsilon = 2$, $\mu = 1$, а потому скорость волн и длина их в керосине будет в 1.4 раза меньше, чем в воздухе.

Кон и Аронс делали подобные измерения для воды и нашли в ней скорость в 9 раз меньшую, чем в воздухе, что вполне соответствует диэлектрической постоянной воды $\varepsilon = 81$, $\mu = 1$.

410. Проволоки, погруженные в проводник. — Если проволоки лехеровской системы мы погрузим в проводник, например в соляной

раствор, то, кроме электрических токов в проволоках, мы получим еще токи в разделяющем их проводнике; этот проводник будет играть роль непрерывного мостика, положенного между проволоками. Конечно, образующиеся в проводнике токи будут поглощать энергию, превращая ее в джоулево тепло, и, чем электропроводность проводника будет больше, тем сильнее будут в нем электрические токи, и тем сильнее будет поглощение электрических волн.

Амплитуда электрических волн по мере их вхождения в проводник будет убывать, и мы получим явление, аналогичное затуханию электрических колебаний (стр. 448), с тою лишь разницей, что процесс затухания колебаний происходит во *времени* по закону e^{-kt}, процесс же *поглощения*, или *абсорбции*, волн наблюдается в различных точках *пространства*, пройденного волною. Таким образом, если через z обозначить расстояние от места входа электрических волн в проводник, то убывание амплитуды будет происходить по закону e^{-pz}, где величина p пропорциональна электропроводности того проводника, в который погружены наши проволоки.

Для изоляторов $p=0$, и никакого поглощения волн не наблюдается.

Вышеприведенный закон убывания амплитуды электрических волн был проверен на опыте.

С этою целью проволоки лехеровской системы проводились сквозь сосуд (см. рис. 471), в котором надо представить себе все мостики a_2, a_3 и т. д. снятыми, заполненный слабым раствором какой-нибудь соли или кислоты, т. е. проводником, электропроводность коего сравнительно невелика. Если поместить в этот сосуд гейслерову трубку b_2 и двигать ее вдоль проволок, то, по мере того как мы будем удаляться от начала сосуда a_1 по направлению к a_4, мы заметим, что трубка b_2 светится все слабее и слабее. Если вместо трубки воспользоваться для наблюдения болометром или термоэлементом, то мы получим в результате кривые, показанные на рис. 472; эти кривые получены для $0{,}1\%$ раствора серной кислоты и для 1% раствора поваренной соли.

Необходимо заметить, что проследить этим способом убывание амплитуды электрических волн внутри проводника удалось пока только для слабых растворов солей и кислот с удельным сопротивлением около одного омо-сантиметра. Для металлов же p настолько велико, что уже на глубине сотых долей миллиметра электрические волны бывают едва заметны. Но в металлах мы можем изучать поглощение волн другим способом.

Мы уже указывали выше, что затухание электрических колебаний обусловливается поглощением энергии и превращением ее в джоулево

тепло теми проводниками, из которых состоят вибраторы или резонаторы; мы выяснили также, что электрические колебания прямых резонаторов суть не что иное как стоячие электрические волны

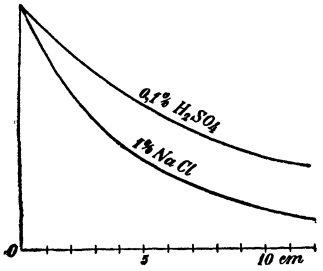


Рис. 472.

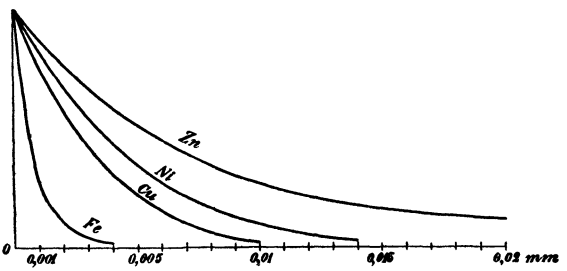


Рис. 473.

Поглощение электрических волн.

(стр. 470, **405**); отсюда ясно, что затухание электрических колебаний в прямом резонаторе обусловлено поглощением электрических волн в материале самого резонатора.

Бьеркнес (Bjerknes, 1893) производил следующие опыты. Он делал резонаторы из железных проволок и покрывал их на поверхности гальванопластическим путем чрезвычайно тонким слоем меди. По мере того как слой меди делался все толще и толще, затухание резонатора уменьшалось; но уменьшение это росло все медленнее и медленнее, и, наконец, когда слой меди достигал 0,01 *мм*, то дальнейшее его утолщение уже не оказывало никакого влияния на затухание: резонатор вел себя так, как будто он весь состоял из меди. Подобные же опыты Бьеркнес делал и с другими металлами, и на основании этих опытов он составил кривые поглощения электрических волн в металлах, показанные на рис. 473.

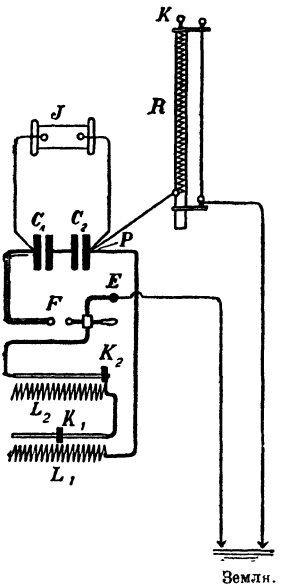


Рис. 474. Схема опытов Зейбта.

Обратим внимание на то обстоятельство, что, с целью сделать рисунки более ясными, расстояния на рис. 472 взяты втрое меньше натуральной величины, тогда как на рис. 473 они увеличины в 3 300 раз. Но это сделается сейчас же понятным, если принять во внимание, что электропроводность металлов почти в миллион раз больше электропроводности растворов.

Необходимо еще добавить, что, согласно теории Максвелла, поглощение волн обусловливается не только электропроводностью, но и магнитною проницаемостью и гистерезисом среды, чем и объясняется то обстоятельство, что кривая для железа круче кривой для меди.

411. Опыт Зейбта. — Для демонстрации стоячих волн в большом виде выгодно пользоваться большими периодами колебаний, потому что их энергия может быть сделана гораздо большей. Но большие периоды соответствуют длинным волнам, и лехеровская система может не поместиться в пределах аудитории. В таком случае можно пользоваться не прямыми проволоками, а целыми катушками.

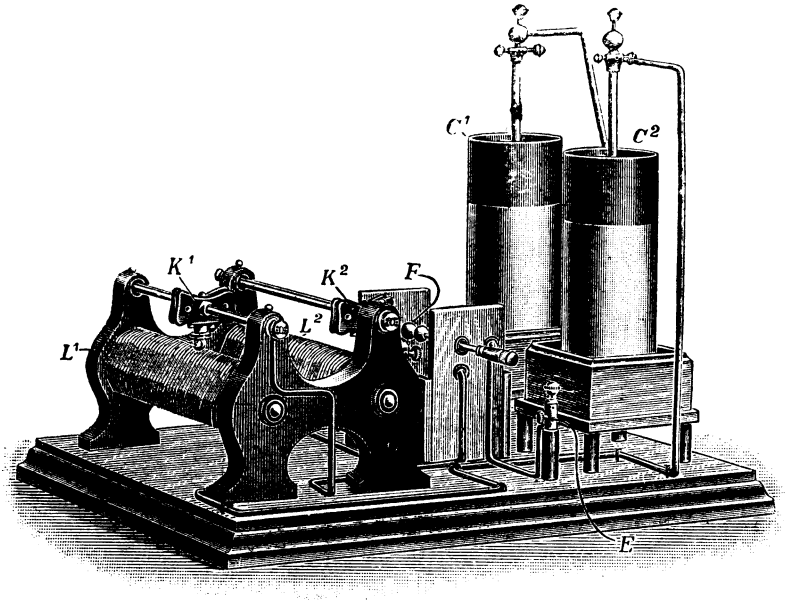


Рис. 475. Прибор Зейбта-Эрнеке.

На рис. 474 показана схема расположения, предложенная Зейбтом, а на рис. 475 изображен общий вид его прибора, как он изготовляется фирмою Эрнеке в Берлине. Здесь J — индуктор, F — искровой промежуток, помещенный в закрытом деревянном ящике, чтобы свет искры не мешал наблюдениям, C_1 и C_2 — две лейденских банки, которые можно соединять последовательно или параллельно, L_1 и L_2 — две катушки самоиндукции; посредством скользящих контактов K_1 и K_2 можно включить в цепь колебаний большее или меньшее число оборотов этих катушек.

К этой системе LFC, представляющей собою вибратор, можно в точке P присоединять различные резонаторы, тоже в виде катушек (рис. 476), с бо́льшим или меньшим числом оборотов проволоки. Меняя самоиндукцию, можно настраивать систему LC то под одну, то под другую катушку. Колебания в этих катушках получаются настолько сильными, что из верхних их концов выходят целые снопы длинных искр (рис. 476).

Если взять длинную катушку (рис. 477) и параллельно с ней поместить проволоку,

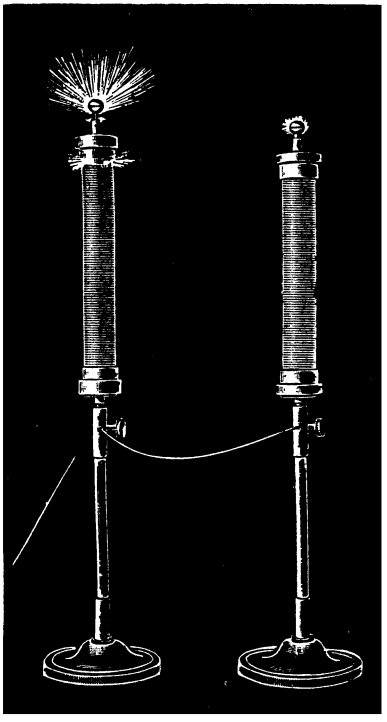


Рис. 476. Электрический резонанс.

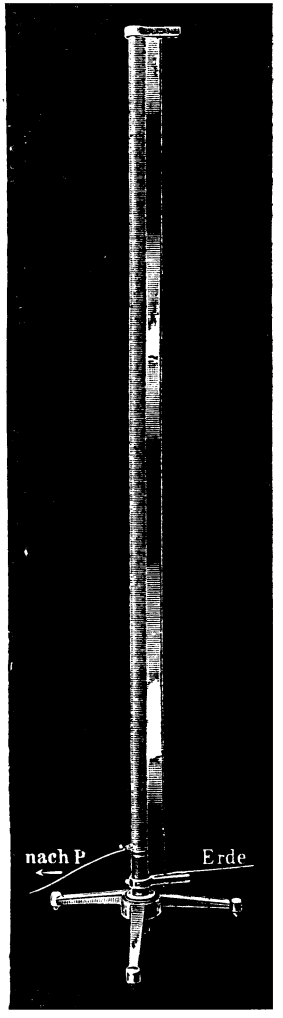


Рис. 477. Электрические обертоны.

соединенную с землей, то между катушкой и проволокой получаются сияния. Уменьшая период колебания первичной системы LC выключением самоиндукциии и емкости, можно на длинной катушке получить несколько полуволн, которые и обнаруживаются соответственными темными прослойками в сияниях, образовавшихся между катушкой и проволокой.

III. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

412. Электромагнитные волны вдоль проволок и в пространстве. — Мы только что видели, каким образом электромагнитные волны распространяются вдоль проволок; но из гипотезы Максвелла (стр. 308) непосредственно следует, что электрические волны в изоляторах могут распространяться даже и без проволок. И, действительно, если внимательно вникнуть в процесс распространения волн по проволокам, то увидим, что проволоки эти окружены изолятором, в котором образуется переменное электрическое и магнитное поле. В этом изоляторе при ничтожном сопротивлении проволок (что мы и предполагали) и сосредоточена вся рассматриваемая нами электромагнитная энергия, она-то и движется вдоль проволок со скоростью c_1. Мы даже можем представить себе, что обе проволоки лехеровской системы настолько удалены друг от друга, что в рассматриваемой нами части пространства имеется только одно электромагнитное поле.

А в таком случае приведенная выше скорость c_1 (стр. 474, 408) и есть собственно скорость распространения электромагнитного поля, о котором мы говорили раньше (стр. 314, 288). Проволоки же в наших опытах, при малом их сопротивлении, не мешают распространению волн и не изменяют их скорости заметным образом, но они направляют эти волны по желаемому нам пути, подобно тому как рупор направляет акустические волны; без этого направляющего действия волны распространялись бы во все стороны, и плотность энергии их уменьшалась бы вместе с увеличением расстояния от источника.

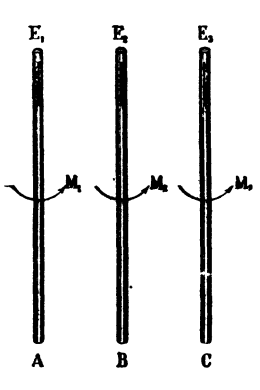


Рис. 478 Передача колебаний от одного вибратора к другому.

413. Распространение электромагнитных волн. — Проследим, однако, более подробно, каким образом распространяются электромагнитные волны в изоляторах.

Пусть A (рис. 478) представляют собою часть прямого вибратора, в котором происходят электрические колебания. Если параллельно с вибратором мы поместим *проводник* B, то, благодаря переменному магнитному полю M_1, в проводнике B по известным законам индукции (стр. 254, **231**) тоже возникнут переменные электрические токи. Однако, по воззрениям Максвелла (стр. 310, **285**), электрические токи в проводниках представляют собою лишь следствие образования в них электрического поля. Поэтому индукционные действия вибратора A на проволоку B будут иметь

место не только в том случае, когда B есть проводник, но и в том случае, когда проволока B сделана из *изолирующего* материала. Разница лишь в том, что в случае проводника B в нем возникнут путем индукции и электрическое поле и индукционный ток, тогда как, если B — изолятор, в нем возникнет только электрическое поле.

Итак, благодаря электрическим колебаниям вибратора A, в соседнем изоляторе B возникает переменное электрическое поле E_2, которое, по гипотезе Максвелла (см. стр. 309), образует вокруг себя свое магнитное поле M_2. Магнитное поле M_2 будет индуцировать в соседнем изоляторе C новое электрическое поле и т. д. Таким образом индукционные действия вибратора A будут передаваться от одного изолятора к другому, сколько бы мы их ни поместили.

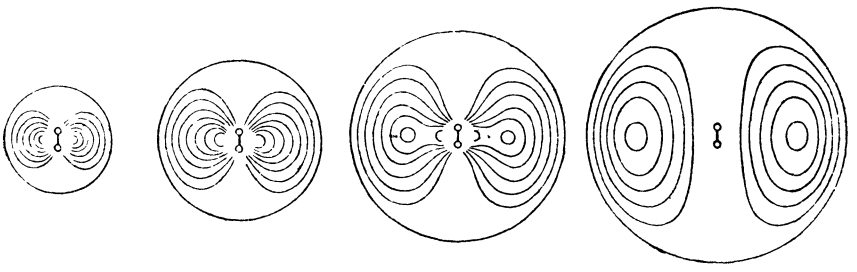


Рис. 479. *Рис. 480.* *Рис. 481.* *Рис. 482.*

Электрическое поле вибратора в течение первой половины периода колебания.

При нашем рассуждении мы говорили об отдельных проволоках B C и т. д., сделанных из изолирующего материала; но мы это делали только ради наглядности, потому что к индукционным действиям в проволоках мы более привыкли. На самом же деле вместо этих проволок можно представить себе отдельные слои одного сплошного изолятора, например воздуха или мирового эфира, и тогда получим представление о том, каким образом, по теории Максвелла, электромагнитные волны распространяются в изолирующей среде.

Само собою разумеется, что, чем дальше мы возьмем слой C от вибратора A, тем больше колебания электрического поля E_3 будут отставать от колебаний поля E_1. Здесь применимы те же рассуждения, что и для волн вдоль проволок (стр. 465).

414. Поле гертцевского вибратора. — На рисунках 479—483, полученных Гертцем на основании теории Максвелла, показано постепенное распространение электромагнитных волн от небольшого прямолинейного вибратора. По мере того как концы вибратора все сильнее и сильнее заряжаются (рис. 479 и 480), электрические линии сил уходят все дальше и дальше; затем, когда вибратор начинает разряжаться, концы линий сил сходятся. Однако удаленные части этих

линий (рис. 481) не могут *мгновенно* следовать за уничтожением поля у вибратора, а потому, когда по истечении первой половины периода колебания вибратор уже разрядился совершенно (рис. 482), электрическое поле вдали от вибратора тем не менее продолжает еще существовать, образуя *замкнутые* линии сил.

На следующем рисунке (483) изображено начало второй половины колебания, когда все рассмотренные процессы повторяются вновь, только с обратным знаком.

Перпендикулярно к этим электрическим линиям сил располагаются и магнитные линии; это будут круги, перпендикулярные к оси вибратора, с центрами на этой оси.

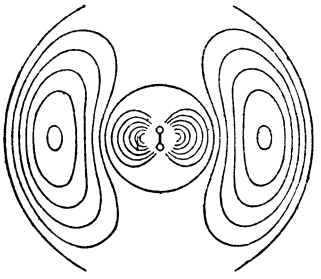


Рис. 483. Начало второй половины периода.

Сопоставляя только что сказанное здесь с тем, что говорилось в главе V, мы легко придем к следующим важным выводам.

Если действительно электрическое поле не может мгновенно следовать за движением образовавшего его электричества, то, как мы видели, при быстрых электрических колебаниях должны образоваться *замкнутые* электрические линии сил, т. е. должно образоваться электрическое поле, не связанное непосредственно с электрическими зарядами. В электростатике, где мы изучали равновесие электричества, замкнутых линий сил мы не наблюдали, — там все линии начинались у положительных зарядов и кончались у отрицательных (стр. 39). В этом отношении изучаемое нами теперь поле вибратора существенно отличается от поля заряженного проводника, рассмотренного в электростатике.

Эти замкнутые электрические линии сил уже потому не могли рассматриваться в электростатике, что они не могут оставаться в равновесии. Действительно, если мы взглянем на рис. 481 и 482 с точки зрения гипотезы Фарадея (стр. 299, **277**) о давлениях и натяжениях линий сил, то легко увидим, что замкнутые электрические линии сил не могут оставаться в покое, а должны притти в движение. Вопрос же о том, каково это движение и какими явлениями оно сопровождается, решается теорией Максвелла (стр. 312, **288**).

По этой теории, при движении электрических линий возникает перпендикулярное к ним магнитное поле, которое тоже приходит в движение, и общая скорость движения образовавшегося таким образом *электромагнитного поля* равна

$$c_1 = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \frac{см}{сек}.$$

В рассматриваемом нами частном случае, а именно в поле гертцевского вибратора (рис. 479—482), магнитное поле будет иметь вид, показанный на рис. 312, стр. 315. Это будут круги постепенно увеличивающихся радиусов.

415. Электрические лучи. — Вместе с распространением электромагнитного поля, от гертцевского вибратора будет распространяться и электромагнитная энергия. Поэтому в *раскрытом* вибраторе Гертца электрические колебания должны ежесекундно больше терять энергии и, следовательно, иметь большее затухание (декремент, стр. 449), чем в вибраторах *закрытых* (стр. 446, рис. 430), составленных из сосредоточенных электрических и магнитных полей.

Явление распространения электромагнитного поля от вибратора носит название *лучеиспускания*, а то направление, по которому происходит лучеиспускание, или движение электромагнитной энергии, называется *электрическим лучом*. Напомним, что величина и направление потока электромагнитной энергии определяются теоремой Пойнтинга (стр. 315, **290**). Электромагнитная энергия движется всегда перпендикулярно к электрическому и магнитному полю.

Легко также видеть, что раскрытый вибратор будет действовать своим полем на более далекие расстояния, чем закрытый.

Правда, вблизи вибратора электрическое поле (рис. 480) аналогично полю прямого магнита (стр. 181, рис. 170) и, следовательно, вблизи самого вибратора напряжение электрического поля изменяется *обратно пропорционально кубу радиуса* (стр. 182, **168**). Но на значительном расстоянии от вибратора электрические линии сил будут все дальше и дальше отходить друг от друга и принимать сферическую форму. Между тем из элементарной теории волн известно, что *энергия* сферических волн всегда изменяется *обратно пропорционально квадрату радиуса* сферы; то же нужно сказать и про энергию сферических электромагнитных волн. Отсюда следует, что *напряжение* электрического и магнитного поля гертцевского вибратора на далеком от него расстоянии будет изменяться обратно пропорционально *первой степени* расстояния, т. е. будет уменьшаться гораздо медленнее, чем поле электростатическое.

416. Принцип Гейгенса. — В теории распространения волн большую роль играет так называемый принцип Гейгенса. Основная мысль этого принципа заключается в следующем. Если нам дан источник волн A (рис. 484) и мы желали бы выяснить, каковы будут колебания некоторой точки C, находящейся на некотором расстоянии AC от источника, то, пользуясь принципом Гейгенса, мы имеем право рассматривать распространение волн не непосредственно от A к C,

а постепенно, по всем промежуточным между A и C волнам, и каждую такую промежуточную волну B можем считать как бы *новым источником*, вполне заменяющим по своим действиям на точку C действие источника A. Каждая точка волны B дает свою частичную сферическую волну, а интересующая нас волна C будет представлять собою *огибающую* (касательную) поверхность ко всем этим частичным волнам.

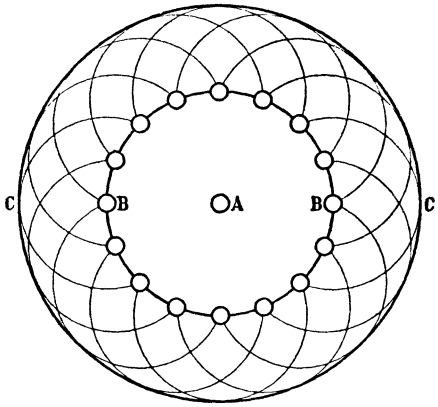


Рис. 484. Распространение волн.

Чтобы применить этот принцип к электромагнитным волнам, нам нужно только представить себе в A (рис. 484) вибратор, перпендикулярный к чертежу; тогда B и C будут его магнитные линии сил. Для определения волны C мы можем заменить вибратор A целой системой вибраторов B.

Эти рассуждения мы сейчас же применим при рассмотрении явления отражения и преломления электромагнитных волн.

417. Отражение.—Положим, что электромагнитные волны встречают на своем пути *проводник*, например медную проволоку; тогда на поверхности этой проволоки будут индуцироваться электрические токи, и проводник, поставленный на пути электромагнитных волн, явится новым вибратором, и от проводника пойдут во все стороны электрические волны.

Теперь представим себе целую плоскость или поверхность, составленную из таких проволок. Очевидно, что электрическая волна, падающая на такую проводящую поверхность, должна возбудить в ней целый ряд электрических токов, которые дадут начало новой электрической волне, исходящей из этой поверхности наружу.

Что же касается внутренних точек проводящей поверхности, то, как это мы уже выяснили (стр. 476, **410**), там будет происходить поглощение волн. Чем больше электропроводность данной поверхности, тем на меньшую глубину будут входить в нее волны, и тем большая часть их будет исходить из поверхности наружу.

Из этого мы видим, что проводящая плоскость должна действовать подобно зеркалу, отражая электрические волны, как зеркало отражает волны звука или света. Законы отражения электромагнитных волн будут такие же, как и законы для звуковых или световых волн, потому что все вышеприведенные соображения вполне аналогичны тем, кото-

рые приводятся в акустике и в оптике и вообще при объяснениях явлений распространения и отражения волн.

Предположим, действительно, что Aa (рис. 485) представляет собою направление электрических лучей какого-либо вибратора A, находящегося на очень далеком расстоянии.

В таком случае мы можем считать волну abc за плоскую. В плоскости волны abc перпендикулярно к лучу Aa должны располагаться, по Максвеллу, электрическое и магнитное поле луча. Положим, что электрическое поле перпендикулярно к нашему чертежу, тогда магнитное поле будет в плоскости чертежа. Плоскость MN мы представим себе составленною из целого ряда проволок a, b_1, c_1 и т. д., перпендикулярных к чертежу; под действием падающей волны все эти проволоки пошлют во все стороны новые волны, магнитные поля которых обозначатся у нас на чертеже кругами. Однако колебания в a, b_1, c_1 будут происходить не одновременно, ибо раньше всего возбудятся колебания в a, затем в b_1 и, наконец, в c_1. Для того, чтобы возбудить колебания в вибраторе c_1, волна abc, после возбуждения колебаний в a, должна будет пройти еще расстояние cc_1. За это время волна вибратора a успеет распространиться на окружность радиуса $aa_2 = cc_1$; в то же время волна вибратора b_1 образует окружность радиуса b_1b_2, который будет меньше aa_2 во столько раз, во сколько b_1c_1 меньше ac_1.

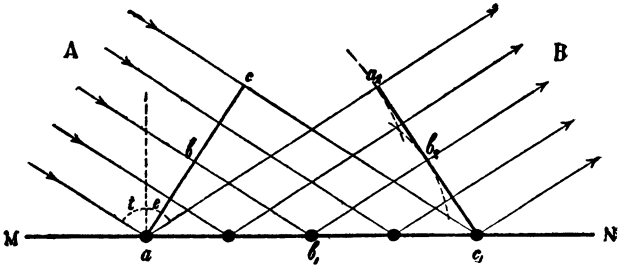


Рис. 485. Отражение волн.

Так как только что сказанное справедливо для любого вибратора b_1, находящегося между a и c_1, то легко видеть, что все проведенные нами из разных вибраторов окружности будут иметь общую касательную $a_2b_2c_1$, а потому, согласно принципу Гейгенса, $a_2b_2c_1$ и будет представлять собою плоскость отраженной волны. В то же время перпендикулярное к волне $a_2b_2c_1$ направление, а именно aB, будет направление отраженного луча.

Из равенства $cc_1 = aa_2$ следует равенство прямоугольных треугольников aa_2c_1 и acc_1, а вместе с тем и равенство угла падения луча i углу отражения e.

Подобным же образом можно рассмотреть и тот случай, когда электрическое поле находится в плоскости падения луча, а магнитное поле — перпендикулярно к этой плоскости. Мы не будем на этом оста-

навливаться, а укажем только, что при этом электрическое и магнитное поле меняются своими ролями.

418. Преломление волн.—Если на пути электрических волн, распространяющихся в воздухе, мы поставим какой-нибудь другой изолятор, то, входя в этот изолятор, волны получат уже другую скорость распространения, а именно

$$c_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}.$$

Поэтому, как и в случае световых лучей, мы должны здесь наблюдать преломление, и притом по тем же самым законам, как и для света. Для доказательства этого мы опять применим принцип Гейгенса в том виде, как мы его применили к случаю отражения.

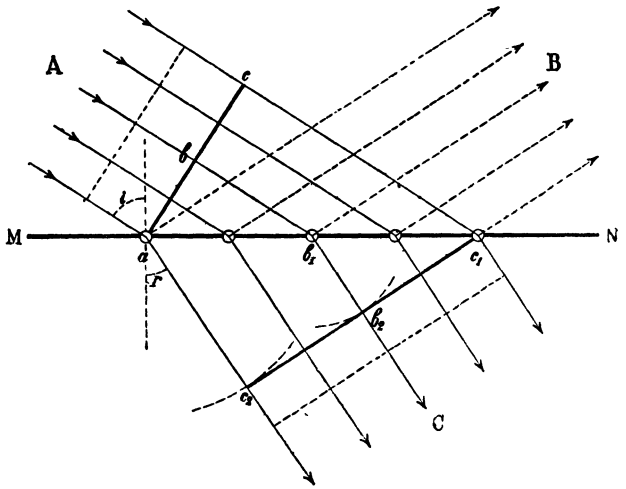


Рис. 486. Преломление волн.

Пусть *MN* (рис. 486) – плоскость, разделяющая две среды, и пусть на эту плоскость в первой среде падает электрический луч *Aa*. Этот луч возбудит в *a*, b_1, c_1 и т. д. колебания электрического поля. По Гейгенсу, мы можем *a*, b_1 и c_1 считать за новые вибраторы, от которых пойдут новые волны во все стороны. Однако, в отличие от случая проводящей плоскости *MN*, явления поглощения, или абсорбции, электрических волн теперь не будет, потому что вторая среда тоже изолятор, и мы получим волны как в первой, так и во второй среде. В первой среде мы опять имеем отраженную волну *aB*, и опять угол падения *i* будет равен углу отражения.

Во второй же среде скорость распространения иная, положим, меньше, чем в первой среде; поэтому в то время, как падающая волна

успеет пройти путь cc_1, волна вибратора a успеет пройти меньший путь ac_2, причем отношение этих путей будет равно отношению скоростей:

$$\frac{c}{c_1} = \frac{(cc_1)}{(ac_1)}.$$

Рассуждая, как и в случае отражения, мы получаем плоскость волны во второй среде $c_1b_2c_2$ и направление луча aC. Так как теперь, вследствие различия скоростей распространения в первой и второй среде, треугольники ac_2c_1 и acc_1 уже не равны между собою, то и углы i и r тоже не равны друг другу, и луч Aa, войдя во вторую среду, должен будет преломиться. Из чертежа легко видеть, что

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{(cc_1)}{(ac_2)} = \frac{c}{c_1} = \nu.$$

Это отношение и называется коэффициентом преломления лучей.

Сопоставляя этот результат с законом Максвелла, имеем для коэффициента преломления электрических лучей:

$$\nu = \frac{c}{c_1} = \sqrt{\varepsilon\mu}.$$

Вот к каким выводам привела Максвелла его теория.

419. Опыты Герца.— Все выводы Максвелла были подтверждены на опыте Герцем (H. Hertz, 1888). Мы опишем эти опыты в том виде, как они теперь обыкновенно показываются с более усовершенствованными аппаратами, чем это было при Герце, хотя все эти опыты по существу своему и почти в таком же виде, только с гораздо бо́льшими затруднениями, были произведены самим Герцем.

Герц в своих опытах пользовался вибратором, показанным на стр. 448, рис. 432. Для того, чтобы волны вибратора не слишком расходились во все стороны, Герц помещал его в фокусе металлического зеркала. У Герца вибратор давал волны в 60 *см* длины, и его зеркало было в 2 метра высоты. Такие большие зеркала пришлось взять потому, что из общей теории волн известно, что если отражающая поверхность по своим размерам слишком мала и близко подходит к длине волны, то явление отражения еще осложняется явлением диффракции.

На рис. 487 мы имеем общее расположение приборов для демонстрации опытов Герца. От индуктора J, питаемого током элементов (аккумуляторов) E, проведены две проволочки к вибратору, помещенному в фокусе параболического зеркала A; зеркало это сделано

из железного листа, согнутого по параболе и набитого на деревянную раму.

В фокусе другого такого же зеркала B помещем резонатор, у которого вместо искрового промежутка имеется когерер, включенный в цепь с элементом G и со звонком F. Элемент, звонок и провода их

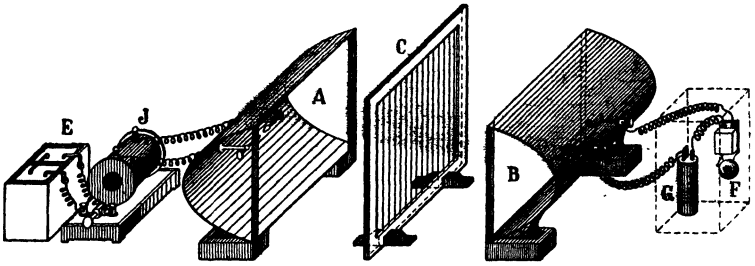


Рис. 487. Опыты Герца.

заключены в общую металлическую коробку для того, чтобы электрические волны не могли действовать с этой стороны на резонатор и когерер и чтобы можно было наблюдать действие только тех волн, которые сходятся внутри зеркала B. Здесь размеры зеркал при длине волны в 20 *см* взяты в 50 *см*.

Установив зеркала на некотором расстоянии параллельно друг другу, возбуждают колебания вибратора, замыкая ключ первичной катушки индуктора, и убеждаются по звонку, что резонатор тоже приходит в колебания.

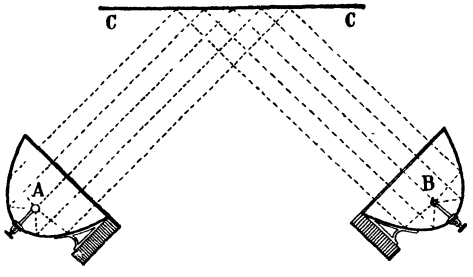


Рис. 488. Отражение электрических волн.

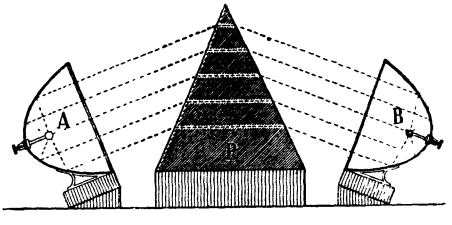


Рис. 489. Преломление электрических волн.

Если между зеркалами на пути электрических волн поместить какой-нибудь экран C из изолирующего материала, например деревянную доску, то увидим, что лучи проходят сквозь нее свободно: если же деревянную доску заменить листом металла, то сквозь проводник эти лучи не проходят.

Расположив зеркала, как показано на рис. 488, можно показать, что металлический лист отражает электромагнитные волны по за-

конам отражения лучей света, причем угол падения равен углу отражения.

Поместив между зеркалами призму (рис. 489) из парафина, мы увидим, что оси зеркал придется наклонить друг к другу для того, чтобы волны, выходящие из вибратора, попадали в резонатор. Зная преломляющий угол призмы и угол между падающими и преломленным лучом, мы можем определить показатель преломления электрических лучей в парафине, совершенно так же, как мы определяем показатель преломления световых лучей в стеклянной призме. Для парафина оказывается показатель преломления $\nu = 1{,}4$, что соответствует квадратному корню из диэлектрической постоянной $\varepsilon = 2$, причем $\mu = 1$.

420. Поляризация электромагнитных волн.— Далее, Герц показал, что электрические лучи его вибратора соответствуют поляризованному свету, т. е. лучу, в котором поперечные колебания происходят в одной плоскости. Мы уже видели (стр. 482), что плоскость электрических колебаний вибратора проходит через ось вибратора, магнитные же колебания направлены перпендикулярно к этой плоскости.

Для того, чтобы демонстрировать поляризацию электрических лучей, сделаем следующие опыты.

Поставим опять оба зеркала друг против друга (рис. 487), а между ними поместим деревянную рамку C с натянутыми на ней параллельными проволоками, это — так называемая „решетка Герца". Если поставить раму так, что проволоки решетки будут параллельны оси вибратора, т. е. параллельны электрическому полю лучей, тогда в них возбудятся индукционные токи, и решетка не будет пропускать электромагнитных волн, а будет их отражать совершенно так же, как сплошной лист металла. Если повернуть решетку на 90°, оставляя ее перпендикулярной к лучу (как на рис. 487), то в проволоках, которые теперь параллельны магнитному полю, уже не будут индуцироваться токи, и решетка пропустит сквозь себя электромагнитные волны от вибраторов к резонатору.

Поставим теперь вибратор вертикально, резонатор горизонтально. В таком положении они друг на друга действовать не могут. И если между ними ставить решетку Герца вертикально или горизонтально, то это нисколько не поможет делу. Но стоит только поместить решетку Герца так, чтобы проволоки ее были под углом 45° к вибратору и к резонатору, как тотчас же электрический звонок обнаруживает колебания резонатора.

Это объясняется следующим образом (рис. 490). Электрическое поле E вибратора A, дойдя до решетки, разлагается на два поля:

одно из них направлено вдоль проволок, а другое — перпендикулярно к ним; первое поле отражается от решетки, второе же E_1 проходит насквозь. Прошедшее насквозь поле E_1, будучи под углом 45° к резонатору B, снова разложится на две части, из которых долевая составляющая E_2 и приведет резонатор в колебания.

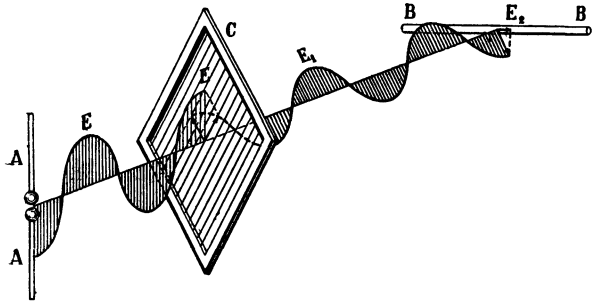


Рис. 490. Поляризация электрических волн.

Опыт с решеткой Герца напоминает собой опыт с турмалиновой пластинкой в оптике.

421. Интерференция волн.— Для демонстрации интерференции электрических лучей располагают опыт, как показано на рис. 491.

Лучи вибратора A, отразившись от зеркала C, попадают на резонатор B, и когерер приводит звонок в действие. Но зеркало C состоит из двух частей, и если часть C_1 постепенно отодвигать далее, то часть

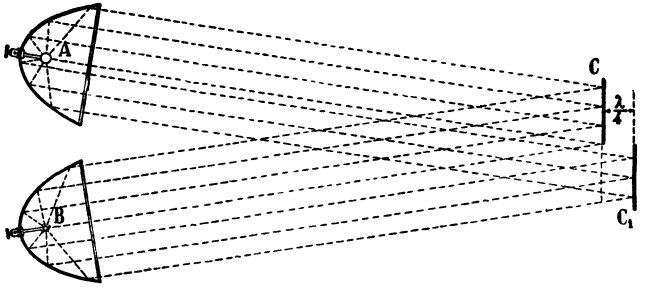


Рис. 491. Интерференция электрических лучей.

лучей, выходящих из A и отражающихся от C_1, будет проходить более длинный путь, чем та часть лучей вибратора, которая отражается от C.

Если мы отодвинем одно зеркало далее другого на четверть волны, то один луч опоздает относительно другого на полволны; оба луча придут в B с противоположными фазами, и, следовательно, действия их на резонатор взаимно уничтожатся. Опыт действительно показывает, что при этих условиях когерер и звонок бездействуют.

Этим способом можно воспользоваться для определения длины волн данного вибратора.

422. Стоячие волны.— Наконец, Герцу удалось получить стоячие электромагнитные волны при отражении от плоского металлического

зеркала, поставленного перпендикулярно к электрическому лучу. Помещая резонатор на различных расстояниях от зеркала, Герц показал, что через известные, равные расстояния можно наблюдать узлы и пучности электрического поля, причем у самого зеркала электрическое поле образует узел. Что касается магнитного поля, то оно тоже образует узлы и пучности, с тою, однако, разницею, что там, где мы имеем узел электрического поля, образуется пучность поля магнитного, и наоборот.

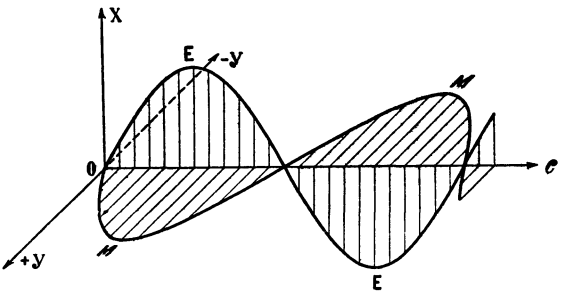


Рис. 492. Электромагнитная волна, движущаяся вправо.

Совершенно то же самое мы получили при изучении стоячих волн в проволоках, и там мы уже выяснили, почему происходит такая разница в расположении электрического и магнитного поля. Тем не менее полезно выяснить себе это обстоятельство и на электромагнитных волнах, распространяющихся без проволок.

На рис. 492 показано взаимное расположение электрического и магнитного поля в электромагнитных волнах, в предположении, что колебания вибратора синусообразные. Весь этот чертеж нужно себе представить передвигающимся со скоростью c по направлению, указанному стрелкою; тогда мы получим представление о *проходящей* электромагнитной волне.

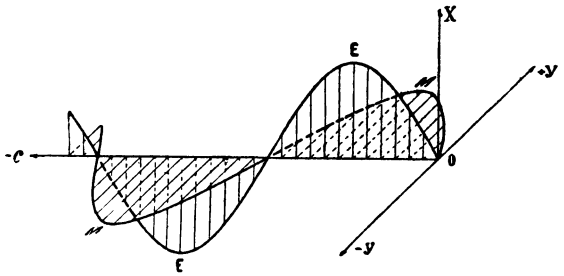


Рис. 493. Электромагнитная волна, движущаяся влево.

Дойдя до металлического зеркала, эта волна должна будет отразиться, и мы получим новую волну, идущую в обратную сторону (рис. 493). О взаимном расположении величин E, M и c см. стр. 312, 288.

Сравнивая обе эти волны друг с другом, а также сравнивая волны, идущие вправо и влево на рис. 312, стр. 315, мы легко заметим, что там, где электрические поля этих двух волн направлены одинаково, их магнитные поля имеют противоположное направление, и наоборот. Отсюда ясно, что при сложении обеих волн в одну *стоячую волну* по

схеме рис. 460—466, стр. 468, мы получим сложение электрических полей (пучность) в тех местах, где магнитные поля взаимно уничтожатся (узел); наоборот, узел электрического поля совпадет с пучностью поля магнитного (рис. 494).

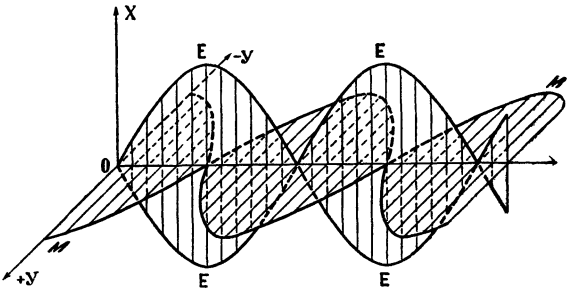


Рис. 494. Стоячая электромагнитная волна.

Заметим, что уже после того, как Гертц получил стоячие электромагнитные волны, Винеру удалось сделать аналогичный опыт в оптике и наблюдать стоячие световые волны, которые затем послужили основою для цветной фотографии по способу Липмана.

Как выше сказано, Гертц производил все вышеописанные опыты с электромагнитными волнами длиною в 60 *см*. Позднейшие ученые, как Риги, Лебедев и др., распространили опыты Гертца на более короткие волны и воспроизвели с ними всевозможные другие оптические опыты, как то: двойное преломление, диффракцию и т. п.

IV. РАДИОТЕХНИКА

423. Изобретение Маркони.— Первый, кому удалось применить электромагнитные волны для телеграфирования, был итальянский инженер Маркони (G. Marconi, 1895). Схема его аппаратов вполне аналогична той, которой мы пользовались для демонстрирования опытов Гертца, с тою, однако, разницей, что Маркони для получения возможно большей энергии волн применял для телеграфирования большие вибраторы, дающие электромагнитные волны длиною в несколько километров. При таких длинных волнах и длина прямых вибраторов, которая, как мы знаем, равна длине полуволны, была бы тоже громадною (рис. 495, *a*), и их неудобно было бы устанавливать; но, с другой стороны, закрытая форма вибратора слишком мало лучеиспускает и потому непригодна для телеграфирования на большие расстояния. Маркони обошел эти затруднения следующим образом: он делал только *концы* вибраторов в виде прямых проволок, разветвляя их для образования емкости, а в середине включал катушку самоиндукции (рис. 495, *b*). Кроме того оказалось возможным половину вибратора заменить соединением с землей, как это показано на рис. 495, *c*. Верхняя, вертикальная часть вибратора устанавливалась при помощи особых мачт

и служила собственно для испускания волн. Она получила название антенны.

Заметим, однако, что еще раньше Маркони аналогичное расположение приборов уже применял проф. А. Попов в Кронштадте (1895) для приема и автоматического записывания атмосферных разрядов; ему уже удавалось передавать и телеграфные знаки на расстояние до четырех километров.

Благодаря целому ряду других чисто технических усовершенствований, Маркони удалось сравнительно быстро устраивать беспрово-

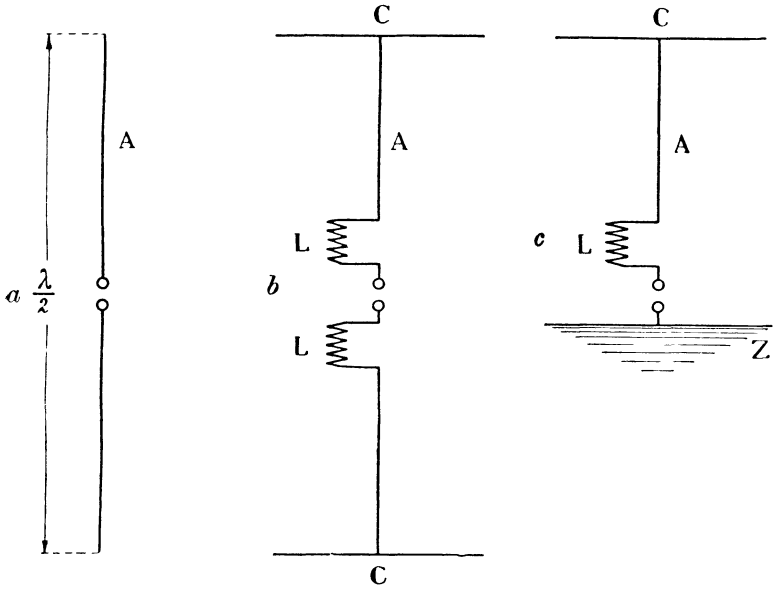


Рис. 495. Антенна Маркони.

лочные телеграфные сообщения на все бóльшие и бóльшие расстояния; а в настоящее время телеграфирование электромагнитными волнами уже развилось в обширную отрасль электротехники. Вначале эта отрасль называлась беспроволочным, или искровым, телеграфом, но теперь все больше и больше укореняются названия: *„радиотелеграфия“*, *„радиотелефония“*, *„радиосвязь“* или общее — *„радиотехника“*.

Слово *„радио“* означает луч, и, следовательно, *„радиотехника“*, означает: техника электромагнитных лучей или волн.

Для того, чтобы основные принципы беспроволочного телеграфирования выступили как можно яснее, мы считаем полезным дать сперва краткое описание *первоначального* устройства Маркони и усовершенствований Брауна, Вина и Паульсена, чтобы затем перейти к описанию новейших приборов радиотехники.

На рис. 496 показана схема приборов Маркони.

На станции отправления депеш (рис. 496a) при замыкании ключа T батарея B посылает электрический ток в первичную катушку индуктора J; этот ток идет через прерыватель U. Вторичная катушка индуктора J соединена с искровым промежутком F вибратора или антенны L_1, нижняя половина которой соединена с землей.

Приемная станция (рис. 496b) состоит из приемной антенны L_2 с когерером Бранли Fr, включенным в цепь батареи B_1, и реле R_e (стр. 246, **224**).

Когда в антенне L_2 возбуждаются электрические колебания, когерер приводит в действие реле R_e; реле замыкает цепь батареи B_2,

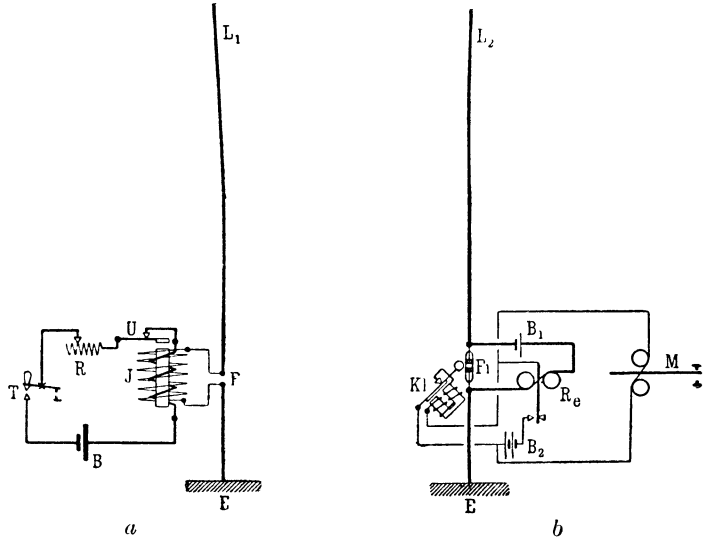


Рис. 496. Расположение приборов беспроволочного телеграфа Маркони.

в которую включен телеграфный аппарат Морзе M и клопфер Kl (стр. 453, **393**, рис. 443). При каждом возбуждении резонатора, и, следовательно, при каждом увеличении электропроводности когерера, клопфер ударяет по нему и снова приводит его в прежнее состояние.

Самое телеграфирование электромагнитными волнами происходит следующим образом. Нажимая на короткое время ключ первичной катушки индуктора станции отправления, мы посылаем вибратором серию волн, которые распространяются от антенны L_1 *во все стороны*. Часть этих волн попадает на антенну L_2 станции получения и, возбуждая в ней колебания, приводит в действие когерер, реле, клопфер и пишущий аппарат Морзе. Одновременно с этим на ленте Морзе получается небольшая черточка. При более длительном нажимании

ключа на станции отправления, на ленте отпечатывается более длинная черточка. Из комбинации этих черточек составлен алфавит, и телеграфирование происходит затем так же, как и в обыкновенном *проволочном* телеграфе.

Мы уже сказали, что волны от антенн распространяются *во все стороны*, а не так, как мы привыкли в обыкновенном телеграфе,— по заранее определенному направлению, т. е. по проволоке, протянутой до станции назначения депеши. Это обстоятельство представляет собой целый ряд неудобств; но с этим приходится мириться. При тех длинных волнах, которые употребляются в телеграфе Маркони, применение зеркал для направления волн в одну сторону, как мы это делали при демонстрации опытов Герца, делается невозможным, потому что для правильного отражения волн по законам оптики зеркала должны иметь размеры никак не менее длины самих волн. Впрочем, как увидим ниже, в настоящее время уже имеется целый ряд средств для того, чтобы устранить или, во всяком случае, ослабить вышеуказанное неудобство.

424. Системы Брауна и Вина.— Только что описанный беспроволочный телеграф Маркони обладал следующими двумя принципиальными недостатками: во-первых, в его вибраторе, при сравнительно небольшой его емкости, не могло быть накоплено много энергии, и, во-вторых, колебания вибратора, вследствие поглощения части энергии в искре, очень быстро затухали.

Между тем желательно иметь колебания с возможно меньшим затуханием для того, чтобы при приеме депеш можно было воспользоваться явлением *резонанса*. Дело в том, что, чем меньше затухание колебаний, тем резче выражен резонанс (см. стр. 358, **320**). Поэтому приемная станция при слабо затухающих колебаниях получает возможность настроить свою антенну именно на ту станцию отправления, которую она хочет слышать, в то время как остальные станции почти совсем не будут слышны. При сильно затухающих колебаниях и слабо выраженном резонансе такое *выделение* одних волн из всей массы других разнообразных волн, посылаемых одновременно множеством раскинутых по всему земному шару станций, было бы совершенно невозможно.

Идеальный резонанс был бы достигнут при совсем не затухающих колебаниях. Отсюда становится понятным стремление изобретателей устроить такой вибратор, который давал бы незатухающие колебания.

Один из первых шагов в этом направлении был сделан Брауном (F. Braun, 1898). Браун применил для резонаторов и вибраторов так называемые связанные системы (стр. 455, **395**). На станции отправления

электрические колебания возбуждаются в первичной системе CL (рис. 497a). Эта система имеет большую емкость C и потому может вместить в себе большой *запас* электрической энергии; но эта система закрытая (стр. 447, **387**) и потому не дает лучеиспускания. С первичной системой CL связана или непосредственно или при посредстве магнитного поля (ср. стр. 452, **392**) вторичная система A, роль которой состоит только в том, чтобы постепенно *лучеиспускать* энергию в пространство. Поэтому вторичная система сделана открытой

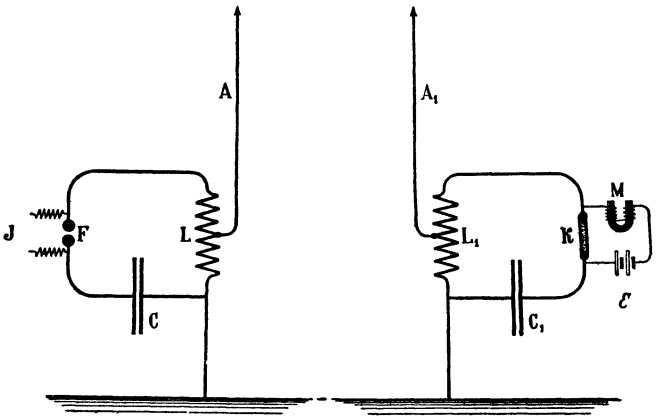


Рис. 497a. *Рис. 497b.*

Система Брауна.

(антенна) и представляет собою почти прямую проволоку без искрового промежутка. Получая постепенно энергию, накопленную в первичной системе, вторичная система посылает волны с сравнительно слабым затуханием.

Совершенно аналогичным образом Браун расположил приборы и на станции получения (рис. 497b). Электрические волны, принимаемые антенной A_1, передаются в виде электрических колебаний системе C_1L_1 и затем приводят в действие когерер и аппарат Морзе, как и у Маркони.

Благодаря расположению Брауна оказалось возможным телеграфировать с большею точностью и при сравнительно небольших антеннах.

Следующий затем шаг вперед был сделан Виной (M. Wien). У Вина общее расположение такое же, как у Брауна, но Вин устраивал вибратор так, чтобы он по возможности быстро, в течение одного полупериода, передал *всю* свою энергию антенне, а затем предоставил бы систему антенны самой себе. Так как в антенне нет

искрового промежутка, то колебания в ней получаются слабо затухающие. Такой способ возбуждения колебаний носит название возбуждения *толчком* и происходит по схеме, уже рассмотренной нами на колебаниях маятников (стр. 458, рис. 451, 452). Для реализации такого толчка, т. е. для быстрого прекращения колебаний в первичном вибраторе, когда уже вся энергия передана в антенну, Вин помещал искровой промежуток в ртутных парах или применял вместо одной несколько последовательно соединенных искр и заставлял перескакивать искры между плоскими электродами. Вообще при этом подбирались такие условия, при которых искра обладала бы свойством возникать при большой разности потенциалов, чтобы накапливалось много энергии, а затем быстро тухнуть при понижении этой разности потенциалов.

В остальном устройство телеграфа у Вина то же, что и у Брауна.

425. Система Паульсена. — Достаточно интенсивные колебания совершенно без затухания удалось получить Паульсену (v. Paulsen, 1902). Паульсен воспользовался для этого способом Дудделя (стр. 459, **397**), в котором колебания получаются при помощи вольтовой дуги. Впрочем, при обыкновенных угольных электродах колебания эти не могут быть сделаны достаточно быстрыми и достаточно интенсивными, потому что образование и исчезновение вольтовой дуги связано с нагреванием и охлаждением углей. Но Паульсену удалось обойти это препятствие следующим образом: во-первых, он применил для анода вместо угля медный полый стержень, охлаждаемый внутри проточною водою; во-вторых, он поместил дугу в сильное магнитное поле и заключил ее в сосуд с водородом (или углеводородом, например, в пары ацетона), т. е. в газовую атмосферу, обладающую большой теплопроводностью. Все эти средства сделали дугу более подвижною и способною давать достаточно быстрые и в то же время интенсивные электрические колебания. При угольных электродах у Дудделя число колебаний не превосходило нескольких тысяч в секунду, между тем как Паульсену удалось довести это число до миллиона в секунду. Энергия колебаний может быть доведена при этом до 100 килоуатт.

Система Паульсена применялась и применяется еще и теперь на многих станциях беспроволочной телеграфии и телефонии. Однако в последнее время дуга Паульсена, как и все раньше описанные системы, понемногу вытесняется другими, более совершенными генераторами электрических колебаний, а именно, *динамомашинами высокой частоты* и *катодными лампами*, которые мы опишем ниже.

426. Альтернаторы большой частоты.— Динамомашины переменного тока большой частоты проектировались и строились уже давно (N. Tesla, 1895), и в принципе такие машины ничем не отличаются от обыкновенных общеупотребительных машин переменного тока; однако при очень больших частотах возникают значительные технические затруднения. Для того, чтобы иметь об этом некоторое понятие, мы приведем следующий пример.

Предположим, что нам требуется построить динамомашину для телеграфирования электромагнитными волнами средней длины $\lambda = 3$ километрам ($3 \cdot 10^5$ *см*). Это соответствовало бы частоте

$$n = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{3 \cdot 10^5} = 100\,000 \text{ колебаний в секунду.}$$

Если даже задаться довольно значительною скоростью движения индукторов в 100 метров в секунду (скорость пули около 300 метров в секунду), то и тогда растояние между двумя смежными полюсами вторичной обмотки получилось бы в

$$d = \frac{10\,000}{100\,000} = 0{,}1 \text{ } см, \text{ т. е. в 1 } миллиметр.$$

На таком малом промежутке пришлось бы расположить и ширину полюса и ширину вторичной обмотки. Но, кроме этого, появляется еще целый ряд других конструктивных затруднений: как избежать потери на гистерезис, на токи Фуко, на нагревание самих проводов быстропеременными токами. Наконец, являются еще затруднения чисто механические, связанные с большою скоростью вращения машины.

Несмотря, однако, на все указанные затруднения, конструкторам удалось в настоящее время выработать типы альтернаторов довольно большой частоты, в несколько десятков тысяч колебаний в секунду, которые уже работают на многих станциях беспроволочной телеграфии с коэффициентом полезного действия, доходящим до 80 %.

Основная идея почти всех подобных машин заключается в том, что как обмотка, возбуждающая магнитное поле, так и обмотка, в которой возникают переменные токи путем индукции,— обе эти обмотки помещены в *статоре*, т. е. в *неподвижной* части машины. Ротор же представляет собою стальное зубчатое колесо, которое при своем вращении периодически меняет поток индукции в статоре, и таким образом возбуждает во вторичной обмотке индукционный ток.

На рис. 498 представлен схематически разрез машины Александерсона (R. A. Fessenden, E. F. W. Alexaderson, 1905—1910). Вверху мы видим разрез железного статора, внутри которого помещена об-

мотка возбуждения J_1. По этой обмотке течет *постоянный* ток, магнитные линии которого проходят сквозь вторичную обмотку J_2 и сквозь зубцы роторнаго диска (рис. 498, *a*). Вторичная обмотка J_2, в которой, собственно, и возникает электрический ток большой частоты, состоит из проволоки, уложенной между полюсами статора волнообразно (рис. 498, *b*) (ср. стр. 432, рис. 415). Сам ротор представляет собой стальной диск, по краю которого сделаны зубцы или отверстия, заполненные бронзой.

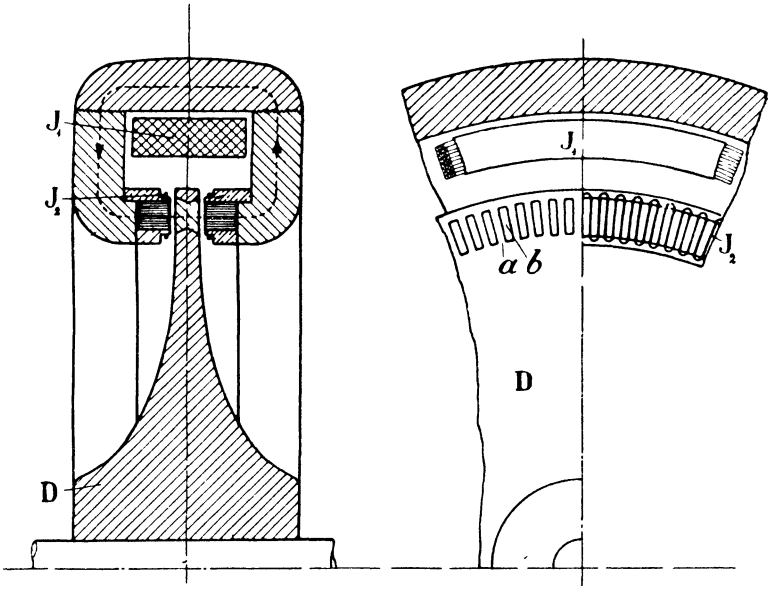


Рис. 498. Машина Александерсона:
a — разрез по диаметру, *b* — разрез по окружности.

Когда против полюсов статора приходятся стальные зубцы ротора, поток магнитной индукции в статоре наибольший, а когда на место стали становится бронзовый промежуток, — поток наименьший. Что касается бронзового заполнения, то оно сделано только для того, чтобы диск имел гладкую поверхность и чтобы трение его о воздух было как можно меньше.

Когда диск приведен во вращение, то переход потока индукции от одного максимального значения до другого будет соответствовать одному периоду индуцируемого во вторичной обмотке тока. Если расстояние между зубцами ротора обозначить через d, а скорость движения его зубцов — через v, то, очевидно, число периодов машины в секунду будет равно:

$$n = \frac{1}{T} = \frac{v}{d}.$$

Если задаться расстоянием между зубцами $d = 7$ миллиметрам, а скорость взять в 140 метров в секунду, что при современных машинах возможно, то получим $n = 20\,000$ колебаний в секунду.

Конструкции статора и ротора могут быть и иные, чем у Александерсона. Иногда зубцы ротора расположены не внутри, а снизу зубцов статора (рис. 499, *a* — Латур, Арко); иногда число зубцов в роторе, где нет никакой обмотки, делается вдвое больше, чем в статоре (Латур, Бетено). В машинах Вологдина имеются две первичные обмотки (рис. 499, *b*), в которых токи идут по взаимно противоположному направлению, и магнитные линии сил разветвляются, как показано на чертеже. Но, какова бы ни была конструкция подобных машин, принцип их действия остается одним и тем же.



a *b*

Рис. 499. Конструкция Латура, Бетено и Вологдина.

В настоящее время альтернаторы большой частоты мощностью от 100 до 500 киловатт строятся с числом периодов в секунду не более 30 000, т. е. для длин волн не менее 10 километров. При этом машина может работать прямо на антенну.

Иногда — в особенности при желании получать волны меньшей длины — предпочитают ставить альтернаторы на малое число колебаний, а затем трансформировать эти колебания на большую частоту, как это описано у нас на стр. 385, **336**. Так, например, на станции Науэн близ Берлина установлены две машины по 500 киловатт каждая, дающие электрические колебания только в 8 000 периодов в секунду. Эти колебания затем трансформируются два раза на 16 000 и на 32 000 периодов, причем получается волна длиною в 9 400 метров. Там же установлен еще и третий трансформатор частоты, позволяющий получать волну в 4 700 метров. Но, конечно, с каждой новой трансформацией коэффициент полезного действия установки соответственно понижается.

427. Антенны. — Полученные в генераторах или трансформаторах электрические колебания передаются большею частью при посредстве магнитной связи (трансформатор) на антенну. Сама антенна настраивается при помощи добавочных самоиндукций и емкости в унисон

с электрическими колебаниями станции. Из всех разнообразных испробованных на практике форм антенн в настоящее время наиболее употребительны антенны в виде буквы Т или Г. Горизонтальная часть подобных антенн состоит из целой системы проволок, которые вешаются между высокими деревянными или металлическими мачтами; к этой горизонтальной части примыкает вертикальная часть, соединяющая антенну с источником колебаний (рис. 500 и 501).

Высота современных антенн больших станций бывает около 150 метров. Эйфелева башня в Париже высотою 300 метров тоже служит мачтою для антенны.

Замена нижней половины вибратора соединением с землей, как это у нас показано на рис. 495, *c*, достигает своей цели только в том

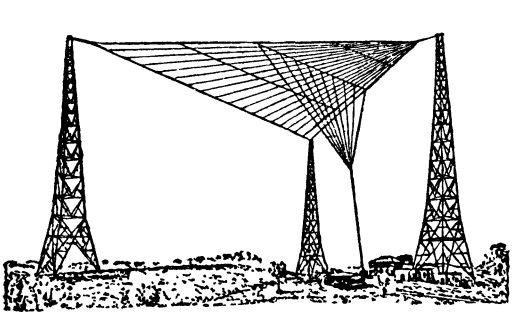


Рис. 500.

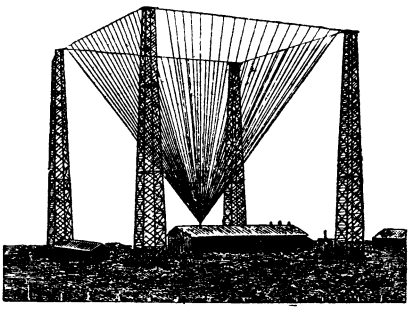


Рис. 501.

Антенны.

случае, если грунт под антенной хорошо проводит электричество и, следовательно, электрические линии сил остаются *нормальными* к поверхности земли. Для антенн на кораблях соединение с морскою водою вполне удовлетворяет этому условию. Но на суше часто приходится делать искусственную электропроводность, укладывая в земле под антенною целую сеть медных проволок. Если этого недостаточно, то приходится устраивать целиком и нижнюю часть антенны, т. е. так называемый *противовес*.

На аэропланах и воздушных кораблях противовес необходим.

Если вертикальные проволоки присоединены не посредине, а к одному концу горизонтальной части, то получается несимметричной формы антенна, изобретенная Маркони. Оказывается, что такая несимметричная антенна обладает свойством испускать волны главным образом по направлению горизонтальных проволок, и притом в ту сторону, где примыкает вертикальная часть антенны, как показано стрелкой на рис. 502. Впрочем, теоретические исследования

Зоммерфельда показали, что направляющее действие такой антенны в значительной степени зависит от электропроводности того грунта, над которым она установлена; при слишком большой или при слишком малой электропроводности грунта направляющее действие антенны пропадает. Так как электропроводность грунта вообще может изменяться, например, после сильного дождя, то способ Маркони не всегда надежен.

Были попытки достигать направляющего действия при помощи нескольких антенн с различными фазами колебаний (получается интерференция волн, подобно тому, как в опытах Френеля со световыми источниками); однако все эти способы до сих пор не имели большого практического значения, и в настоящее время наиболее распространена антенна Маркони. В самое последнее время, однако, когда чувствительность приемных аппаратов достигла значительной степени совершенства, получилась возможность переходить к волнам все меньшей и меньшей длины, несмотря на их малую энергию. Вместе с этим получилась возможность опять применить зеркала Герца. При этом способе малая энергия испускания отчасти компенсируется концентрацией лучей при помощи зеркал. Маркони первый применил подобную установку для береговой морской службы.

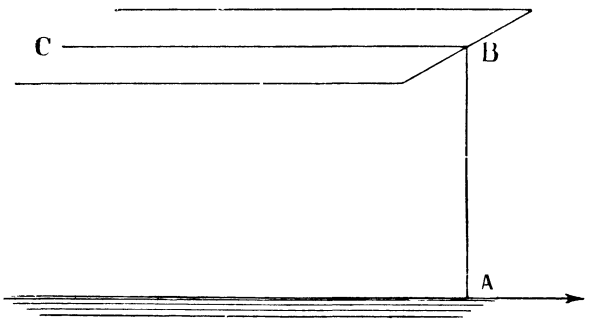


Рис. 502. Направленная антенна Маркони.

Роль подобных антенн с зеркалами совершенно та же, что и световых прожекторов на маяках.

428. Антенна Брауна. — Приемные антенны в общем устраиваются совершенно так же, как и антенны станций отправления. Однако для приема оказывается возможным применить *рамную* антенну Брауна, которую мы сейчас опишем. Для станции отправления эта антенна непригодна, потому что имеет слишком малую лучеиспускательную способность (закрытая система).

Антенна Брауна представляет собой легкую раму (рис. 503), на которой навивается несколько оборотов проволоки, образующих большую плоскую катушку. Под действием переменного магнитного поля приходящих волн, в катушке возбуждаются индукционные токи, которые затем передаются в приемный аппарат станции получения.

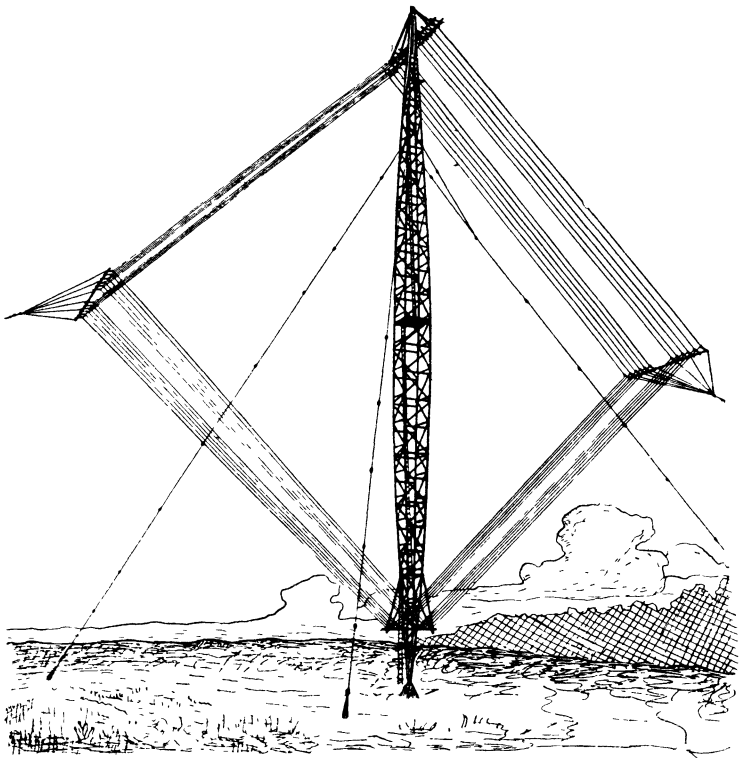


Рис. 503. Рамная антенна Брауна.

Антенна Брауна имеет то преимущество перед прямыми разомкнутыми антеннами, что она дает возможность не только принимать депеши, но, кроме того, еще и определять направление волн.

Представим себе, что волна идет по направлению OC (рис. 504) и ее электрическое поле нормально к чертежу; тогда ее магнитное поле будет направлено по MM. Если рамка антенны Брауна образует с направлением волн угол α, то такой же угол α будет образовывать и магнитное поле MM с нормалью n к плоскости рамки. Поэтому поток магнитной индукции сквозь площадь S рамки будет равен:

$$N = SM\cos\alpha,$$

а электродвижущая сила в проволоках рамки при n витках будет:

$$\mathcal{E} = -nN' = -nSM'\cos\alpha.$$

Эта электродвижущая сила, очевидно, будет наибольшая, когда $\alpha = 0$ и $\cos\alpha = 1$; она будет равна нулю, когда $\alpha = 90°$ и $\cos\alpha = 0$.

Если медленно вращать рамку при приеме депеши вокруг вертикальной оси, то можно наблюдать усиление и ослабление приема согласно вышенаписанной формуле. Для определения направления волн выгоднее устанавливать на минимум приема; в этом случае нормаль рамки будет указывать направление волн.

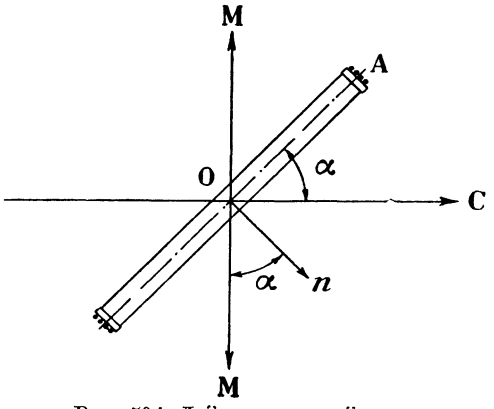


Рис. 504. Действие рамной антенны.

Рамная антенна Брауна получила целый ряд применений. Так, например, если источник волн не слишком далеко от приемной станции, то при помощи двух антенн Брауна, установленных на некотором определенном расстоянии друг от друга, можно даже определить положение источника волн.

Действительно, из рис. 505 видно, что, при известном расстоянии между антеннами AB и при установке обеих антенн на минимум, мы можем по двум углам α и β, которые нормали рамок образуют с выбранной нами базой AB, построить весь треугольник ABO и, следовательно, определить положение источника волн O.

Это совершенно тот же способ, который употребляется в геодезии для определения положения точки при помощи двух теодолитов или *гониометров* (приборы для измерения углов).

Антенна Брауна может, следовательно, служить электромагнитным гониометром.

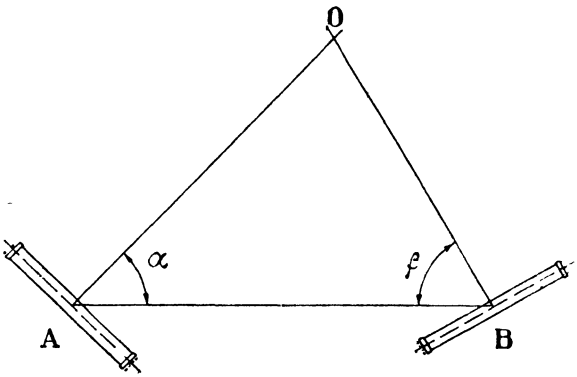


Рис. 505. Электромагнитный гониометр.

В настоящее время подобные *электромагнитные гониометры* уже применяются для определения положения станции отправления, находящейся на корабле или на аэроплане. Конечно, точность электромагнитных гониометров далеко не доходит до точности теодолитов, но зато электромагнитные гониометры можно применять даже в тех случаях, когда оптические

Соответствующая ей форма кривой *средней* силы тока в детекторе показана жирной чертой на рис. 508, *b*. Подобную кривую, даже при очень быстром телеграфировании — до 1 000 букв в минуту, — может записать струнный гальванометр Эйнтговена (стр. 409, **354**), и аналогичные приспособления употребляются в настоящее время в самопишущих беспроволочных телеграфах.

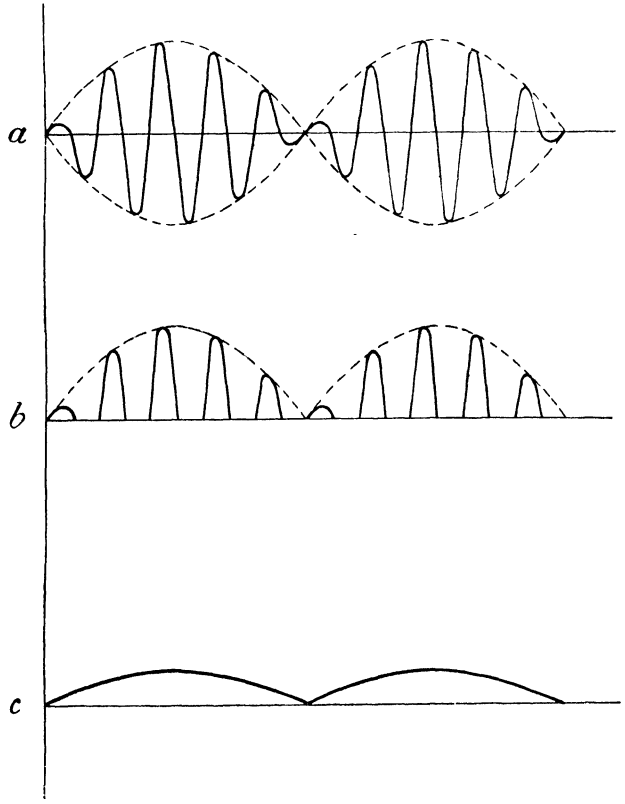


Рис. 507. Действие детектора.

Но на практике в большинстве случаев принимают депешу *на слух*, т. е. при помощи телефона, который отличается своей чувствительностью и простотою в обращении. В таком случае применение детектора еще не решает задачи. Мы, правда, услышим в телефоне стуки в виде отдельных кратких ударов, соответствующих изменениям средней силы тока (рис. 508, *b* в точках *m*, *n*, *p*, *q*), но мы не будем в состоянии отличить черточки от точки. Для того, чтобы устранить это затруднение, приходится искусственно менять амплитуду получаемых электрических колебаний при помощи *добавочного прерывателя*

так, чтобы средняя сила тока в детекторе колебалась и давала в телефон звук, слышимый ухом. Кривая силы тока в детекторной цепи, как изображено на рис. 508, *c*, даст нам в телефоне не отдельные удары, а звуки, длящиеся некоторое время; длительность этих звуков для точки и для черточки будет разная, а потому прием депеш становится возможным.

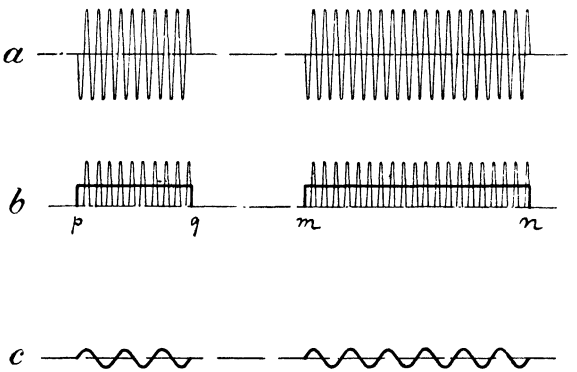


Рис. 508. Прием через детектор телеграфной точки и черточки.

В прежнее время, когда еще не умели получать незатухающие волны постоянной амплитуды и телеграфировали затухающими волнами, можно было обходиться и без прерывателя, потому что сами волны были прерывисты (см. рис. 437), и перерывы следовали друг за другом тоже приблизительно через одну тысячную долю секунды и давали соответственный звук в телефоне. По характеру этого звука можно было даже узнавать, какая именно станция телеграфирует. При незатухающих волнах это уже невозможно, зато при них достигается настройка приемной станции в унисон со станцией отправления, а это гораздо важнее.

На рис. 509 изображена общая схема приемной детекторной станции самого простого устройства.

С антенной *A* связан резонатор *CL*, который можно настраивать при помощи переменного конденсатора *C*. От конденсатора ответвлена цепь детектора *D* с телефоном *T*. Параллельно с телефоном установлен еще так называемый блокировочный конденсатор *B*. Его назначение состоит в том, чтобы проводить быстрые колебания детекторной цепи помимо телефона. Действительно, большая самоиндукция телефона своим большим кажущимся сопротивлением

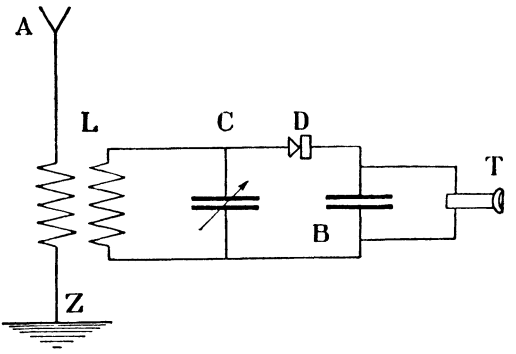


Рис. 509. Схема приемной детекторной станции.

служила бы для быстрых электрических колебаний препятствием, между тем как параллельно с телефоном включенная емкость B имеет тем меньшее кажущееся сопротивление, чем больше частота колебаний (см. стр. 358, **319**). Таким образом быстрые колебания не пойдут через обмотку телефона, а пройдут через блокировочный конденсатор, между тем как более медленные колебания, соответствующие звуковым, пойдут преимущественно в телефон. Это именно нам и требуется.

430. Гетеродинный прием депеш.—Другой, более употребительный в настоящее время способ получения *звука* при приеме депеш незатухающими волнами и притом без прерывателя был предложен Фессенденом (R. A. Fessenden). Для этого на станции приема устанавливается небольшой генератор незатухающих волн, который настраивается не совсем в унисон с колебаниями станции отправления. На приемный аппарат заставляют действовать оба колебания: и с принимаемой станции и местного генератора. В результате в приемном аппарате получается то, что в акустике называется *биениями*, т. е. получаются *колебания амплитуды* с частотой, равной разности обеих частот (как на рис. 507, *а*). Если подобрать местные колебания так, чтобы эта разность соответствовала хорошо слышимым звуковым колебаниям (например, 1 000 колебаний в секунду), то в детекторной цепи мы услышим звук и можем принимать депешу.

Заметим, что без детектора в этом случае мы бы ничего не услыхали. Действительно, ведь биение есть только иное выражение для результата *суммирования* двух колебаний, и если каждое из этих колебаний настолько часто, что недоступно нашему уху, то и сумма их тоже для нашего уха будет недоступна. Действие же детектора заключается в том, что он деформирует эту сумму двух колебаний своей *односторонней* электропроводностью и превращает биения, которые мы слышать не можем, в переменную амплитуду отклонения мембраны телефона. А так как эта перемена происходит с частотою, равною *разности* частот обоих электромагнитных колебаний, то в телефоне мы услышим звук.

Так, например, пусть необходимо принять волну в 3 000 метров, соответствующую 100 000 колебаний в секунду. Тогда мы можем на приемной станции наложить на эти колебания другие колебания в 101 000 или 99 000 колебаний; после выпрямления полученной силы тока детектором мы услышим в телефоне 1 000 колебаний в секунду (высокое до сопрано).

Гетеродинный прием имеет еще следующее достоинство. Предположим, что на наш приемник действует одновременно несколько станций, так мало отличающихся длиною волны, что путем резонанса

их не удается достаточно выделить. Пусть, например, на наш приемник действует три волны с 99 000, 100 000 и 101 000 колебаний в секунду, почти одинаковой амплитуды, и мы поставили местный генератор на колебания в 101 000. Тогда получим следующее: последнюю волну мы совсем не услышим, вторая волна даст звук в 1 000 колебаний, а первая — в 2 000 колебаний, т. е. на целую октаву выше. Такая разница в высоте звука легко различима, и при некотором навыке можно записывать депешу одной волны, не обращая внимания на другую. Таким образом гетеродинный прием дозволяет выделять даже то, чего не мог выделить резонанс.

431. Катодные лампы. — Мы перейдем теперь к описанию прибора, который приобрел в настоящее время в беспроволочной телеграфии и телефонии громадное значение. Это так называемая *катодная трубка*, или *катодная лампа*. Так как этот прибор имеет не только техническое, но и научное применение, то мы считаем необходимым остановиться на нем несколько подробнее.

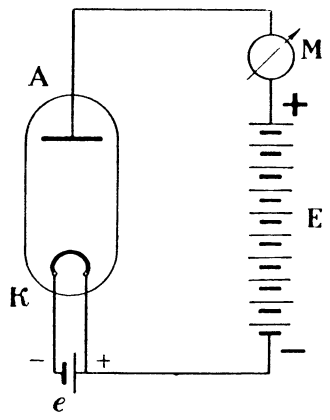


Рис. 510. Катодная лампа.

Представим себе стеклянную трубку (рис. 510), из которой возможно тщательно выкачан воздух. В трубку впаяны два электрода: A — анод и K — катод. Анод состоит из металлической пластинки, а катод сделан из тонкой вольфрамовой проволочки, которая поддерживается в раскаленном состоянии электрическим током от небольшой вспомогательной батареи e. E — батарея элементов в несколько десятков вольт, M — миллиамперметр.

Если давление газов в трубке менее одной миллионной атмосферы и катод холодный, то даже при разности потенциалов в несколько тысяч вольт мы не заметим в цепи никакого тока. Но если накалить проволоку K до 2 000°, то достаточно разности потенциалов в несколько десятков вольт, чтобы получить в цепи лампы электрический ток в несколько миллиампер. Характеристика этого прибора, т. е. зависимость силы тока от электродвижущей силы, имеет вид изображенной на рис. 511 кривой линии. Объясняется эта *характеристика* следующим образом.

При высоких температурах металлы обладают свойством испускать из себя отрицательное электричество, т. е. электроны, причем количество испускаемых электронов с единицы поверхности в единицу времени очень сильно возрастает с температурой. На этом основании

в катодных лампах и употребляются катодные проволочки из тугоплавкого металла — вольфрама, который, не плавясь и не испаряясь заметным образом, допускает нагревание до 2 500° и выше. Электроны вылетают из вольфрамовой проволочки с некоторою скоростью, благодаря которой они достигают анодной пластинки, входят в нее и образуют в цепи MAK электрический ток даже без батареи. Это обстоятельство отражается и на нашей характеристике тем, что при $E = 0$ сила тока не равна нулю, а имеет небольшую величину Oi. Впрочем, энергия вылетающих из раскаленной проволочки электронов настолько незначительна, что достаточно сообщить пластинке A небольшой отри-

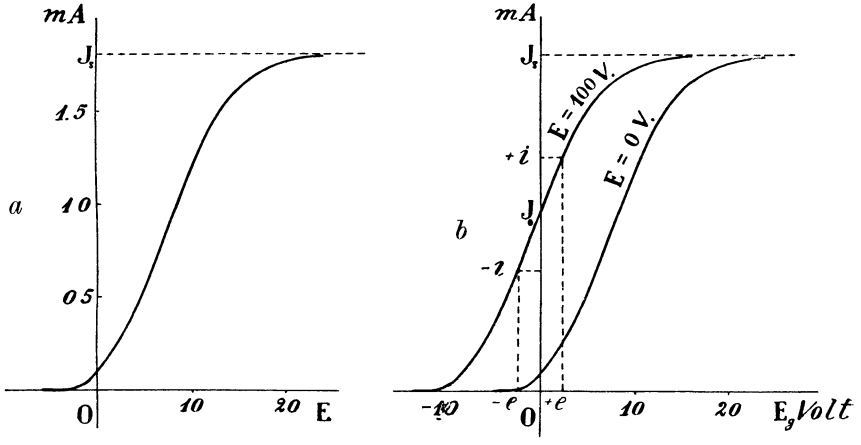


Рис. 511. Характеристика катодных ламп.

цательный заряд, чтобы остановить движение большинства электронов и погнать их назад к проволочке. Это мы видим и по характеристике. Уже при $E = -1$ вольту электрический ток в лампочке уменьшается в 150 раз, а при $E = -2$ вольтам он уменьшается даже в 2 000 раз. Поэтому мы можем при этих условиях считать его равным нулю.

При возрастании потенциала пластинки A сила тока быстро растет, приблизительно пропорционально $E^{\frac{1}{3}}$, но затем, достигнув некоторого максимума J_3, она перестает увеличиваться и остается почти постоянной, несмотря на увеличение электродвижущей силы батареи E. Этот максимальный ток называется *током насыщения*.

Явление насыщения объясняется тем, что проволочка при данной температуре может испускать в единицу времени только вполне определенное количество электронов, которое зависит от температуры ее каления и вовсе не зависит от разности потенциалов между анодом и катодом. Поэтому, когда электродвижущая сила делается настолько

сильною, что успевает вогнать все электроны, испускаемые проволочкой, в пластинку анода, то дальнейшее увеличение тока, за неимением необходимых для этого электронов в трубке, уже делается невозможным.

Величина тока насыщения, т. е. количество электронов, даваемых катодом, зависит от материала катода: она пропорциональна его поверхности S и очень сильно возрастает с температурой ϑ. По Ричардсону, ток насыщения можно представить формулой:

$$J_s = A \cdot S \cdot \sqrt{\vartheta} \cdot e^{\frac{B}{\vartheta}},$$

где коэффициенты A и B зависят от материала проволочки.

Для получения сильных токов выгодно повышать температуру каления проволочки как можно сильнее. Однако вместе с повышением температуры проволочка быстрее приходит в негодность, поэтому обыкновенно ограничиваются температурой около 2 260°, как и в лампочках накаливания, служащих для освещения; при этом продолжительность службы лампы оказывается около 1 000 часов. При 2 260° с каждого квадратного миллиметра поверхности вольфрамовой проволочки испускается электронов приблизительно на один миллиампер, т. е. одна тысячная кулона в секунду.

Выбирая соответственным образом размеры проволочки, можно получить в лампе токи насыщения, доходящие до одного ампера. Для еще более сильных токов приходится соединять несколько ламп параллельно.

Из формы характеристики катодной лампы прямо видно, что она может служить *выпрямителем* тока, а следовательно, может служить и *детектором* электромагнитных волн. Применение катодных ламп как детекторов в беспроволочной телеграфии было предложено впервые Флемингом (Fleming, 1905).

432. Катодная лампа с тремя электродами.—Де-Форест (Lee de Forest, 1907) в Америке и Либен (R. v. Lieben, 1911) в Германии прибавили к только что описанной лампе еще один электрод в виде решетки (рис. 512). Оказалось, что эта лампа с тремя электродами, в особенности после усовершенствований, сделанных Лэнгмюром (J. Langmuir) для выкачивания из подобных ламп воздуха и для освобождения металлических электродов от растворенных в них газов, получила самые разнообразные применения как в радиотехнике, так и в научных лабораториях.

Рассмотрим действие этой лампы по схеме рис. 512. Этот рисунок отличается от рис. 510 только тем, что между анодом и катодом по-

мещена решетка G. При таком расположении движение электронов, испускаемых раскаленным катодом K, будет происходит под влиянием *двух* анодов G и A. Решетку и анод A обыкновенно делают цилиндрической формы, причем оба цилиндра концентричны, а на их оси расположен катод.

Так как решетка G ближе к катоду K и даже немного закрывает собою анод A, то влияние этого последнего будет, вообще говоря, слабее, чем влияние решетки. В первом приближении мы можем действие обоих электродов G и A заменить одною эквивалентною разностью потенциалов относительно катода, равною

$$E_s = E_g + DE_a.$$

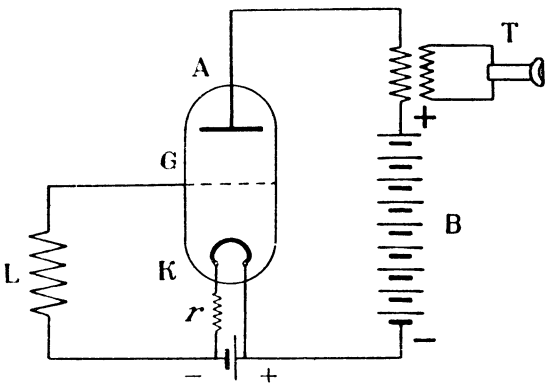


Рис. 512. Схема усилителя низкой частоты.

Здесь E_g — потенциал решетки G, E_a — потенциал пластинки A, а D — некоторый коэффициент, *меньший единицы*, который зависит от величины отверстий решетки и от относительного расположения электродов G и A.

Сила тока, проходящего через катод, будет теперь такою же функцией разности потенциалов E_s, какою она была в двухэлектродовой лампе для разности потенциалов E, и мы можем для этого тока нарисовать опять ту же характеристику (рис. 511, *а*):

$$J_s = f\ (E_s).$$

Электроны, выходящие из катодной проволочки K и образующие ток J_s, частью идут на решетку G, частью проходят сквозь нее и попадают на пластинку A; поэтому и ток J_s будет состоять тоже из двух частей — из тока решетки и тока пластинки:

$$J_s = J_g + J_a.$$

В дальнейшем нас будет интересовать главным образом зависимость силы тока J_a от потенциала решетки E_g, потому что потенциал пластинки большею частью при действии лампы оставляют постоянным. Далее, сила тока в решетке J_g в большинстве случаев бывает настолько

мала, что мы можем ею пренебречь по сравнению с силою тока пластинки J_a и, положив $J_s = J_a$, написать:

$$J_a = f\ (E_g + DE_a).$$

Из этой формулы мы видим, что если пластинка имеет тот же потенциал, что и катод, т. е. $E_a = 0$, то для силы тока J_a в зависимости от потенциала решетки мы получаем прежнюю характеристику лампы с *двумя* электродами, только теперь решетка G приняла на себя роль пластинки A, как это и следовало ожидать. Если же мы повысим потенциал пластинки на величину E_a, то, как это видно из нашей формулы, для величины силы тока J_a это равносильно повышению потенциала решетки на величину DE_a. Если эта величина DE_a остается постоянной, то мы можем для зависимости J_a от E_g пользоваться тою же характеристикою рис. 511, *а*, перенеся нулевую точку потенциалов E_g на величину DE_a вправо. Но мы можем, если желаем, поступить и иначе, а именно перенести всю характеристику влево на ту же величину DE_a, оставив нулевую точку потенциалов E_g на месте.

Таким образом, если мы имеем дело с какой-нибудь лампой с тремя электродами и уже определили форму ее характеристики при одном каком-либо потенциале пластинки, то мы можем пользоваться тою же характеристикою и при других потенциалах пластинки, только для каждого случая необходимо принимать нулевую точку потенциала решетки в различных точках оси OE, или, что то же самое, представлять себе всю характеристику сдвинутою влево на величину DE_a.

Впрочем, при более точных измерениях оказывается, что форма характеристики или коэффициент D в нашей формуле не совсем постоянны, а зависят от величины потенциала пластинки E_a; характеристика лампы при изменении величины E_a не только сдвигается, но и немного *деформируется*. Однако в первом приближении практики в большинстве случаев этим обстоятельством можно пренебречь.

433. Лампа как усилитель.— Соединим трехэлектродную лампу, как показано на рис. 512. Здесь L представляет собою источник весьма слабой электродвижущей силы; это может быть, например, вторичная катушка трансформатора, установленного в какой-либо телефонной сети. Батарею B мы подбираем так, чтобы нулевой потенциал решетки приходился посредине крутого подъема характеристики, где она почти прямая. Включим в цепь пластинки телефон T или непосредственно или при помощи трансформатора для того, чтобы постоянный ток батареи не попадал в телефон. Если теперь под влиянием источника L потенциал решетки будет колебаться в пределах $\pm e$, то

сила тока в цепи пластинки тоже будет колебаться в пределах $\pm i$ (рис. 511, *b*), и мы услышим в телефоне звук. Эти колебания тока $\pm i$ могут быть сделаны гораздо более сильными, чем колебания тока в телефонной линии, потому что энергия токов i берется не из линии, а из местной батареи приемной станции. Прибор этот называется *усилителем*. Если он служит для усиления телефонных токов, то его иногда называют усилителем низкой частоты. Степень усиления зависит от того, каково отношение

$$S = \frac{i}{e}$$

для данной лампы. Величина S называется *крутизной* характеристики лампы. Из этого описания мы видим, что действие катодного усилителя вполне аналогично действию телефонного реле (стр. 247, 225) Однако катодный усилитель имеет то преимущество, что соответственным подбором электродвижущей силы батареи E мы всегда можем передвинуть характеристику так, чтобы усилитель работал на почти *прямолинейной* ее части, вследствие чего все колебания линейного тока будут увеличены в цепи пластинки в одинаковом масштабе, и тембр звуков не будет искажаться в телефоне. В микрофонном реле этого достичь почти невозможно, потому что изменение сопротивления угольного порошка не пропорционально давлению звука на микрофонную пластинку.

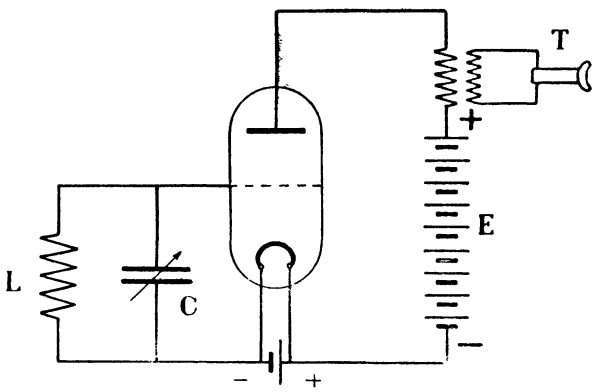


Рис. 513. Схема усилителя высокой частоты.

Если катушку L связать с приемной антенной беспроволочного телеграфа, то цепь решетки будет играть роль *выпрямителя* тока и *детектора* электромагнитных волн; но в то же самое время в цепи пластинки возникнут пульсации тока, гораздо более сильные. Таким образом трехэлектродная лампа может служить одновременно и *детектором* и *усилителем*.

Если нам необходимо усилить колебания *высокой частоты*, полученные с антенны, и притом только *одной определенной частоты*, то

у катушки связи необходимо поместить резонатор (рис. 513), подобрав его емкость C и самоиндукцию L так, чтобы он резонировал с теми колебаниями, которые мы хотим принять. Колебания резонатора будут вызывать в цепи пластинки усиленные колебания тока.

Для получения еще большего усиления можно установить несколько катодных ламп последовательно, связав индуктивно или емкостью анодную цепь каждой предыдущей лампы с цепью решетки последующей лампы. Однако на практике таким образом больше трех ламп не соединяют. Если каждая из ламп усиливает в 10 раз, то три лампы, соединенные последовательно, уже дают усиление в 1 000 раз.

При очень больших усилениях получается заметное искажение *формы кривой* усиливаемого переменного тока, потому что для больших изменений потенциала решетки $\pm e$ характеристику уже нельзя считать прямою (рис. 511, *b*). При беспроволочном телефоне искажение формы колебаний влечет за собою искажение речи и искажение *тембра* музыкальной передачи. Кроме того не нужно забывать, что, усиливая прием тех звуков, которые мы желаем слышать, мы в то же время усиливаем и нежелательные нам звуки, которые могут попасть в аппарат случайно из других источников или даже могут, как увидим ниже, возникнуть в самом аппарате.

Баркгаузену (H. Barkhausen) удавалось в лаборатории достигать увеличения токов даже в 10 000 раз. Однако подобные приборы, вследствие своей сложности, требуют особого навыка, и обращение с ними так же трудно, как с сильно увеличивающими микроскопами.

434. Цепь решетки. — Мы уже указывали выше, что для уничтожения тока через решетку достаточно сообщить ей потенциал в — 1 вольт относительно катода. Но катод в лампе состоит из проволочки, по которой течет ток, и, следовательно, различные его точки имеют различные потенциалы, причем падение потенциала вдоль проволочки может достигать трех вольт. Поэтому, если мы хотим совершенно уничтожить ток решетки, то должны держать ее потенциал на один вольт ниже *отрицательного* конца проволочки. Этого можно достичь, например, тем, что присоединить решетку к отрицательному полюсу нагревательной батареи, включив в сеть проволочки такое сопротивление r, чтобы падение потенциала в нем ri было равно одному вольту (рис. 512).

Иногда вместо этого отделяют решетку конденсатором C_1 (рис. 514); через этот конденсатор переменные потенциалы системы LC все же действуют на решетку. Решетка G, будучи изолирована конденсатором C_1, сама заряжается попадающими на нее электронами до потенциала около одного-двух вольт, после чего электроны уже более на нее попадать не могут. Однако, когда решетке сообщается через кон-

денсатор переменный потенциал, то, вследствие выпрямляющего действия катода и решетки, электрический ток через нее делается односторонним, и она заряжается еще более отрицательно. Чем больше амплитуда колебаний потенциала решетки, тем сильнее будет отрицательный заряд решетки, и это обеспечивает ее от обратного тока при положительных полупериодах колебаний. Но для того, чтобы во время покоя снова освободить решетку от излишнего отрицательного электричества, соединяют ее с положительным полюсом нагревательной

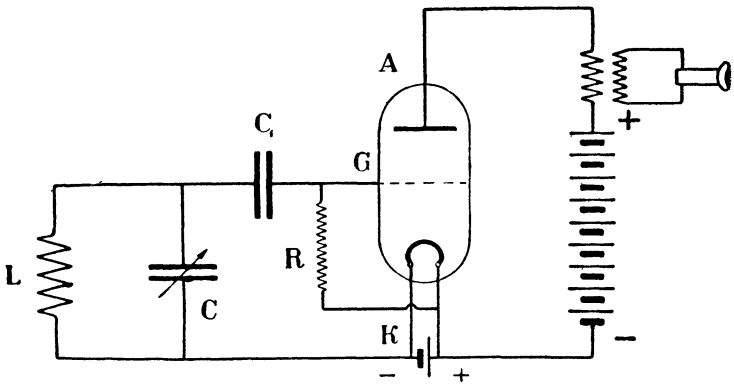


Рис. 514. Схема усилителя с изолированной решеткой.

батареи при помощи большого сопротивления R (рис. 514) величиною около 10 миллионов омов. Это сопротивление настолько велико, что не мешает работе решетки, которая остается достаточно изолированной.

435. Усилитель с обратной связью. — Можно еще увеличить действие катодного усилителя, если связать анодную цепь с цепью решетки, как это, например, показано на рис. 515. При таком расположении часть энергии анодной цепи передается в цепь решетки, а затем при помощи трехэлектродной лампы снова является в усиленном виде в анодной цепи. Таким образом при той же лампе мы можем достичь значительно большего усиления, чем без обратной связи. Само собою разумеется, что соединение полюсов трансформатора M с анодною цепью должно быть сделано так, чтобы связь M *усиливала*, а не ослабляла колебания системы LC. В случае усилителя высокой частоты, в котором установлен резонатор (как на рис. 515), обратная связь имеет еще и другое значение. Мы знаем, что кривая резонанса получается тем круче, чем потеря энергии в резонаторе меньше (ср. стр. 359, **320**). Но обратная связь может быть устроена именно такой силы, чтобы убыль энергии в резонаторе, происходящая от различных не-

избежных сопротивлений составляющих его проводников и от потери энергии вследствие утечки, как раз пополнялась из анодной цепи. При этом резонатор будет работать так, как будто в нем никаких потерь не происходит, и кривая его резонанса получится чрезвычайно острая; одновременно с этим выделение одной какой-либо электромагнитной волны из массы всевозможных волн, попадающих на антенну, может быть сделано более совершенно.

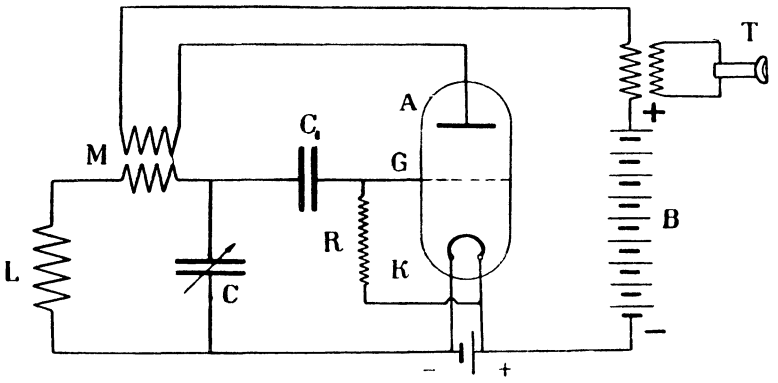


Рис. 515. Схема усилителя с обратной связью и генератора электрических колебаний.

436. Лампа как генератор электрических колебаний. — Если обратную связь в катодной лампе делать все сильнее и сильнее, то наступит, наконец, такой момент, когда из анодной цепи будет доставляться энергии столько же или даже немного более того, сколько ее тратится в резонаторе и цепи решетки. Тогда, раз начав колебаться от какого-либо толчка, например, при замыкании цепи анода, электричество в цепи решетки будет продолжать свои колебания, не переставая, пока действует анодная батарея. Мы получаем таким образом *генератор* незатухающих электрических колебаний.

В последнее время подобные генераторы большой частоты технически настолько усовершенствованы, что входят во всеобщее употребление и понемногу даже вытесняют другие генераторы большой частоты. Правда, мощность, получаемая в каждой катодной лампе, еще не особенно велика — всего несколько килоуатт, но на больших станциях уже оказалось возможным соединять несколько десятков таких ламп параллельно и достигать мощности электрических колебаний в несколько сот килоуатт, т. е. той же мощности, что и в альтернаторах большой частоты.

Иногда возникновение собственных колебаний лампы нежелательно, например, когда лампа служит усилителем с обратной связью. При

этом собственные колебания часто служат причиной различных шумов и писков в приемном телефоне. Для устранения этого нужно, очевидно, прежде всего уменьшить обратную связь. Однако иногда и это не помогает, потому что при высоких частотах емкость пластинки A относительно решетки уже служит значительной электрической связью анодной цепи с цепью решетки и эта связь может быть достаточна для возникновения колебаний. При нескольких усилителях и вообще при более сложных цепях могут возникнуть несколько собственных колебаний большой частоты, которые хотя сами по себе и не могут быть слышны в телефоне, но, действуя совместно, дают разностные колебания (см. гетеродин, стр. 509, **430**), которые становятся слышными в телефоне. Нахождение источников этих колебаний и устранение причин их возникновения требует иногда большой опытности.

В заключение заметим, что одна и та же лампа может служить одновременно и приемником и генератором; это употребляется при гетеродинном приеме депеш. Можно даже так расположить прибор, что одна и та же лампа, служа приемником и усилителем *большой* частоты, в то же время будет служить усилителем *низкой* частоты в цепи телефона. Вообще, в последнее время, когда приемники электромагнитных волн стали устанавливаться в большом количестве и в частных квартирах, было придумано громадное количество самых разнообразных схем этих приемников. Но изложеного нами выше совершенно достаточно для того, чтобы читатель мог сам разобраться в этих схемах.

437. Телефония. — Мы уже говорили о том, что для телефонной передачи пригодны только незатухающие колебания, потому что затухающие колебания своими перерывами мешали бы образованию телефонных звуков и производили бы нежелательные при разговорах шумы. Отличие в устройстве телеграфа и телефона при незатухающих колебаниях заключается лишь в том, что вместо телеграфного ключа Морзе, который замыкает и выключает ток, на станции отправления устанавливается микрофон. Звуковые колебания, попадая на микрофонную пластинку, изменяют сопротивление микрофона, а вместе с тем и амплитуду электрических колебаний, проходящих через него. Попадая затем в антенну приемного аппарата, эти колебания высокой частоты и *переменной амплитуды*, вроде тех, которые изображены у нас на рис. 507, *а*, превращаются когерером или катодной лампой в переменные токи *малой* частоты, которые слышны в телефон (*аудион*).

Как ни прост только что описанный принцип действия беспроволочного телефона, однако на практике для получения достаточно громкой и в то же время ясной передачи речи и для сохранения *тембра*

при передаче музыки приходится прибегать к целому ряду добавочных приспособлений.

Так, например, обыкновенный микрофон с его сравнительно большим сопротивлением невыгодно включать непосредственно в то место, где ставится ключ безпроволочной телеграфии; приходится пользоваться более сложными схемами соединений, с ответвлениями. Кроме того один микрофон не выдерживает сильных токов, и приходится устанавливать их несколько соединенных параллельно, но при этом необходимо обеспечить равномерную их нагрузку, и т. п.

В последнее время были изобретены микрофонные схемы следующего остроумного устройства. В цепи электрических колебаний устанавливают катушку самоиндукции (дроссель) с добавочной обмоткой для постоянного тока (см. стр. 384, **335**), в которую и включают микрофон. Звуковые колебания, попадая на пластинку микрофона, изменяют сопротивление и силу тока в добавочной обмотке и тем самым изменяют самоиндукцию и кажущееся сопротивление дросселя; одновременно с этим изменяется и амплитуда электрических колебаний в цепи антенны.

Если генератором служит катодная лампа, то обыкновенно цепь микрофона связывают индуктивно с цепью решетки генераторной лампы. Иногда при этом употребляют лампы с несколькими решетками.

При приеме большею частью употребляются усилители, в особенности если желают слушать разговор или музыку не обыкновенным ушным телефоном, а громкоговорящим телефоном, снабженным еще и рупором. Впрочем, при больших усилениях искажения тембра бывают неизбежны.

В заключение мы должны еще упомянуть о применении быстропеременных токов к устройству междугородного телефонного сообщения *по проволокам*. Опыт показал, что волны большой частоты можно пускать по существующим уже телеграфным и телефонным проводам без того, чтобы они мешали обыкновенному проволочному сообщению. При этом для телефонии волнами большой частоты достигается та выгода, что волна получает вполне определенное направление, а именно вдоль соединительной проволоки. Но этого мало: по одной и той же проволоке можно пустить одновременно несколько *различных* волн от различных генераторов, а затем у конца провода опять рассортировать эти колебания посредством резонанса. Таким путем оказывается возможным одновременно разговаривать нескольким парам абонентов по одному и тому же междугородному проводу без взаимной помехи. Этот способ применения телефонии высокой частоты входит все больше и больше в употребление.

438. Измерения. — Кроме обычных измерений, которые мы уже рассматривали в главе о переменных токах и электрических колебаниях, в радиотелеграфии и радиотелефонии играют большую роль измерения длины волны. Приборы, служащие для этой цели, носят название *волномеров.*

В принципе всякий волномер представляет собою не что иное как электрический *резонатор* с переменною емкостью и самоиндукцией, которые заранее проградуированы. На рис. 516 показана схема подобного волномера. Здесь C — переменная емкость, а L — катушка самоиндукции. Катушка L может служить также для связи с источником колебаний (например, с антенной); катушка U связана с каким-либо прибором для измерения силы переменного тока. У нас на рис. 516 катушка U соединена с тонкой проволочкой, заключенной в закрытый конец манометрической трубки. При возбуждении колебаний проволочка нагревается, воздух в трубке расширяется, и манометр показывает увеличение его давления (термометр Риса). В технике такой прибор употреблять не всегда удобно, и вместо манометра устанавливают какой-либо из гальванометров переменного тока, которые теперь приспособлены и для быстрых электрических колебаний (стр. 454, **394**), или, если наблюдение состоит только в определении максимума или минимума амплитуды колебаний, то можно ограничиться применением телефона с каким-нибудь детектором. Обыкновенно в приборах устанавливают только переменную емкость, проградуированную на длины волн при применении какой-нибудь одной неизменной катушки самоиндукции; но, кроме того, к прибору прилагается несколько катушек различной самоиндукции (см. рис. 517), которые могут быть тоже включены в волномер. Так как период колебаний и длина волны зависят от *произведения* из емкости и самоиндукции, то градуировка конденсатора, сделанная для контура с одной катушкой, остается в силе и при замене этой катушки другой, только все показания длин волн на шкале

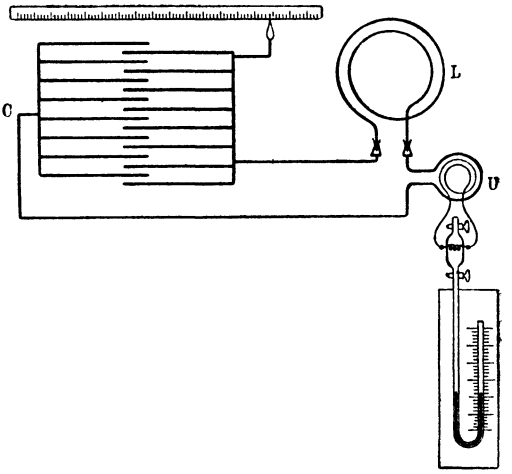


Рис. 516. Измерение периода электрических колебаний.

переменного конденсатора придется умножить на квадратный корень из отношения самоиндукций этих катушек. Действительно:

$$\lambda_1 = cT_1 = c2\pi\sqrt{L_1C}; \qquad \lambda_2 = cT_2 = c2\pi\sqrt{L_2C};$$

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}.$$

Переменная емкость устраивается обыкновенно из целой системы алюминиевых секторов (рис. 518), представляющих собою обкладки A и B конденсатора. При повороте ручки подвижные секторы B входят

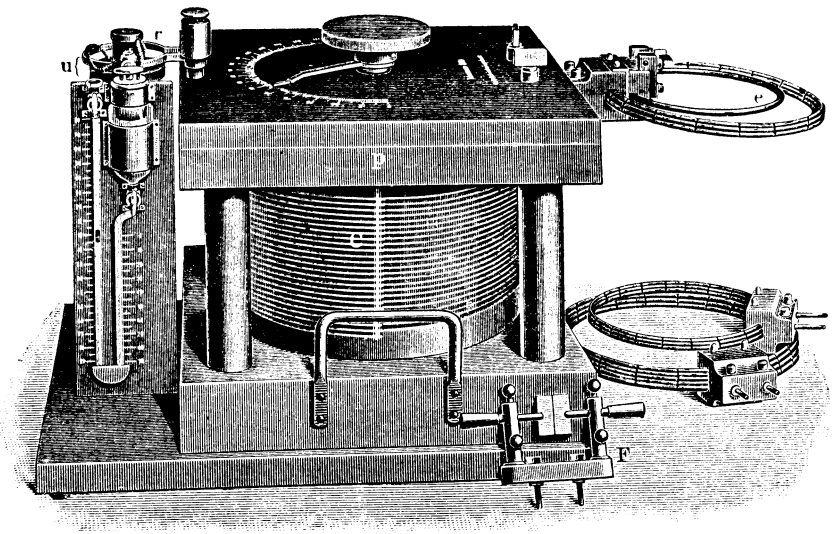


Рис. 517. Измеритель периода электрических колебаний.

в промежутки между неподвижными секторами A, не касаясь их, вследствие чего емкость конденсатора постепенно и непрерывно увеличивается. Стрелка, соединенная с ручкой (рис. 517), указывает соответственное деление проградуированной шкалы.

Вместо нескольких отдельных катушек самоиндукции можно устроить и одну катушку *переменной* самоиндукции, сделав одну часть этой катушки подвижною относительно другой. У нас на рис. 519 обе части такой катушки устроены повертывающимися друг относительно друга; самоиндукция этой системы будет зависеть от угла поворота катушек друг относительно друга. Помещенная на крышке шкала с делениями может быть также заранее проградуирована, как и шкала переменного конденсатора.

Если катушки A и B (рис. 519) присоединить к двум *различным* цепям, то этот прибор может служить и для устройства переменной магнитной связи между этими двумя цепями.

Связав вышеописанный волномер с источником волн и установив конденсатор на *максимум* приема данных колебаний, т. е. на *резонанс*, мы можем по его шкале — непосредственно или после соответствующего пересчета — определить длину волны принимаемых колебаний.

В том случае, если исследуемые волны обладают затуханием, бывает важно, кроме длины волны, определить также и затухание (декремент). В таком случае применение детектора бывает недостаточно,

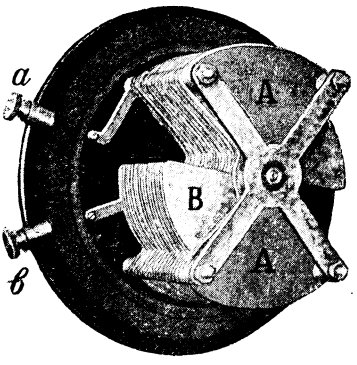


Рис. 518. Переменная емкость.

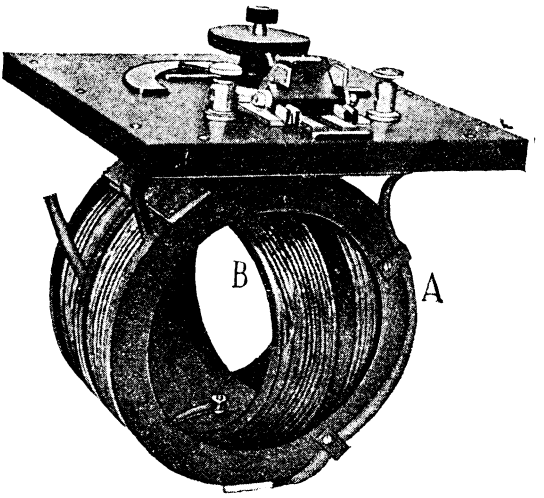


Рис. 519. Переменная самоиндукция.

а необходимы *измерительные* приборы, как, например, гальванометр с термоэлементом и т. п. Наблюдая показания гальванометра при различном периоде собственных колебаний измерителя, вычерчивают всю кривую резонанса (стр. 359, рис. 341). Наибольшая высота этой кривой будет соответствовать искомому периоду колебаний, а бóльшая или меньшая пологость кривой даст возможность судить о большем или меньшем затухании этих колебаний. При этом необходимо принять во внимание, что пологость кривой зависит также и от степени поглощения энергии в самом измерительном приборе, т. е. от степени затухания *собственных* колебаний резонатора.

Имея под рукой хорошо проградуированные емкости и самоиндукции, приспособленные для токов большой частоты, мы имеем возможность определять и другие неизвестные нам емкости и самоиндукции. Проще всего это делается следующим образом.

Включаем интересующую нас емкость в цепь генератора электрических колебаний, например в цепь катодной лампы, и определяем волномером длину получающейся при этом волны. Затем заменяем неизвестную емкость переменною и проградуированною емкостью и меняем ее до тех пор, пока не получим ту же длину волны, как и с неизвестной емкостью. При одной и той же самоиндукции, очевидно, и емкости должны быть одинаковыми. Аналогичным образом поступаем и для определения величины неизвестной самоиндукции. Этот способ напоминает собою способ подстановки (стр. 142, **131**), который употребляется для определения сопротивления постоянным током.

При всех подобных измерениях не нужно забывать, что, чем больше частота тех электрических колебаний, которыми мы пользуемся при измерениях, тем большее влияние оказывают даже *малые емкости*. Эти малые емкости вовсе не должны иметь вид настоящих конденсаторов, а они могут образоваться в катушках самоиндукции (см. стр. 464, **399**) или даже между соединительными проводами. Чтобы избежать могущих произойти от этого ошибок, необходимо вообще стараться располагать проводники с значительными разностями потенциалов как можно дальше друг от друга. За более детальными указаниями отсылаем читателя к специальным руководствам по измерениям.

439. Распространение радиоволн. — Уже при описании первоначального телеграфа Маркони мы указали, что электромагнитные волны распространяются от симметричной антенны во все стороны одинаково, а потому их амплитуды должны убывать с расстоянием: амплитуды волн должны быть обратно пропорциональны расстоянию от антенны (стр. 483, **415**). Однако многочисленные опыты — в особенности опыты Аустина (L. W. Austin) — показали, что амплитуда волн убывает несколько сильнее, и притом так, как будто часть энергии волн постепенно теряется в пути. Это убывание можно охарактеризовать добавочным множителем

$$e^{-0{,}015\frac{R}{\sqrt{\lambda}}}$$

где длина волны λ и расстояние R выражены в метрах.

Потеря энергии электромагнитных волн при беспрепятственном их распространении может происходить только в среде, обладающей некоторою электропроводностью (стр. 476, **410**). Атмосферный воздух в нормальном состоянии представляет собою хороший изолятор, но под влиянием различных причин он может приобрести некоторую, хотя и чрезвычайно малую, электропроводность (см. стр. 634, **523**). Маркони обратил внимание на то, что в тех районах земной поверхности,

где происходит переход от дня к ночи или, наоборот, от ночи к дню, правильное распространение электромагнитных волн нарушается и прием депеш через такие районы иногда затрудняется. Очевидно, что это явление находится в связи с действием света на электропроводность воздуха.

Электромагнитные волны, распространяясь по электропроводной поверхности, тоже должны терять часть своей энергии (ср. стр. 476, **410**), но, с другой стороны, такие поверхности обладают *направляющим* действием подобно металлическим проволокам. Замечательно, что радиоволны распространяются вдоль поверхности земного шара, несмотря на ее кривизну. Это позволяет разговаривать по беспроволочному телеграфу даже с антиподами.

Атмосферные разряды, в большинстве случаев даже совсем не сопровождающиеся молниями, тем не менее дают себя знать при приеме депеш: они производят шумы и трески в приемном телефоне.

Электромагнитные волны, встречая на своем пути вдоль поверхности земли скалы, горы и т. п. среды различной диэлектрической постоянной и различной электропроводности, могут образовать явления *отражения*, *преломления* и *дифракции*, как лучи света. Эти явления бывают иногда причиной того, что прием депеш даже на сравнительно близких расстояниях делается затруднительным, между тем как на более далеких расстояниях депеши принимаются без особых затруднений. Все эти явления ослабляются вместе с увеличением длины электромагнитной волны. Несмотря на это в самое последнее время стали применять для телеграфирования очень короткие волны — всего в несколько десятков метров, причем удается принимать депеши даже через Атлантический океан. О применении коротких волн с зеркалами Герца при побережной морской службе мы уже говорили выше. В этих случаях электропроводность морской воды служит благоприятным фактором.

Свойство электромагнитных волн распространяться от антенны *во все стороны*, которое вначале казалось некоторым неудобством, при дальнейшем развитии, напротив того, оказалось в высшей степени удобным. Благодаря этому свойству в настоящее время каждый из нас имеет возможность, установив небольшую и сравнительно дешевую приемную станцию, принимать депеши и слушать музыку из самых отдаленных городов земного шара. Из многочисленных применений этого основного свойства радиосвязи — *не иметь определенного направления* — мы упомянем только о следующем.

Эйфелева башня в Париже и радиостанция Кенигвустергаузен близ Берлина посылают ежедневно сведения о состоянии погоды в различ-

ных частях земного шара; кроме того Эйфелева башня и радиостанция Науэн посылают несколько раз в день, и притом в определенные часы, особые условные знаки, служащие для проверки часов.

V. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ СВЕТА

440. Электромагнитная гипотеза света.— Ввиду того полного сходства, которое было обнаружено теорией между законами распространения, отражения и преломления электромагнитных волн с соответственными законами для световых волн, Максвелл сделал чрезвычайно смелую гипотезу, что *свет по существу своему одинаков с электромагнитными волнами*. Мы видели, как блестяще были подтверждены все теоретические выводы Максвелла на опытах Герца с *электромагнитными* волнами; теперь нам необходимо проследить, насколько теория Максвелла приложима к известным нам *оптическим* явлениям.

Первое следствие из теории Максвелла, что электромагнитные волны, а следовательно, и волны света, должны распространяться в мировом эфире со скоростью $c = 3 \cdot 10^{10}$ $\frac{см}{сек}$, как известно, соответствует действительности; более того, именно это совпадение величины c, определяемой чисто электрическими измерениями (стр. 295, **272**), с величиною скорости света в эфире и послужило главным толчком к дальнейшей разработке Максвеллом его теории.

Далее, как известно, свет представляет собою *поперечные* волны, что доказывается возможностью получить поляризованный свет, т. е. такой, в котором колебания происходят параллельно некоторой одной *плоскости*, проведенной через луч; плоскость, перпендикулярная к плоскости колебаний луча и тоже проведенная через луч, называется *плоскостью поляризации*. В электромагнитных волнах мы тоже имеем *поперечные* колебания, ибо как электрическое, так и магнитное поле перпендикулярны к направлению распространения волн, т. е. к лучу (стр. 491, рис. 492). В поляризованных электромагнитных волнах, испускаемых, например, вибратором Герца, мы тоже имеем две взаимно перпендикулярных плоскости, проведенных через луч, причем параллельно одной из этих плоскостей направлено *электрическое* поле, параллельно другой — поле *магнитное*. Некоторые фото-электрические явления, а также и опыты Винера со стоячими световыми волнами, приводят нас к заключению, что та плоскость, которую мы в световом луче привыкли называть *плоскостью* световых *колебаний*, есть не что иное как плоскость *электрического поля*, тогда как *плоскость поляризации* содержит в себе *поле магнитное*.

Таким образом свет, по гипотезе Максвелла, состоит из переменных электрических и магнитных полей, а энергия, несомая светом, состоит из энергий его электрического и магнитного полей.

Для того, чтобы имет понятие о величине напряжения этих полей, сделаем следующий подсчет. Солнечный луч дает нам на каждый $см^2$ земной поверхности около трех малых калорий в минуту. Это составляет на каждый $см^2$

$$U = \frac{3}{60} \cdot 4{,}18 \cdot 10^7 = 0{,}21 \cdot 10^7 \frac{эрг}{сек}.$$

Но в секунду свет успевает пройти $c = 3 \cdot 10^{10}$ *см*; следовательно, ежесекундно приносимая нам лучом света энергия заключается в объеме, имеющем площадь основания 1 $см^2$ и длину $3 \cdot 10^{10}$ *см*, т. е. в объеме $3 \cdot 10^{10}$ $см^3$. Плотность этой энергии

$$W = \frac{0{,}21 \cdot 10^7}{3 \cdot 10^{10}} = 0{,}7 \cdot 10^{-4} \frac{эрг}{см^3}.$$

Половина этой энергии электрическая, другая половина магнитная; из формулы (стр. 315, **289**)

$$\frac{\varepsilon E^2}{4\pi} = \frac{\mu M^2}{4\pi} = 0{,}7 \cdot 10^{-4} \frac{эрг}{см^3},$$

приняв $\varepsilon = \mu = 1$, мы можем определить напряжение электрического и магнитного поля в солнечном луче. Для магнитного поля получаем около

$$M = 0{,}03 \text{ гаусс}.$$

Как видим, магнитное поле света приблизительно в 15 раз слабее магнитного поля земли и в миллионы раз слабее поля наших современных электромагнитов.

Не нужно, конечно, забывать, что как электрическое, так и магнитное поле света суть величины, быстро меняющиеся со временем, то же самое относится и к энергии света. Приведенная выше величина U представляет собою лишь *среднее* значение потока световой энергии. Поэтому вычисленная нами величина напряжения магнитного поля света есть не что иное как *эффективное* его значение (стр. 363, **323**); максимальное же напряжение будет в $\sqrt{2}$ раза больше.

Заметим еще, что до Максвелла на световые явления смотрели как на волнообразное движение частиц эфира, причем половина энергии этого движения обусловливалась его упругостью и называлась *потенциальной энергией*, другая же половина, — а именно живая сила частиц

эфира, — называлась *кинетической энергией*. В воззрении Максвелла потенциальная и кинетическая энергии заменены энергиями электрического и магнитного поля.

441. Преломление света.—Если свет действительно электромагнитное явление, как это следует из теории Максвелла, то показатель преломления данного вещества для света должен определяться из его диэлектрической и магнитной постоянной: по формуле Максвелла

$$\nu = \sqrt{\varepsilon\mu}.$$

Этот закон в общем подтверждается на опыте, но, очевидно, он не может применяться во всех случаях. Дело в том, что показатель преломления какого-либо вещества не есть величина постоянная, а меняется с длиною световой волны, между тем в закон Максвелла длина электромагнитной волны совершенно не входит. Другими словами, закон Максвелла не в состоянии объяснить различную преломляемость лучей различного цвета, т. е. светорассеяние, или *дисперсию света*. Для объяснения дисперсии необходимо, как увидим ниже, усовершенствовать теорию Максвелла, введя в нее дополнение в виде теории электронов.

Тем не менее закон Максвелла для многих тел, в особенности для тел со слабою дисперсиею, как, например, для газов, подтверждается на опыте.

Принимая во внимание, что для большинства тел $\mu = 1$ и, следовательно, $\nu = \sqrt{\varepsilon}$, получим для показателя преломления *желтого света* следующую табличку:

Водород	$\nu = 1{,}000\,138$	$\sqrt{\varepsilon} = 1\,000\,132$
Воздух	1,000 294	1,000 295
Углекислота . . .	1,000 449	1,000 473
Керосин	1,39	1,4.

Как видим, здесь закон Максвелла подтверждается. Напротив того, для следующих тел этот простой закон осложняется явлением дисперсии:

Алкоголь	$\nu = 1{,}36$	$\sqrt{\varepsilon} = 5$
Вода	1,33	9.

Во всяком случае для электромагнитных волн в несколько метров длиною, как это мы видели на опытах Кона и Аронса (стр. 475, **469**), закон Максвелла остается в силе.

442. Поглощение света.— Мы видели (стр. 476, **410**), что проводники поглощают электромагнитные волны; поэтому, основываясь на теории

Максвелла, мы должны ожидать, что все проводники должны поглощать и свет, т. е. быть непрозрачными для света; наоборот, все изоляторы должны быть прозрачными.

Это следствие действительно подтверждается на металлах, которые, как известно, хорошо проводят электричество и в то же время непрозрачны для света. Наоборот, стекло, керосин суть хорошие изоляторы и прозрачны.

Но, с другой стороны, эбонит — прекрасный изолятор, но в то же время не прозрачен, а раствор серной кислоты, хотя и проводник, но хорошо пропускает свет.

Все эти разногласия теории Максвелла с опытом обусловливаются зависимостью поглощения света от длины волны: так, например, известно, что некоторые цветные стекла пропускают красные лучи, а поглощают лучи зеленые. Это явление зависимости поглощения от длины волны, или, как его называют, *избирательное поглощение*, так же, как и явление дисперсии, не входит в круг объяснения теории Максвелла. Для того, чтобы объяснить избирательное поглощение. необходимо дополнить теорию Максвелла еще теорией электронов.

Далее, все металлы как проводники должны отражать свет, и мы должны иметь возможность определять коэффициенты их отражения, зная их электропроводность. Это следствие было подтверждено на опыте Рубенсом самым блестящим образом, и притом не только с качественной, но и с количественной стороны. Однако и здесь согласие с опытом ограничивается более длинными инфракрасными волнами.

443. Давление света.—Необходимо упомянуть здесь еще об одном следствии, которое было выведено Максвеллом из его теории, а именно: Максвелл пришел к заключению, что свет должен производить давление на отражающую или преломляющую поверхность, поставленную на его пути. Это следствие вытекает непосредственно из того обстоятельства, что луч света всегда перпендикулярен (стр. 491, рис. 492) к электрическим и магнитным линиям сил, его составляющим, а мы знаем (стр. 299, **277**), что перпендикулярно к этим линиям должно существовать в поле определенное давление. Несколько примеров этого давления электрического и магнитного поля мы разобрали в главе V, и, кроме того, пример такого же давления переменного электромагнитного поля мы имеем в известных опытах Э. Томсона (стр. 375, рис. 345).

Мы легко можем подсчитать величину этого давления, например для луча солнца. Давление это всегда равно плотности электромагнитной энергии; так как световой луч представляет собою *переменное* электрическое и магнитное поле, то плотность энергии его электрома-

гнитного поля, а также и производимое давление будут тоже переменными; поэтому для определения *эффективного* давления нам необходимо, как и в опытах Э. Томсона, взять среднюю его величину.

Среднюю плотность энергии в солнечном луче мы вычислили выше в $0{,}7 \cdot 10^{-4}$ *эрг* в *см*^{3}. Следовательно, среднее давление солнечного луча на поставленную на его пути плоскость будет равно $0{,}7 \cdot 10^{-4}$ *дин* на *см*^{2}, что составляет около миллиграмма на квадратный метр. Существование этого давления было обнаружено на опыте П. Лебедевым, Никольсом и Гулем. Таким образом и это предсказание Максвелла подтвердилось на опыте.

Вычисление давления световых лучей в различных частных случаях необходимо делать совершенно так же, как мы вычисляли давление в тех примерах, которые приведены нами в главе V, а именно, для вычисления *действующего* на какую-либо поверхность давления необходимо брать *разность* плотностей электромагнитной энергии с одной и с другой стороны поверхности (ср. стр. 299, **277**).

Положим, например, что свет с плотностью энергии, равной W, падает нормально на зачерненную пластинку, которая поглощает все лучи, превращая их в теплоту. В этом случае с внутренней стороны поверхности электромагнитная энергия равна нулю, ибо она превратилась в тепловое движение частиц зачерненной пластинки, и давление снаружи равно W.

Если данная пластинка имеет зеркальную поверхность и целиком отражает луч света, ничего не поглощая, то внутри пластинки опять имеем давление, равное нулю, тогда как снаружи энергия падающего и отраженного луча образует давление $2W$. Как видим, на зеркальную поверхность давление света (и вообще электромагнитных волн) вдвое больше, чем на зачерненную (поглощающую волны) пластинку.

Очевидно, в пластинке, которая частью отражает свет и частью пропускает или поглощает его, мы имеем промежуточный случай.

Наконец, если данная среда, как, например, газы, почти не отражает света, но поглощает его, и если в данном слое газа поглощается часть α всей падающей световой энергии, то и давление лучей на этот слой газа будет равно αW.

Между прочим давлением света на газы объясняется в настоящее время отталкивательное действие солнечных лучей на кометные хвосты.

444. Таблица электромагнитных волн.—В заключение этой главы приводим нижеследующую таблицу, где указаны длины различных электромагнитных волн, которые доступны в настоящее время наблюдению. Здесь ν означает число периодов в секунду, а λ — длину волны в воздухе.

Таблица электромагнитных волн

	Наименование	ν число колебаний в секунду	λ длина волны
Электрические волны	Постоянный ток	0	∞
	Переменный ток	$5 \cdot 10$	$6 \cdot 10^8$ *см*, 6 000 километров.
	Телефонные токи низких звуков	$5 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^7$ *см*, 600 »
	Телефонные токи высоких звуков	$5 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^6$ *см*, 60 »
	Радиоволны длинные	$5 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^5$ *см*, 6 »
	Радиоволны короткие	$5 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^3$ *см*, 60 *м*
	Волны Гертца	$5 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10$ *см*, 60 *см*
	Волны Лебедева	$5 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^{-1}$ *см*, 6 *мм*
	Волны Никольса и Тира	$5 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{-2}$ *см*, 0,6 *мм*
Лучеиспускание атомов	Лучи Рубенса и Никольса	$5 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{-3}$ *см*, 60 μ
	Инфракрасные лучи	$5 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{-4}$ *см*, 6 μ
	Желтые лучи	$5 \cdot 14^{14}$	$6 \cdot 10^{-5}$ *см*, 0,6 μ
	Ультрафиолетовые лучи	$5 \cdot 10^{15}$	$6 \cdot 10^{-6}$ *см*, 60 $\mu\mu$
	Мягкие лучи Рентгена	$5 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{-7}$ *см*, 6 $\mu\mu$
	Жесткие лучи Рентгена	$5 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{-9}$ *см*, 60 $\mu\mu\mu$
	Гамма-лучи	$5 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{-10}$ *см*, 6 $\mu\mu\mu$

Приведенные в этой таблице данные округлены для большей наглядности. Но мы можем к этому прибавить еще следующее:

1) звуковые колебания, которые наше ухо способно слышать, заключаются в пределах от 10 до 10 000 колебаний в секунду; однако звуки, употребляемые в музыке, а также те звуки, которые необходимы как обертоны для характеристики тембра речи при разговорах по телефону, имеют не более 4 000 колебаний в секунду. При помощи так называемого галтонова свистка мы можем получить воздушные колебания с частотою в 50 000 и с длиною волны в воздухе всего в 0,6 *мм*, но подобные колебания воздуха мы уже слышать не можем;

2) скорость звука в воздухе равна 300 метрам в секунду $\left(\text{точнее} — 330{,}7 \frac{м}{сек}\right)$, а скорость света в пустоте равна 300 000 *км* в секунду. Поэтому длины электромагнитных волн при том же числе колебаний будут приблизительно в миллион (10^6) раз больше, чем длины звуковых волн в воздухе;

3) длинные волны беспроволочной телеграфии доходят иногда до 20 *км*;

4) самые короткие электромагнитные *незатухающие* волны, которые удалось до настоящего времени воспроизвести при помощи катодных ламп, имеют длину около одного метра. Лебедев экспериментировал с *затухающими* волнами и наблюдал при $\lambda = 6$ *мм* двойное преломление в кристаллах серы. Затем Лампа получал волны в 4 *мм*, Баер — в 2 *мм*, и, наконец, Никольс, Тир, Мёбиус доходили до волн в 0,1 *мм*; несмотря на чрезвычайно малую энергию этих волн, им удалось наблюдать их интерференцию;

5) с другой стороны, Рубенс открыл в спектре паров ртути, заключающихся в кварцевой лампе, инфракрасные лучи с длиною волны в 0,3 *мм*. Таким образом доступные нашему наблюдению электромагнитные и тепловые волны и по размерам своим мало отличаются друг от друга;

6) *видимый* нами спектр лучей имеет границы в красном с длиною волны 0,8 μ и в фиолетовом с длиною волны 0,4 μ;

7) между крайними ультрафиолетовыми лучами и длинными лучами Рентгена имеется промежуток, нелегко доступный наблюдению; однако в настоящее время Милликэн дошел уже до ультрафиолетовых волн длиною $3{,}6 \cdot 10^{-6} = 36$ $\mu\mu$, а с другой стороны, мы имеем возможность наблюдать лучи Рентгена с длиною волны в 30 $\mu\mu$;

8) в нашей таблице μ означает единицу длины *микрон*, которая равна одной тысячной доле миллиметра. Каждая последующая буква μ уменьшает единицу длины еще в 1 000 раз. Так, например:

$$\mu = 10^{-3}\ мм = 10^{-4}\ см.$$
$$\mu\mu = 10^{-3}\ \mu = 10^{-7}\ см.$$
$$\mu\mu\mu = 10^{-3}\ \mu\mu = 10^{-10}\ см.$$

Кроме того в спектроскопии употребительны единицы:

Ангстрёма . . . . $\mathring{A} = 10^{-8}$ *см.*
Зигбана . . . . . $X = 10^{-11}$ *см.*

ЭЛЕКТРОНЫ

ЭЛЕКТРОЛИТЫ

I. ВВЕДЕНИЕ

445. Атомный и молекулярный вес.— Прежде чем приступить к изложению основных электрохимических явлений, мы считаем полезным напомнить читателю некоторые химические термины, которыми мы будем пользоваться в дальнейшем.

Атомным весом химического элемента называется отношение веса его атомов к весу атома водорода. Так, например, атомный вес кислорода равен 15,9, потому что атом кислорода в 15,9 раз тяжелее атома водорода. Впрочем, необходимо заметить, что гораздо точнее из непосредственного опыта определяются отношения атомных весов различных элементов к атомному весу кислорода, чем по отношению к водороду; поэтому в настоящее время считают более практичным принять атомный вес кислорода равным 16; тогда атомный вес водорода оказывается равным $H = 1{,}008$.

Подобным же образом установлено понятие *молекулярного веса*. Как известно, атомы, соединяясь друг с другом, образуют молекулы более или менее сложного состава. Молекулярный вес, очевидно, равен сумме атомных весов атомов, которые составляют данную молекулу.

Если молекула состоит из одного атома, как, например, молекула паров ртути $Hg = 200$, то, очевидно, молекулярный вес равен атомному весу.

Молекулы водорода и кислорода при обыкновенной температуре в газообразном состоянии состоят из двух атомов; поэтому молекулярный вес водорода будет $H_2 = 2{,}016$, а кислорода $O_2 = 32$.

Молекулярный вес поваренной соли NaCl равен $23{,}05 + 35{,}45 = 58{,}5$; молекулярный вес серной кислоты H_2SO_4 равен $2 \cdot 1{,}01 + 32{,}07 + 4 \times 16 = 98{,}09$.

446. Валентность.— *Химическими эквивалентами* называются весовые отношения, в которых различные элементы замещают друг друга в химических соединениях; при этом опять химический эквивалент водорода принимается равным 1,008.

Если данный элемент замещает один атом водорода, то он называется *одновалентным*.

Так, например, один атом натрия в поваренной соли NaCl замещает один атом водорода соляной кислоты HCl; точно так же два атома Na в глауберовой соли Na_2SO_4 заместили два атома водорода

серной кислоты H_2SO_4; как в том, так и в другом случае натрий одновалентен.

Легко сообразить, что *химический эквивалент одновалентного вещества равен его атомному весу.*

Нечто иное мы имеем в медном купоросе $CuSO_4$, где *один* атом меди заместил *два* атома водорода серной кислоты H_2SO_4. Здесь медь *двухвалентна*. Если атомный вес меди 63,6, т. е. если *один* атом меди тяжелее *одного* атома водорода в 63,6 раза, то, очевидно, что один атом меди тяжелее двух атомов водорода в $\frac{63,6}{2} = 31,8$ раза; значит, химический эквивалент меди в медном купоросе равен 31,8.

Вообще, *химический эквивалент n-валентного вещества в n раз меньше его атомного веса.*

Валентность одного и того же вещества в различных его соединениях может быть различна, как это видно, например, из сопоставления формул хлористого и хлорного железа $FeCl_2$ и $FeCl_3$ с формулой соляной кислоты HCl.

447. Грамм-атом, -молекула, -эквивалент.— Если взять какое-либо вещество в таком количестве, чтобы число граммов его равнялось атомному весу, то такое количество вещества носит название одного *грамм-атома.*

Грамм-атом водорода будет заключать в себе 1,008 *г*, грамм-атом кислорода — 16 *г* и т. д.

Обозначим вес атома водорода через m_1 и число этих атомов, составляющих один грамм-атом, через N_1; тогда можем написать: для водорода

$$N_1 m_1 = 1,008 \text{ г}$$

и соответственно с этим для кислорода

$$N_2 m_2 = 16 \text{ г}.$$

Но так как веса атомов m_1 и m_2 элементов относятся как их атомные веса, 1,008 и 16, то мы приходим к заключению, что

$$N_1 = N_2.$$

Другими словами: *в грамм-атоме любого вещества заключается всегда одно и то же число атомов.*

Это число впервые определено Лошмидтом на основании кинетической теории газов, и в настоящее время на основании более точных опытов можно принять, что число атомов в одном грамм-атоме

$$N = 60,6 \cdot 10^{22}.$$

Грамм-молекулой называется число граммов данного вещества, равное его молекулярному весу; грамм-молекула водорода весит 2,016 *г*, грамм-молекула ртути — 200 *г*.

Если каждая молекула составлена из n одинаковых атомов, то грамм-молекула будет весит в n раз больше, чем грамм-атом.

Грамм-молекула иногда обозначается знаком *Mol*.

Подобным же образом *грамм-эквивалент* вещества содержит в себе число граммов, равное его химическому эквиваленту; грамм-эквивалент водорода будет — 1,008 *г*, грамм-эквивалент меди — 31,8 *г*.

Легко видеть, что в одной грамм-молекуле *любого вещества* заключается $N = 60{,}6 \cdot 10^{22}$ молекул, т. е. столько же молекул, сколько атомов в грамм-атоме.

448. Закон Бойля-Мариотта — Гей-Люссака.— Наиболее простые физико-химические законы наблюдаются тогда, когда вещество находится в газообразном состоянии, и законы эти тем проще, чем дальше данное вещество от сжижения. Это обстоятельство объясняется тем, что в газообразном состоянии отдельные молекулы находятся на сравнительно далеком расстоянии друг от друга, и, если даже при своем движении они встречают друг друга, тем не менее то время, в течение которого они могут действовать друг на друга молекулярными силами, ничтожно по сравнению с тем временем, которое они употребляют на переход от одной такой встречи к следующей. Как известно, для таких *идеальных* газов установлен Бойлем-Мариоттом и Гей-Люссаком закон, который связывает давление p, объем v и температуру t газа следующею формулой:

$$\frac{pv}{1+\alpha t} = C,$$

где $\alpha = \frac{1}{273}$ есть коэффициент расширения газов, а C — постоянная для данной массы газа величина.

Если вместо температуры t по шкале Цельсия ввести *абсолютную температуру* $\vartheta = t + 273$, то формула примет вид:

$$pv = R\vartheta;$$

здесь R — опять постоянная величина, но уже в 273 раза меньшая, чем C.

Численное значение величины R зависит от того, сколько газа мы взяли. Так, например, если взять одну грамм-молекулу водорода (2,016 *г*) и заключить ее в объем одного литра при абсолютной температуре $\vartheta = 273°$ (т. е. при 0° Цельсия), то опыт показывает, что давление водорода оказывается равным $p = 22{,}41$ атмосферы.

Подставляя эти данные в формулу Бойля-Мариотта, получаем:

$$22{,}41 \cdot 1 = R \cdot 273 \ л \cdot атм,$$

откуда

$$R = 0{,}0821 \ л \cdot атм.$$

449. Гипотеза Авогадро. — Простые соотношения, которые были найдены между объемами газов до их химического соединения и после него, привели Авогадро к гипотезе, что *в одинаковых объемах различных газов, находящихся при одинаковых температурах и давлениях, находится одинаковое число молекул*. Само собою разумеется, что мы не можем проверить справедливость гипотезы Авогадро непосредственным счетом газовых молекул; тем не менее все следствия, которые были выведены из этой гипотезы, оправдались на опыте.

Приняв во внимание, что в грамм-молекуле любого вещества всегда находится одно и то же число молекул, а именно $N = 60{,}6 \cdot 10^{22}$, мы можем сказать, что, по гипотезе Авогадро, одна грамм-молекула любого вещества, находясь в идеально газообразном состоянии и занимая данный объем v при данной температуре ϑ, будет иметь одно и то же давление p, какое бы вещество это ни было. Но мы только что видели, что грамм-молекула водорода (2,016 *г*), занимая объем $v = 1$ *л* при $\vartheta = 273°$, дает давление $p = 22{,}41$ *атм* и $R = 0{,}0821$; следовательно, те же цифры остаются в силе для 32 *г* кислорода и для 28,08 *г* азота и т. п.

Таким образом, если написать формулу Бойля-Мариотта и Гей-Люссака в таком виде:

$$pv = 0{,}0821 \cdot \vartheta \ л \cdot атм,$$

то она будет годна для *любого газа, взятого в количестве одной грамм-молекулы*.

Мы вычислили величину постоянной R, приняв за единицу объема один литр (1 000 $см^3$) и за единицу давления одну атмосферу, причем

$$1 \ атм = 1{,}0333 \frac{кг}{см^2} = 1{,}014 \cdot 10^6 \frac{дин}{см^2}.$$

Если мы желаем выразить R в абсолютных единицах, то должны подставить

$$л \cdot атм = 1{,}014 \cdot 10^9 \ дин \cdot см, \text{ или } эрг.$$

Тогда формула наша будет иметь вид:

$$p \cdot v = 8{,}32 \cdot 10^7 \ \vartheta \ эрг.$$

Так как одна малая калория равна $4{,}2 \cdot 10^7$ *эрг* (стр. 292), то приблизительно можно принять, что

$$p \cdot v = 2\ 9 \text{ кал.}$$

450. Закон Дальтона. — Положим, что мы имеем несколько различных газов, которые, будучи помещены в данном объеме порознь, имели бы давление p_1, p_2 и т. д. Опыт показывает, что если смешать все газы и поместить их все вместе в том же объеме, то общее их давление будет:

$$p = p_1 + p_2 + \ldots \text{ и т. д.}$$

Этот закон, найденный Дальтоном, означает, что в смеси газов каждый из них давит на стенки сосуда *независимо* от присутствия в том же объеме других газов. Давления p_1, p_2 и т. д. называются *парциальными* давлениями соответствующих газов.

451. Кинетическая теория газов. — Все вышеприведенные для газов законы можно представить как следствие так называемой кинетической теории газов. По воззрениям, которые были высказаны еще Д. Бернулли (1738) и которые были разработаны в особенности Клаузиусом, Максвеллом и Больцманом, мы представляем себе газы состоящими из отдельных молекул, которые находятся в постоянном движении. Молекулы эти бо́льшую часть своего пути проходят свободно, двигаясь по инерции прямолинейно, но иногда они сталкиваются друг с другом и со стенками того сосуда, в котором заключен газ, и тогда они меняют свою скорость. Отдельных молекул газа мы, правда, не видим, но их толчки о стенку сосуда обнаруживаются нами в виде *давления* газа. Легко видеть, что это давление будет тем больше, чем больше находится в данном объеме молекул и чем больше их живая сила.

Положим, что m — масса одной молекулы и w — ее скорость. Количество движения будет mw. Пусть в каждом кубическом сантиметре данного нам газа находятся n молекул, и положим, что все молекулы движутся с одною и тою же скоростью w; тогда сквозь $см^2$, поставленный нормально к w, в каждую секунду пролетит nw молекул (поток молеку́л, ср. стр. 42, **42**), и их количество движения будет $nw \cdot mw$.

Если поставленная нами площадка в $см^2$ непроницаема для молекул газа, то они отразятся от нее, подобно тому, как отражаются упругие шары от борта биллиарда. Определим ту силу, с которой молекулы давят на поставленную на их пути площадку. Величина силы, по второму закону Ньютона, равна изменению количества движения в секунду. Так как скорость w молекулы при столкновении ее со

стенкой меняет свой знак, то изменение скорости равно $2w$; изменение количества движения каждой молекулы равно $2mw$, а изменение количества движения всех ежесекундно попадающих на $см^2$ молекул будет:

$$nw \cdot 2\,mw = 2\,nmw^2.$$

Это и будет, следовательно, сила, с которой молекулы действуют на $см^2$ площадки, или *давление* молекул на стенку сосуда. Но на самом деле скорости различных молекул одного и того же газа далеко не одинаковы и могут иметь различные направления. Мы можем, однако, под w^2 подразумевать некоторую *среднюю величину из квадратов* скоростей всех молекул (*эффективная скорость*, ср. стр. 345, **310**) и, кроме того, можем предположить, что движения молекул настолько разнообразны и беспорядочны, что из всех n молекул, находящихся в данном кубическом $см$, на каждую из 6 площадок, образующих кубический сантиметр, попадает в среднем одна шестая часть всех n молекул. После этого величина давления на $см^2$ определится в

$$p = \frac{nmw^2}{3}.$$

Это и есть основное уравнение кинетической теории газов.

452. Следствия из кинетической теории. — Умножив обе части этого уравнения на объем газа v, получаем:

$$pv = nmv\frac{w^2}{3} = \frac{2}{3}M\frac{w^2}{2}.$$

Здесь nm есть масса молекул, заключающихся в $см^3$, или плотность газа, произведение $nmv = M$, очевидно, равно всей массе данного газа, а $\frac{Mw^2}{2}$ есть кинетическая энергия движения всех его молекул.

Если кинетическая энергия молекул остается постоянной, например при постоянной температуре, то и величина pv должна оставаться постоянной. В этом и заключается закон Бойля-Мариотта.

Далее, из сопоставления нашей формулы с законом Гей-Люссака,

$$pv = \frac{2}{3}M\frac{w^2}{2} = R\vartheta,$$

мы видим, что живая сила молекул пропорциональна абсолютной температуре.

Когда M равно одной грамм-молекуле, то коэффициент R у нас получился равным $8{,}32 \cdot 10^7$; но в каждой грамм-молекуле $N = 60{,}6 \cdot 10^{22}$ молекул, следовательно, в этом случае $M_0 = Nm$, и тогда

$$\frac{2}{3} M_0 \frac{w^2}{2} = \frac{2}{3} N \frac{mv^2}{2} = R\vartheta = 8{,}32 \cdot 10^7 \cdot \vartheta,$$

откуда видим, что средняя живая сила одной молекулы *любого состава* всегда равна

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} \frac{R}{N} \vartheta = \frac{3}{2} k\vartheta \text{ эрг},$$

причем коэффициент

$$k = \frac{8{,}32.10^7}{60{,}6.10^{22}} = 1{,}37.10^{-16}.$$

Основную формулу кинетической теории газов мы можем представить теперь в следующем виде:

$$pv = \frac{2}{3} nv \frac{mv^2}{2} = nvk\vartheta,$$

или, обозначая через $N_1 = nv$ число молекул, заключающихся в объеме v, имеем:

$$pv = N_1 k\vartheta.$$

Если дано несколько газов при одинаковом давлении p и температуре ϑ, то, как это видно из нашей формулы, число молекул N_1, находящихся в одинаковых объемах v, тоже будет одинаково.

Это и есть гипотеза Авогадро.

Закон Дальтона о независимости давления нескольких газов, находящихся в смеси, прямо следует из того обстоятельства, что молекулы отдельных газов не действуют друг на друга молекулярными силами, а ударяют о стенки сосуда независимо друг от друга.

Вообще же необходимо заметить, что все законы для идеальных газов лишь постольку оправдываются на опыте, поскольку время свободного движения молекулы велико сравнительно со временем столкновения, т. е. со временем взаимодействия молекулярных сил.

Из формулы

$$M_0 \frac{w^2}{3} = R\vartheta = 8{,}32 \cdot 10^7 \cdot \vartheta$$

мы можем определить *эффективную* скорость движения молекул.

Возьмем, например, $\vartheta = 273°$; подставляя для кислорода $M_0 = 32$, а для водорода $M_0 = 2{,}016$, получаем скорости для кислорода

$v = 4{,}6 \cdot 10^4 \frac{см}{сек}$, а для водорода — $1{,}8 \cdot 10^5 \frac{см}{сек}$. Как видим, молекулы водорода при 0° Цельсия имеют скорость около двух километров в секунду. При температуре вольтовой дуги (4 000°) скорость молекул водорода будет около 8 *км* в секунду.

453. Закон Максвелла о распределении скоростей между молекулами.— Вычисленная нами в предыдущем параграфе скорость движения газовых молекул представляет собою, как мы уже говорили, только некоторую *среднюю эффективную* их скорость, т. е. среднюю величину, полученную из *квадратов* скоростей. Точно так же и величина $^3/_2\ k\vartheta$ (стр. 541) представляет собою *среднюю* величину кинетической энергии молекул газа при данной температуре ϑ. На самом же деле газовые молекулы не обладают одинаковыми скоростями или одинаковыми энергиями. Такое явление было бы даже в высшей степени невероятным и не могло бы продолжаться долго. Действительно, представим себе, что мы искусственно сообщили всем молекулам какого-либо газа одну и ту же скорость; тогда уже в следующий момент времени после столкновения молекул газа с молекулами стенок сосуда, а затем и друг с другом, скорости их изменились бы и по величине и по направлению. Для различных молекул эти изменения оказались бы различными, потому что это зависит от того, при каких условиях и под каким углом происходил толчок; а так как условия столкновений могут быть до бесконечности разнообразны, то и изменения скоростей будут тоже крайне разнообразны, или, как мы можем сказать, вообще *случайны*. Поэтому через некоторое, и притом весьма короткое, время от произведенного нами *одинакового* движения всех молекул не останется и следа; скорости газовых молекул окажутся распределенными в *полном беспорядке*. Какова при этом будет скорость молекул, мы, конечно, сказать не можем, но мы можем оценить *вероятность* нахождения той или иной скорости. Молекулы с более вероятными скоростями должны чаще встречаться, и в каждый момент времени их будет больше, чем молекул с менее вероятными скоростями. Так, например, даже без всяких вычислений мы можем сказать, что скорость, равная нулю, т. е. остановка молекулы хотя и возможна, но будет происходить только в исключительных случаях, крайне редко, и вероятность скорости $v = 0$ ничтожна, мы можем ее считать равной нулю. То же самое мы должны сказать о бесконечно большой скорости $v = \infty$, она тоже невероятна. Теория вероятностей дает возможность оценить вероятность появления скорости любой величины между упомянутыми только что крайними пределами нуль и бесконечность. Пользуясь теорией вероятностей, Максвелл (1860) впервые установил закон наиболее

вероятного распределения скоростей между газовыми молекулами в виде следующей формулы:

$$F = \frac{4}{\sqrt{\pi}} x^2 e^{-x^2},$$

где

$$x = \frac{v}{a}.$$

При этом a есть численный коэффициент, который, как мы сейчас увидим, пропорционален абсолютной температуре газа ϑ.

Для большей наглядности мы представим формулу Максвелла графически (рис. 520).

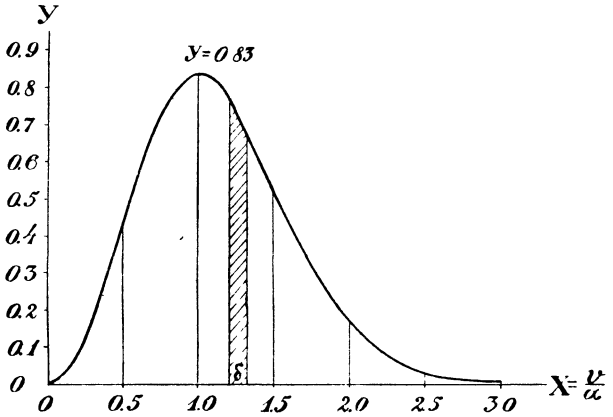


Рис. 520. Распределение скоростей молекул по Максвеллу.

Из этой кривой мы видим прежде всего, что скорости $v = 0$ и $v = \infty$ крайне невероятны, потому что для этих значений $F = 0$; это подтверждает то предположение, которое мы уже высказали выше и без вычислений. Далее, кривая имеет максимум высоты при $x = 1$, т. е. $v = a$; это означает, что a представляет собою не что иное как *наиболее вероятную* скорость из всех возможных скоростей. В обе стороны от своего максимума кривая спускается довольно круто; мы видим, что вероятность появления скорости $v = \frac{1}{2}a$ приблизительно вдвое меньше, чем для скорости a, а вероятность появления скорости $2a$ даже в пять раз меньше, чем для скорости a. Отсюда заключаем, что, хотя скорости молекул могут быть разнообразны до бесконечности, тем не менее большинство молекул будут иметь скорости, близкие к величине a.

На основании кривой Максвелла мы можем определить *среднее* значение всех возможных скоростей (по способу, указанному на

стр. 342, **308**), а также и среднее из *квадратов* скоростей. Оказывается, что средняя скорость равна

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} a = 1{,}13\, a,$$

а *средняя* величина из *квадратов* скоростей равна

$$\overline{v^2} = \frac{3}{2} a^2.$$

Поэтому средняя кинетическая энергия молекулы при ее массе m будет равна

$$\bar{\varepsilon} = \frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2} \cdot \frac{ma^2}{2}.$$

Сравнивая эту величину средней кинетической энергии с тою, которую мы получили раньше (стр. 541), мы видим, что наиболее вероятная кинетическая энергия молекулы равна

$$\frac{ma^2}{2} = k\vartheta.$$

Величину x^2, которая у нас встречается в формуле Максвелла, мы теперь можем представить таким образом:

$$x^2 = \frac{v^2}{a^2} = \frac{mv^2}{2} : \frac{ma^2}{2} = \frac{\varepsilon}{k\vartheta},$$

где ε — кинетическая энергия какой-либо молекулы, а сама формула Максвелла получит вид:

$$F = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\varepsilon}{k\vartheta} e^{-\frac{\varepsilon}{k\vartheta}}.$$

454. Диффузия газов.— Представим себе цилиндр AB (рис. 521) в котором поршень или перегородка отделяет друг от друга два различных газа A и B. Если давления обоих газов одинаковы, то, очевидно, поршень будет в равновесии. Но если мы отнимем перегородку, то увидим, что оба газа уже не будут оставаться в покое, а начнут смешиваться, или *диффундировать* друг в друга. Равновесие же наступит только тогда, когда оба газа смешаются совершенно и каждый из них займет весь объем AB. Самый процесс диффузии будет происходить тем быстрее, чем больше давление диффундирующих газов и чем меньше их трение.

Явление диффузии можно наблюдать и в том случае, когда перегородка оставлена на месте, но сделана из такого материала, который

проницаем для газов, как, например, перегородка из пористой глины. Тогда газ, помещенный в A, будет проходить сквозь перегородку в помещение B, и одновременно с этим газ, помещенный в B, будет проходить в A. Если оба газа одинаковы и при одинаковых условиях давления и температуры, то количество газа, переходящее ежесекундно из A в B, будет равно количеству, переходящему из B в A; но так как движения отдельных частиц газа мы не видим, то нам будет казаться, что ничто не меняется, т. е. что оба газа находятся в равновесии.

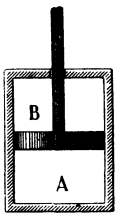


Рис. 521. Равновесие газов.

Если же оба газа A и B различны и диффундируют сквозь перегородку с различною скоростью, то, очевидно, что в той части сосуда, куда диффундирует более быстрый газ, давление должно повыситься. Это повышение давления будет происходить до тех пор, пока разность давлений не компенсирует разницу в быстроте диффузии обоих газов.

Можно сделать перегородку из такого материала, который почти не пропускает одного из смешивающихся газов. Подобные перегородки называются *полупроницаемыми*. Так, например, тонкая пластинка металла палладия легко пропускает водород и не пропускает азота. Если сосуд A заполнить водородом, а B — азотом при одинаковых давлениях (рис. 522) и цилиндр B сделать из тонкого листового палладия, то азот останется в отделении B, тогда как водород будет постепенно диффундировать сквозь палладий; эта диффузия будет происходить до тех пор, пока *парциальное* давление водорода в B не сделается равным давлению водорода в A.

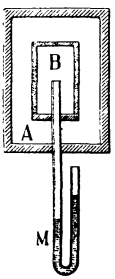


Рис. 522. Диффузия газов.

Заметим, что если давление азота в B обозначить через p, а давление водорода в A через p_0, то, когда парциальное давление водорода в B сделается равным его давлению в A, мы получим полное давление в B равным $p+p_0$. Как видим, давление в B будет больше, чем давление в A, и притом на величину парциального давления p азота, т. е. *того газа, который перегородкой не пропускается.*

Подобный опыт можно произвести на приборе, показанном на рис. 522. Если в сосуде A поддерживать постоянно давление водорода равным одной атмосфере, то, после окончания процесса диффузии водорода сквозь палладиевые стенки внутрь сосуда B, мы увидим по манометру M парциальное давление азота в сосуде B.

455. Свойства растворов. — Совершенно аналогичные явления мы наблюдаем в растворах. Положим, что в цилиндре AB (рис. 521) налита вода, а в отделении B мы поместим, кроме того, сахар. Удалив

в литре воды дали бы осмотическое давление около 23 *атм*; три куска сахара в стакане дадут

$$p = 23\ \frac{20}{342} \cdot \frac{1\,000}{250} = \text{около } 6\ \textit{атм}.$$

Как видим, это давление весьма значительное, и может явиться вопрос, почему же стенки стакана остаются целыми. Но дело в том, что осмотическое давление не давит непосредственно на стенки стакана, а на поверхность растворителя, т. е. воды. На поверхности же воды всегда имеется еще другое давление, направленное внутрь жидкости, которое несравненно больше вычисленной нами величины и измеряется десятками тысяч атмосфер. Это давление обусловлено взаимным притяжением частиц растворителя.

Итак, для вычисления осмотического давления мы можем применять формулу:

$$p = \frac{R\vartheta}{v}.$$

При этом не надо забывать, что $R = 8{,}3 \cdot 10^7$ определено для массы одной грамм-молекулы растворенного вещества. Если в каждом $см^3$ раствора содержится η_1' грамм-молекул растворенного вещества, тогда

$$p = \frac{\eta_1' R\vartheta}{v}.$$

Величина η_1' называется молекулярной концентрацией раствора.

Впрочем, очень часто концентрацию растворов относят не к грамм-молекуле, а к грамм-эквиваленту. Легко видеть (стр. 536, **447**), что эквивалентная концентрация при n-валентном ионе в n раз больше, чем молекулярная концентрация:

$$\eta_1 = n\eta_1'.$$

В таком случае осмотическое давление выразится формулою:

$$p = \frac{\eta_1 R\vartheta}{nv}.$$

456. Диссоциация. — Положим, что мы нагреваем какой-нибудь газ при постоянном объеме и наблюдаем его давление. Давление это будет расти с температурой по закону:

$$p = \frac{R}{v}\vartheta.$$

Однако этот закон уже не будет иметь места, если при повышении температуры в газе произойдет химическое разложение, ибо наша формула годна только для тех изменений, при которых число молекул остается постоянным. Химические разложения при высокой температуре наблюдаются довольно часто. Так, например, пары хлористого аммония (нашатырь) NH_4Cl разлагаются на аммиак NH_3 и хлористый водород HCl. Если это разложение произошло при какой-нибудь температуре полностью на два газа, то мы получим, очевидно, в том же объеме вдвое больше молекул, чем до разложения, а тогда, по закону Авогадро, и давление p должно тоже удвоиться. Наоборот, если в каком-нибудь случае мы наблюдаем давление вдвое больше, чем это следует по формуле, то это указывает нам, что газ разложился.

Диссоциация бывает иногда неполная. Положим, что давление газа до диссоциации было p и что некоторая часть его α диссоциировала: очевидно, α есть правильная дробь, т. е. меньше единицы. Мы можем рассматривать весь газ до диссоциации как бы состоящим из двух частей: одна часть α производит давление αp, другая же производит давление $(1-\alpha)p$; полное их давление будет $\alpha p+(1-\alpha)p=p$. Пусть из каждой молекулы сложного газа при диссоциации получилось n молекул; тогда парциальное давление диссоциированной части газа после разложения сделается равным $n\alpha p$, тогда как недиссоциированая часть газа осталась и теперь при прежнем давлении $(1-\alpha)p$. Полное давление такого частью диссоциированного газа будет:

$$n\alpha p+(1-\alpha)p=p\,[1+(n-1)\,\alpha].$$

Как видим, давление вследствие диссоциации возросло, и при $n=2$ оно возрастает в $(1+\alpha)$ раз. При полной диссоциации всего газа $\alpha=1$, а давление $=2p$, т. е. увеличивается вдвое.

Так как растворенное вещество ведет себя совершенно так же, как и газ, заключенный в объеме раствора, то совершенно те же рассуждения приложимы и к растворам. Поэтому, если в каком-либо растворе осмотическое давление оказывается больше, чем это должно было бы быть по закону Вант-Гоффа, то мы должны притти к заключению, что молекула растворенного вещества во время растворения распалась на несколько молекул, т. е. что вещество диссоциировалось.

II. ЭЛЕКТРОЛИЗ

457. Проводники второго рода.— В предыдущих главах мы изучали тепловые и магнитные действия электрического тока; теперь нам предстоит несколько подробнее ознакомиться с химическими его действиями,

перегородку мы заметим, что сахар начнет *диффундировать* из B в A и в конце концов займет весь объем AB. Следовательно, сахар в воде тоже обладает некоторую упругостью, подобно газам, и имеет свое парциальное давление. Это парциальное давление растворенного тела внутри раствора называется *осмотическим давлением.*

Наблюдать осмотическое давление непосредственно мы не можем, как не можем наблюдать парциальное давление какого-либо газа, находящегося в смеси с другим газом, но если подыскать *полупроницаемую* перегородку, как это мы сделали с водородом (рис. 522), то можно измерить осмотическое давление растворенного вещества. Такие полупроницаемые перегородки для некоторых тел найдены; так, например, Пфефер показал, что тонкая пленка железистосинеродистой меди проницаема для воды и непроницаема для сахара.

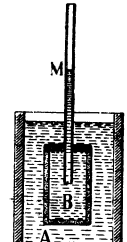


Рис. 523. Осмотическое давление.

Возьмем сосуд A с чистой водой (рис. 523) и погрузим в него пористый сосуд B с раствором сахара; сахар будет понемногу диффундировать сквозь поры сосуда B и в конце концов растворится во всем объеме AB; при этом уровень воды в манометрической трубке M останется неизменным и будет тот же, что и в сосуде AB. Но если в порах сосуда B осадить железистосинеродистую медь и затем повторить весь опыт, то сахар уже не будет в состоянии переходить из B в A, тогда как частицы воды будут проходить сквозь поры и в ту и другую сторону. Однако из сосуда A, где помещена чистая вода, будет переходить в B в единицу времени большее число частиц, чем из B в A, и мы будем наблюдать такое же явление, как и в опыте с водородом, а именно, манометр M будет подниматься до тех пор, пока разность уровней в M и в A не будет соответствовать осмотическому давлению сахара в растворе B.

Из многочисленных измерений осмотического давления в растворах оказалось, что оно прежде всего не зависит от природы растворителя (точно так же, как и парциальное давление газа в смеси не зависит от природы того газа, с которым он смешан); далее, оказалось, что законы Бойля-Мариотта и Гей-Люссака с теми же коэффициентами применимы и для осмотического давления, и; наконец, как это показал Вант-Гофф, к растворам применима гипотеза Авогадро. Одним словом, растворенное тело ведет себя так, как будто бы оно было газом, заключенным в объеме растворителя.

Для того, чтобы дать некоторое понятие о величине осмотического давления, я приведу следующий пример. Возьмем три куска сахара, или около 20 *г*, и растворим их в стакане воды, т. е. в объеме 250 *см*^{3}. Так как грамм-молекула сахара ($C_{12}H_{22}O_{11}$) равна 342 *г*, то 342 *г* сахара

о которых мы уже упоминали на стр. 117, **109**. Так как явления эти служат предметом изучения специальной науки — *электрохимии*, то наше изложение здесь будет по возможности кратким.

Химические действия электрического тока обнаруживаются не во всех проводниках; так, например, пропуская ток по медной проволоке, мы можем при достаточно сильном токе накалить и даже расплавить ее, в окружающем ее пространстве мы получим сильное магнитное поле, но, сколько бы времени мы ни пропускали ток по медной или вообще по металлической проволоке, никаких химических действий его мы при этом не заметим.

Совершенно иное получится, если взять какой-либо раствор, например раствор соляной кислоты в воде; тогда даже при небольшом токе мы тотчас же заметим выделение хлора и водорода.

Имея в виду такое различие, называют проводники, не разлагающиеся током, проводниками *первого рода*, а проводники, разлагающиеся током, — проводниками *второго рода*, или *электролитами* (от греческого слова λύω — разъединяю).

К электролитам относятся не только водные растворы, но и растворы в других жидкостях, а также растворы в твердых телах. С другой стороны, не всякий раствор разлагается током; так, например, раствор сахара в воде — не электролит.

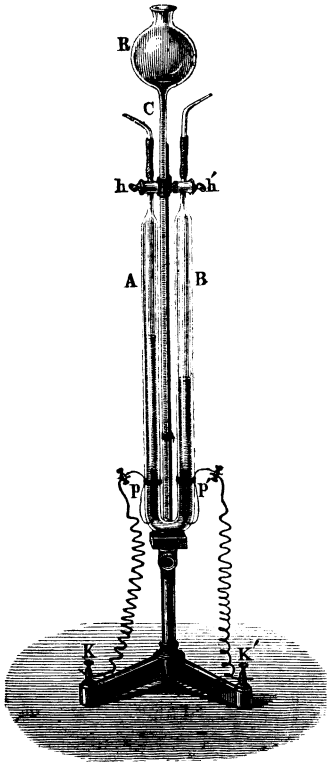


Рис. 524. Электролиз воды.

458. Анод и катод. — На рис. 524 представлен прибор, служащий для демонстрации электролиза. Он состоит из трех трубок *A*, *B* и *C*, соединенных вместе. В трубках *A* и *B* для подводки электрического тока впаяны платиновые проволоки *P*, которые внутри трубок снабжены платиновыми пластинками.

Эти пластинки, или проволоки, Фарадей назвал *электродами* (ὁδός — путь), причем пластинка, заряженная положительным электричеством, по которой ток *входит* в электролит, называется *анодом*; противоположная ей пластинка, при посредстве которой ток *выходит* из электролита, называется *катодом*.

Открыв краны *h*, наливают электролит через воронку *B*; по наполнении трубок *A* и *B* закрывают краны *h* и пускают ток. Если

электролит — вода, к которой для электропроводности прибавлено немного серной кислоты, то в трубке A, где ток входит в электролит, выделяется кислород, тогда как в трубке B выделяется водород. Оба газа можно затем выпустить из кранов h и подвергнуть химическому исследованию.

459. Вторичные реакции при электролизе.— Большею частью продукты разложения при электролизе не выделяются непосредственно на электродах, а вступают в химические реакции с растворителем или с материалом электрода. Так, например, при электролизе раствора серной кислоты H_2SO_4 мы прежде всего получаем продукты H_2 и SO_4, но радикал SO_4 сейчас же вновь соединяется с водой по формуле:

$$2SO_4 + 2H_2O = 2H_2SO_4 + O_2,$$

образуя вновь серную кислоту и выделяя кислород. Таким образом в результате серная кислота остается в растворе, а разлагается лишь вода.

При разложении раствора NaCl мы получаем Na и Cl; но натрий, соединяясь с водою, дает едкий натр и выделяет водород, тогда как Cl может соединиться с веществом электрода, если, например, электрод сделан из меди или цинка. Иногда полученное с материалом электрода химическое соединение само переходит в раствор. Наконец, возможны случаи растворения или поглощения выделенного электролизом вещества материалом электрода; так, например, электрод из платины поглощает водород, угольный электрод поглощает хлор и т. д.

460. Законы Фарадея.— Только что указанные побочные явления долгое время затемняли собою законы электролиза. Этим объясняется, почему, несмотря на то, что факт разложения воды электрическим током был замечен Никольсоном и Карлейлем (Nicholson, Carlisle) еще в 1800 году, тем не менее основные законы этого разложения были установлены Фарадеем лишь в 1836 г.

Этих законов два.

Первый закон Фарадея устанавливает пропорциональность между количеством разложенного вещества q, с одной стороны, силою тока и временем его происхождения — с другой. Этот закон можно выразить формулою:

$$q = K \cdot J \cdot t.$$

Так, например, один ампер, разлагая раствор хлористоводородной кислоты, выделяет в каждую секунду 0,01044 *мг* водорода и 0,3674 *мг* хлора. Два ампера выделили бы в то же время вдвое больше вещества, и, чем дольше будет проходить электрический ток, тем больше выделится продуктов разложения.

Первый закон Фарадея можно проверить на опыте следующим образом.

Если ток J (рис. 525), пройдя через электролит A, идет затем по электролитам B и C, включенным в цепь параллельно, то, если все электролиты одинаковы, количества выделенного вещества в A, B и C будут относиться, как силы токов J, J_1 и J_2. При этом количество вещества, выделенного в A, будет равно сумме количеств, выделенных в B и C.

Коэффициент пропорциональности K в вышеприведенной формуле для различных веществ оказывается различным; так, мы видим, что для водорода он равен 0,01044, для хлора — 0,3674, и т. д.

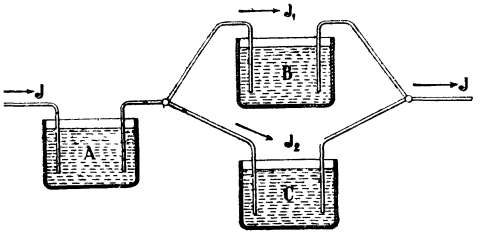


Рис. 525. Доказательство первого закона Фарадея.

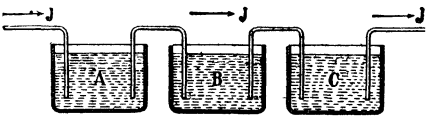


Рис. 526. Доказательство второго закона Фарадея.

Второй закон Фарадея касается именно этого коэффициента K. Фарадей заметил, что коэффициент K пропорционален химическому эквиваленту данного вещества.

Представим себе несколько электролитов A, B и C (рис. 526), например, раствор хлористоводородной кислоты HCl, раствор азотнокислого серебра $AgNO_3$ и т. д., включенными в одну и ту же цепь тока последовательно; тогда через все эти электролиты будет итти один и тот же ток и в течение одного и того же времени. Опыт показывает, что при этом один ампер выделяет ежесекундно: 0,3674 *мг* хлора, 0,01044 *мг* водорода, 1,1181 *мг* серебра и т. д.

Разделив эти числа на соответственные химические эквиваленты, получим:

$$\begin{aligned} \text{Cl} &— 0{,}3674 : 35{,}45 = 0.01036, \\ \text{H} &— 0{,}01044 : 1{,}008 = 0{,}01036, \\ \text{Ag} &— 1{,}1181 : 107{,}93 = 0{,}01036, \end{aligned}$$

т. е. одно и то же число 0,01036.

Итак, если обозначить химический эквивалент данного вещества через Q, то второй закон Фарадея выразится так:

$$K = 0{,}01036 \cdot Q.$$

При этом предполагается, что Q выражено в миллиграммах.

461. Влияние валентности. — Заметим, что все приведенные нами вещества *одновалентны*, т. е. вступают в химические соединения, заменяя *один* атом водорода; поэтому их химические эквиваленты Q равны их атомным весам A; но для n-валентного вещества, как мы знаем,

$$Q = \frac{A}{n}.$$

Если включить в цепь последовательно растворы HCl, H_2SO_4 и $CuSO_4$ и пропустить через них один ампер в течение одной секунды, т. е. один кулон электричества, то как в первом, так и во втором растворе выделится 0,01044 *мг* водорода и в третьем — 0,3281 *мг* меди. Разделив полученное число 0,3281 *мг* на химический эквивалент меди 31,8, получаем опять 0,01036.

Валентность одного и того же элемента бывает в различных соединениях различна; так, например, в хлористом железе $FeCl_2$ железо двухвалентно, тогда как в хлорном $FeCl_3$ оно трехвалентно. Поэтому, если мы включим в одну и ту же цепь последовательно растворы $FeCl_2$ и $FeCl_3$, то, согласно закону Фарадея, при пропускании тока силою в один ампер, мы будем получать ежесекундно и из того и из другого раствора одинаковое количество хлора, который всегда одновалентен, а именно, ежесекундно получим 0,3674 *мг* хлора; что же касается железа, то, очевидно, на то же количество хлора из первого раствора выделится в $^3/_2$ раза больше Fe, чем из второго. Так как атомный вес железа Fe = 55,9, то его химический эквивалент в хлористом железе будет $\frac{55,9}{2} = 27,9$ и один ампер в секунду выделит $0,01036 \cdot \frac{55,9}{2} = 0,2896$ *мг* железа, тогда как из хлорного железа в то же самое время выделится лишь $0,01036 \frac{55,9}{3} = 0,1931$ *мг* железа.

462. Общее выражение для законов Фарадея. — Оба закона Фарадея можно выразить одною формулой. Обозначив через A атомный вес выделяемого током вещества и через n — его валентность, получим для количества выделяемого электролизом вещества формулу:

$$q = C \frac{A}{n} Jt.$$

Если q выражено в миллиграммах, J — в амперах и t — в секундах, то $C = 0,01036$ для *любого вещества*.

Если мы желаем q выразить в граммах, то C будет в 1 000 раз меньше.

Заметив, что $Jt = e$ есть не что иное как количество электричества, прошедшее через электролит в t секунд, можем написать:

$$q = 1{,}036 \cdot 10^{-5} \frac{A}{n} e \text{ граммов.}$$

Наконец, для выражения закона Фарадея можно воспользоваться еще понятием *грамм-эквивалент.*

Из формул Фарадея непосредственно вытекает, что если количество выделенного вещества q равно $\frac{A}{n}$ граммам, т. е. составляет один грамм-эквивалент, то количество прошедшего сквозь электролит электричества

$$e = \frac{1}{1{,}036 \cdot 10^{-5}} = 96\,500 \text{ кулонов.}$$

Это означает, что *для выделения одного грамм-эквивалента любого вещества необходимо 96 500 кулонов.*

Это число в честь Фарадея обыкновенно обозначается буквою F. После всего вышесказанного закону Фарадея можно придать следующую форму:

$$q = \frac{A}{n} \cdot \frac{e}{F}.$$

463. Гипотеза Гротгуса. — При первых же опытах с электролизом бросилось в глаза то обстоятельство, что выделение продуктов разложения происходит не во всем объеме электролита, в котором идет электрический ток, а лишь на тех металлических пластинках или проволоках, которые соприкасаются с электролитом и по которым ток входит в электролит или выходит из него. Заметим, что электрическое поле, а также и ток во время электролиза направлены внутри электролита от *анода* к *катоду*, но выделение вещества происходит *только у самых электродов.*

Для объяснения этого обстоятельства Гротгус сделал гипотезу, что молекулы растворенного вещества состоят из двух частей, из которых одна часть заряжена положительным электричеством, другая же — отрицательным электричеством. Первая из них под действием электрического поля электродов будет двигаться вдоль по полю, т. е. от анода к катоду, вторая — в противоположную сторону. Для большей наглядности мы можем иллюстрировать гипотезу Гротгуса

двумя цепями (цепи Гротгуса), из которых одна состоит из положительных звеньев ⊕, другая же из отрицательных ⊖ (рис. 527). Если двигать эти цепи в противоположные стороны, то получим представление о гипотезе Гротгуса. На рис. 527 представлены четыре последовательных положения цепей Гротгуса. Легко видеть, что, несмотря на такое движение обеих частей, мы всегда найдем внутри электролита и положительные и отрицательные части в одинаковом количестве, т. е. будем иметь обыкновенный раствор без всякого видимого разложения его составных частей, и только на концах

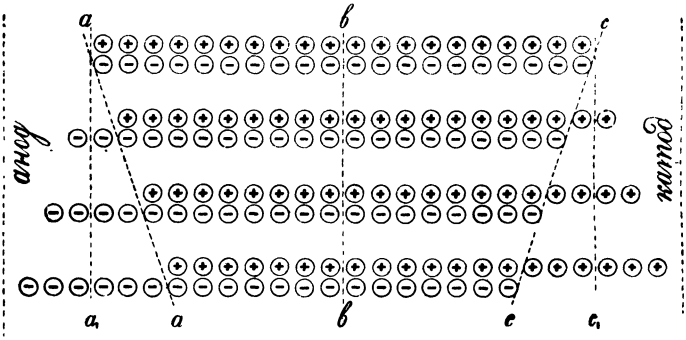


Рис. 527. Движение ионов по воззрениям Гротгуса.

электролита, т. е. у электродов, мы получим: у катода — избыток положительно заряженных частиц, а у анода — избыток отрицательно заряженных.

Если придерживаться этого воззрения, то оказывается, что *водород* и все *металлы* двигаются вместе с током и, следовательно, заряжены *положительным* электричеством, тогда как *кислород, хлор* и др. заряжены *отрицательным* электричеством.

Имея в виду такое движение составных частей электролита, Фарадей назвал их ионами (ἰών — идущий), причем ион, заряженный положительным электричеством и идущий к катоду, назван *катионом*, а идущий к аноду — *анионом*. Так, например, водород и металлы оказываются катионами, кислород и хлор — анионами. Впрочем, во избежание недоразумений, мы будем употреблять термины ⊕-ион и ⊖-ион.

464. Гипотеза Гельмгольца. — Итак, механизм прохождения электрического тока в электролитах оказывается связанным с движением материальных частичек, или ионов; помимо же ионов никакого электрического тока в электролитах не проходит; значит, здесь мы имеем дело с *электрической конвекцией* (стр. 303, **280**). Дойдя до металлического электрода, эти частички, или ионы, отдают ему свой заряд, который

идет дальше по металлу, образуя обыкновенный *гальванический* ток в цепи; сами же ионы, разрядившись, выделяются у электродов уже не в виде ионов, а в виде обыкновенных незаряженных молекул.

По закону Фарадея, при прохождении через электролит $F = 96\,500$ кулонов электричества всегда выделяется один грамм-эквивалент любого вещества. Осюда заключаем, что *каждый грамм эквивалент ионов несет на себе* $F = 96\,500$ *кулонов электричества.*

С другой стороны, мы знаем (стр. 536, **447**), что грамм-эквивалент водорода состоит из $N = 60 \cdot 10^{22}$ атомов. Отсюда следует, что каждый атом водорода в электролите несет на себе

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96\,500}{60 \cdot 10^{22}} = 16 \cdot 10^{-20} \text{ кулонов.}$$

То же самое количество электричества несет с собою при электролизе атом любого одновалентного вещества. В грамм-эквиваленте двухвалентного вещества число атомов вдвое меньше N, следовательно, на каждый атом придется количество электричества $2e$; для трехвалентного вещества получим $3e$ и т. д.

Все это, вместе взятое, приводит нас к следующему важному заключению: *электричество способно соединяться с атомами химических элементов в простых кратных отношениях.*

В химии для объяснения того обстоятельства, что химические элементы способны соединяться только в простых и кратных атомным весам отношениях, была предложена атомистическая гипотеза; ибо, если действительно водород и кислород состоят из отдельных цельных атомов, то понятно, что возможны соединения одного атома кислорода с одним атомом водорода или с двумя атомами водорода, но дробные части уже становятся невозможными. Совершенно с таким же правом мы можем, для объяснения закона Фарадея, принять существование отдельных атомов электричества e; этот атом играет в ионах такую же роль, как атом *одновалентного* вещества в химических соединениях, причем возможны соединения каждого атома какого-либо вещества с e, с $2e$ и т. д., но дробные части e невозможны.

Это заключение было сделано Гельмгольцем в его знаменитой фарадеевской речи (Helmholtz, 1881).

465. Электрон и отношение заряда иона к его массе. — В настоящее время атом электричества получил название *электрона.* Соединение электрона с каким-либо химическим атомом или с целою системою атомов будет *ион.* Так, например, соединение атома водорода с положительным электричеством будет ион водорода; точно так же атом хлора, соединяясь с отрицательным электроном, дает ион хлора. Так

как один атом электричества содержит $e = \frac{F}{N}$ кулонов, а один атом вещества имеет вес $m = \frac{A}{N}$, где A — атомный вес, то отношение заряда одновалентного иона к его массе равно

$$\frac{e}{m} = \frac{F}{A}.$$

Для водорода

$$\frac{e}{m} = 96\,500 \frac{\text{кул.}}{\text{г}} = 9\,650 \; \textit{C-G-S-M},$$

т. е. около 10^4 *C-G-S-M*. Для других элементов, где атомный вес больше, отношение это будет пропорционально меньше. Так, например, для натрия Na = 23,05 это отношение будет равно 423 *C-G-S-M*.

III. ДВИЖЕНИЕ ИОНОВ

466. Теория Клаузиуса-Аррениуса.— Продолжая развивать гипотезу Гротгуса о движении ионов, мы наталкиваемся на следующее затруднение. Дело в том, что для электролитов, как и для проводников первого рода, имеют место законы Ома и Джоуля, согласно которым вся энергия постоянного тока превращается целиком в теплоту. Между тем в электролитах, кроме нагревания, наблюдаются еще и химические действия; спрашивается: откуда же берется энергия для химического разложения при электролизе? Что этой энергией нельзя пренебрегать, что она не может быть незаметна, — на это указывает уже то обстоятельство, что разложенные нами вещества, например хлор и водород, обладают большим химическим сродством друг к другу; они соединяются со взрывом, и при образовании одного грамма соляной кислоты выделяется около 600 калорий тепла.

Для того, чтобы устранить это противоречие, Клаузиус предложил следующую гипотезу. По воззрениям кинетической теории газов, в которой Клаузиус сам много работал, отдельные молекулы газов находятся постоянно в движении. Перенося это воззрение и на отдельные атомы, Клаузиус предположил, что и атомы, составляющие молекулы, тоже постоянно двигаются, но в обыкновенном состоянии эти атомы настолько связаны друг с другом химическими силами, что они не удаляются значительно из сферы действия взаимных сил, составляя целую молекулу. При растворении же эти силы под влиянием растворителя ослабляются, так что некоторые составные части молекулы, по крайней мере на некоторое время, настолько далеко отходят

друг от друга, что являются уже *диссоциированными*. Если молекула состоит из двух частей и эти части заряжены взаимно противоположными электричествами, то в то время, как они являются диссоциированными, они подпадают под действие электрического поля и потому передвигаются в противоположные стороны, т. е. делаются ионами. На своем пути они встречаются с идущими навстречу ионами, соединяются с ними, частью же опять разъединяются, чтобы итти затем дальше. Таким образом, по воззрению Клаузиуса, *в электролите мы имеем молекулы, частью диссоциированные*, и потому никакой новой энергии на их разложение уже более не требуется.

Аррениус (1887), совершенно из других соображений, пришел к тем же воззрениям, что и Клаузиус; но, кроме того, Аррениус — и это его главная заслуга — указал, какая количественная связь устанавливается согласно такому воззрению между различными физическими и химическими свойствами растворов, и на целом ряде примеров самым блестящим образом показал, что эта связь действительно оправдывается на опыте и что поэтому, приняв гипотезу электролитической диссоциации, мы в состоянии объяснить не только явление элетролиза, но и целый ряд других явлений, бывших до того необъясненными.

467. Электролитическая диссоциация. — Из гипотезы Клаузиуса-Аррениуса о диссоциации молекул в электролитах мы можем прежде всего заключить, что электролиты должны при той же концентрации обнаруживать большее осмотическое давление, чем неэлектролиты. Это заключение подтверждается на опыте, и уже давно было обращено внимание на то обстоятельство, что некоторые растворы, и притом как раз растворы, проводящие электрический ток, имеют осмотическое давление выше нормального; только до Аррениуса не знали, какая может быть логическая связь между осмотическим давлением и электропроводностью растворов.

Заметим, что результаты электролитической диссоциации не всегда одинаковы с результатами распадения молекулы от других причин. Так, например, хлористый аммоний NH_4Cl, как мы выше заметили, диссоциирует при высокой температуре на NH_3 и HCl, тогда как в растворе он распадается на аммоний NH_4, заряженный положительным электричеством и играющий роль металла, и хлор Cl, заряженный отрицательным зарядом. Но этому не надо удивляться: разные причины могут приводить и к разным последствиям. Кроме того не нужно забывать, что в электролитах продукты распадения заряжены равными и взаимно противоположными электричествами; так, в приведенном примере NH_4 заряжен положительным, а Cl — отрицательным электри-

чеством; существованием этих именно зарядов мы и объясняем себе, согласно Гротгусу, явление электролиза. Пары же NH_4Cl, диссоциированные на NH_3 и HCl, электрического тока не проводят, и молекулы NH_3 и HCl лишены зарядов.

468. Ионизация и молизация.— Положим, что в данном нам растворе часть α всего растворенного вещества диссоциирована. От величины α будет зависеть как осмотическое давление (стр. 548), так и электропроводность раствора. Сам же коэффициент α будет зависеть от температуры, от свойства растворителя, но также и от количества растворенного вещества. Эту последнюю зависимость можно вывести, как это показал Оствальд, из тех соображений, которыми обыкновенно руководятся при вычислении степени диссоциации неэлектролитической.

Пусть в каждом кубическом сантиметре раствора находится n молекул растворенного вещества, из которых αn диссоциированы и $(1-\alpha)n$ находятся в данный момент в связанном состоянии. Не нужно, однако, думать, что диссоциированными будут все время одни и те же молекулы; ведь, согласно кинетическим воззрениям Клаузиуса, все молекулы в растворе постоянно разъединяются на ионы и вновь соединяются. Назовем первый процесс *ионизацией*, а второй — *молизацией*. Ежесекундно будет появляться тем больше новых ионов, чем больше $(1-\alpha)n$. Обозначим через P некоторый коэффициент ионизации; тогда число молекул, ионизирующихся (распадающихся на ионы) ежесекундно, будет $P(1-\alpha)n$. С другой стороны, αn диссоциированных в данный момент молекул будут снова молизироваться, и эта молизация будет итти тем быстрее, чем больше в растворе $\oplus$-ионов (а их αn) и чем больше в растворе $\ominus$-ионов (а их тоже αn). Следовательно, процесс молизации будет итти пропорционально $(\alpha n)^2$. Обозначим поэтому через $Q\alpha^2n^2$ число молекул, молизирующихся (вновь соединяющихся) ежесекундно. Для равновесия, или, другими словами, для неизменности состояния раствора, необходимо, чтобы число ежесекундно распадающихся молекул равнялось числу ежесекундно соединяющихся, — необходимо, чтобы ионизация равнялась молизации, т. е. чтобы

$$P(1-\alpha)n = Q\alpha^2n^2,$$

откуда

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{P}{Q}\cdot\frac{1}{n}.$$

Эта формула и выражает закон Оствальда, который связывает коэффициент α с числом n молекул растворенного вещества, приходящихся на каждый $см^3$ раствора, т. е. с концентрацией раствора.

Отношение P/Q для данного раствора — постоянная величина, т. е. не зависит от α, но, конечно, для разных растворов и для разных условий температуры и давления как P, так и Q будут разные. Из этой формулы прежде всего следует, что для очень разжиженных растворов ($n=0$) величина α должна быть равна единице. Значит, для бесконечно разжиженных растворов все молекулы диссоциированы, и все они, следовательно, участвуют в электрическом токе, идущем в электролите.

Противоположный случай мы имеем при весьма слабой диссоциации, когда α мало в сравнении с 1; тогда по нашей формуле $\alpha = \sqrt{\frac{P}{Q}} \cdot \frac{1}{\sqrt{n}}$, т. е. α, а следовательно, и электропроводность будет обратно пропорциональна квадратному корню из концентрации.

Необходимо, однако, сделать оговорку, что закон Оствальда не всегда оправдывается; в особенности резки разногласия теории с опытом для сильно диссоциированных электролитов.

469. Движение ионов. — Познакомившись с основными законами электролитической диссоциации, перейдем теперь к изучению движения ионов под действием электрического поля, т. е. к электрическому току в электролитах.

Пусть m — масса какого-нибудь иона, e — его заряд и E — напряжение поля. Сила, с которой электрическое поле действует на ион, будет eE; но ион, придя под действием этой силы в движение, встречает в растворе громадное сопротивление своему движению в виде трения. Положим силу этого трения пропорциональной скорости движения иона u, пусть эта сила будет $-k_1 u$. Тогда, если обозначим через u' ускорение иона, то уравнение движения иона напишется так:

$$mu' = eE - k_1 u.$$

Из этого уравнения [1] мы видим, что при большом коэффициенте трения k_1 ускорение быстро уменьшается; по истечении сравнительно короткого промежутка времени можно положить ускорение равным нулю, и тогда

$$eE = k_1 u,$$

т. е. тогда сила поля уравновешивается силою трения. Такое движение иона с постоянной скоростью называется *установившимся* движе-

[1] Предлагаем читателю решить это уравнение и определить, по какому закону возрастает скорость иона со временем. Это уравнение решается по схеме, приведенной на стр. 335, 301, а изменение скорости иона со временем изобразится рис. 322.

нием; при этом скорость иона достигает своей наибольшей величины, возможной при данной силе eE и при данном коэффициенте трения:

$$u = \frac{eE}{k_1}.$$

Для отрицательного иона, с другим коэффициентом трения k_2, точно так же полученная скорость будет:

$$v = \frac{eE}{k_2}.$$

Пусть в каждом кубическом сантиметре раствора находится n $\oplus$-ионов и столько же $\ominus$-ионов. Если скорость $\oplus$-ионов u, то сквозь каждый квадратный сантиметр поперечного сечения электролита будет ежесекундно проходить nu ионов. При заряде каждого иона e мы получим ежесекундный перенос положительного электричества в количестве enu. В то же самое время количество отрицательного электричества, переносимого $\ominus$-ионами в обратную сторону, будет $-env$.

Следовательно, мы можем считать (см. стр. 105, **94**), что полное количество *положительного* электричества, прошедшее через квадратный сантиметр электролита в секунду, или, что то же самое, *плотность тока в электролите*, будет

$$i = en(u + v).$$

В этой формуле en есть заряд всех ионов одного знака, находящихся в $см^3$ раствора. Между тем мы знаем (стр. 553, **462**), что заряд одного грамм-эквивалента иона равен $F = 96\,500$ кулонов. Поэтому, если мы через η обозначим эквивалентную концентрацию, т. е. число грамм-эквивалентов ионов одного знака, находящихся в $см^3$ раствора, то

$$en = F\eta,$$

и, следовательно,

$$i = F\eta(u + v).$$

Если не все η грамм-молекул диссоциированы, а только часть их α, то, согласно Аррениусу, только эта часть и участвует в переносе электричества, т. е. в электрическом токе, и мы будем иметь:

$$i = F\alpha\eta(u + v).$$

470. Опыты Гитторфа. — Итак, при прохождении электрического тока через жидкость в этой последней возникает движение ионов:

⊕-ионы перемещаются по направлению тока к катоду, а ⊖-ионы обратно — по направлению к аноду.

Однако нет необходимости принимать, что эти движения происходят с одинаковыми скоростями. Посмотрим, какие следствия вытекают из предположения *различных* скоростей движения ⊕-иона и ⊖-иона.

Вернемся для этого к рис. 527 на стр. 554, который иллюстрировал воззрения Гротгуса на процесс электролиза. На этом рисунке показано постепенное движение ионов, причем оба иона движутся с одинаковыми скоростями. Теперь составим такой же рисунок 528,

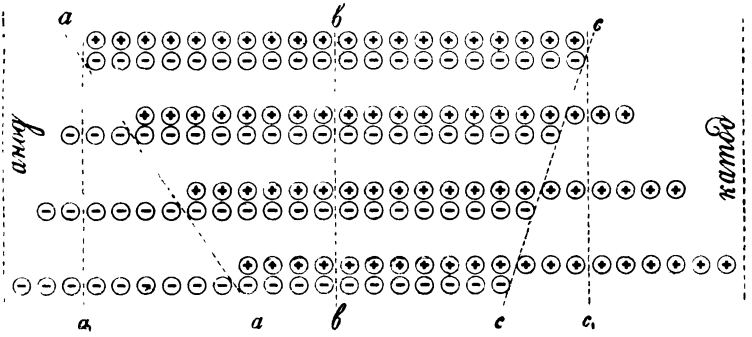


Рис. 528. Движение ионов с неравными скоростями.

только предположим теперь, что ⊕-ион движется вдвое быстрее ⊖-иона.

Разница между этими двумя рисунками следующая.

Во-первых, мы видим, что у анода, левее линии aa_1, у нас вышли, как и прежде, последовательно 1, 2 и 3 ⊖-иона, в то время как к катоду, правее линии cc_1, продвинулись 2, 4 и 6 ⊕-ионов, которые двигаются быстрее.

Во-вторых, прежде у электродов, т. е. левее *aa* и правее *cc*, у нас выделялось 2, 4, 6 иона, тогда как теперь выделяется 3, 6, 9 ионов. Вместе с ионами движется и электричество. Следовательно, благодаря бо́льшей скорости одного из ионов, раствор стал лучше проводить электричество.

Наконец, на нашем чертеже мы приняли, что до электролиза у катода и у анода было одинаковое количество ионов ($ab = bc$, наверху чертежа), а именно по 10 ионов того и другого знака; между тем после электролиза, несмотря на то, что на катоде и аноде выделилось одинаковое число, а именно по 9 ионов, тем не менее внутри раствора ($ab < bc$ внизу чертежа) у анода осталось 4, а у катода — 7 ионов того и другого знака.

Это означает, что если даже до электролиза концентрация всего раствора была одинакова, то после электролиза концентрации раствора у катода и у анода стали разными.

Итак, допущение различной скорости перемещения ионов приводят нас к явлению различной концентрации растворов вблизи электродов после прохождения тока.

Наоборот, исследуя степень понижения концентрации растворов, получающихся после электролиза, можно из опытов определить отношение скоростей обоих ионов, что и было сделано Гитторфом (Hittorf) в 1857 году для целого ряда электролитов.

Представим теперь этот результат в более общем виде.

Пусть в начале опыта концентрация везде одинакова, так что в каждом кубическом сантиметре раствора находится по n $\oplus$-ионов и по n $\ominus$-ионов. Через секунду после начала электролиза к катоду придут nu новых $\oplus$-ионов, а через некоторое время t новых ионов будет nut; в то же время отойдут от катода nvt $\ominus$-ионов, оставив столько же, т. е. nvt $\oplus$-ионов свободными. Вследствие обеих причин у катода освободятся $n(u+v)t$ $\oplus$-ионов, которые отдадут свой заряд катоду, а сами выделятся из раствора.

Совершенно то же самое будет происходить у анода, и здесь за время t выделится $n(u+v)t$ $\ominus$-ионов.

Что же касается концентрации, то в этом отношении у обоих электродов будет разница, а именно, у катода было до электролиза n $\oplus$-ионов [1], прибыло со стороны анода nut $\oplus$-ионов, а выделилось $n(u+v)t$, следовательно, в растворе $\oplus$-ионов

$$n_1 = n + nut - n(u+v)t = n - nvt$$

(и столько же, конечно, $\ominus$-ионов).

У анода сперва тоже было n $\oplus$-ионов; из них во время электролиза ушло к катоду nut $\oplus$-ионов, следовательно, осталось

$$n_2 = n - nut$$

$\oplus$-ионов и столько же $\ominus$-ионов.

Обе формулы показывают, что концентрация раствора как у анода, так и у катода будет убывать со временем, что вполне естественно, так как электролизом вещество выделяется из раствора. Но эта убыль концентрации будет итти не одинаково в обоих сосудах. Убыль будет итти быстрее у того электрода, от которого уходит более быстрый

[1] Мы здесь ведем счет только $\oplus$-ионам, но пусть читатель сам убедится, что результат получится тот же, если вести счет $\ominus$-ионам.

ион, или к которому приходит ион с меньшей скоростью движения. Это и показывают наши формулы.

Отношение скорости иона к сумме скоростей обоих ионов Гитторф назвал „переводным числом“, или „числом переноса этого иона“. Если обозначим через u и v соответственно скорости $\oplus$-иона и $\ominus$-иона, то переводное число $\oplus$-иона будет:

$$\varkappa = \frac{u}{u+v},$$

и число переноса $\ominus$-иона выразится через

$$1-\varkappa = \frac{v}{u+v}.$$

Измеряя концентрацию растворов после электролиза, Гитторф нашел, что в соляной кислоте скорость движения иона водорода почти в 5 раз больше скорости движения хлора.

471. Закон Кольрауша. — Опыты Гитторфа дают лишь *отношение* скоростей отдельных ионов, но не позволяют определить их абсолютных скоростей; для этого необходимо иметь еще одно уравнение, связывающее эти скорости с какими-нибудь другими величинами, доступными непосредственному измерению. Кольрауш показал, что сумму скоростей обоих ионов можно определить по электропроводности электролита. Действительно, мы видели (стр. 560, **469**), что плотность тока в электролите выражается через скорости ионов u и v и через концентрацию раствора η формулою

$$i = F\alpha\eta(u+v);$$

с другой стороны, по закону Ома (стр. 121, **113**), плотность тока $i = kE$, где k — удельная электроводность; поэтому

$$F\alpha\eta(u+v) = kE.$$

Здесь $F = 96\,500$, а все остальные величины α, η, k и E доступны непосредственному измерению; поэтому $(u+v)$ можно вычислить.

Зная отношение между скоростями ионов из опытов Гитторфа, а сумму скоростей по опытам Кольрауша, мы можем определить и абсолютные скорости ионов.

Опыты показали, что скорость какого-нибудь иона при данном напряжении электрического поля E получается одна и та же, независимо от того, с каким другим ионом данный ион находится в растворе. Этот закон был найден на опыте Кольраушем и называется законом Кольрауша о *независимом движении ионов*.

Закон Кольрауша тоже подтверждает гипотезу Аррениуса (стр. 557, **466**) о том, что ионы в электролите уже не связаны друг с другом, а диссоциированы, ибо если это так, то и скорости движения их должны быть независимы друг от друга.

В нижеследующей таблице приведены скорости ионов, выраженные в $\frac{см}{сек}$, при напряжении электрического поля E, равном одному вольту на *см*.

u_0		v_0	
H водород	0,003 263	OH гидроксил	0,001 802
K калий	0,000 669	Cl хлор	0,000 677
Na натрий	0,000 450	NO_3	0,000 639
Li литий	0,000 346	ClO_3	0,000 570

Из рассмотрения этой таблицы мы видим, что скорости ионов, вообще говоря, незначительны; даже самый быстрый из ионов — водород — имеет при $E=1$ скорость около 12 *см* в час.

472. Подвижность ионов и эквивалентная электропроводность.— Отношение *удельной* электропроводности к эквивалентной концентрации растворенного тела называется *эквивалентной электропроводностью*.

$$\frac{k}{\eta} = \Lambda.$$

Отношение эквивалентой электропроводности к степени диссоциации:

$$\frac{k}{\alpha\eta} = \frac{\Lambda}{\alpha} = \Lambda_\infty$$

будет равно эквивалентной электропроводности при $\alpha = 1$, т. е. при бесконечном разрежении.

Обозначим через u_0 и v_0 скорости ионов при $E=1\ \frac{\text{вольт}}{см}$; величины

$$Fu_0 = U \text{ и } Fv_0 = V$$

Кольрауш назвал *подвижностями* ионов.

После этого формула Кольрауша (стр. 563) принимает такой вид:

$$U + V = \Lambda_\infty,$$

т. е. сумма подвижностей обоих ионов равна эквивалентной электропроводности при бесконечном разрежении.

Зная Λ_∞ и измеряя электропроводность раствора Λ, мы можем определить степень диссоциации $\alpha = \frac{\Lambda}{\Lambda_\infty}$.

Зная подвижности отдельных ионов, легко определить их предельные эквивалентные электропроводности; так, для раствора HCl имеем из таблицы на стр. 564:

$$\Lambda_\infty = F(u_0 + v_0) = 318 + 65{,}9 = 383{,}9;$$

для раствора поваренной соли NaCl:

$$\Lambda_\infty = 44{,}4 + 65{,}9 = 110{,}3.$$

Что же касается удельной электропроводности, то для ее вычисления необходимо знать, сколько грамм-эквивалентов данного тела находится в одном $см^3$ раствора, т. е. концентрацию раствора η и степень диссоциации α. Удельная электропроводность будет

$$k = \alpha\eta\Lambda_\infty,$$

а удельное сопротивление

$$\rho = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha\eta\Lambda_\infty}.$$

473. Пример. — Возьмем для примера 10% раствор поваренной соли NaCl; опыт показывает, что его удельное сопротивление $\rho = 8{,}35$ омо-сантиметров и, следовательно, удельная электропроводность $k = 0{,}121$.

Так как атомные веса натрия и хлора равны соответственно

$$Na = 23{,}05 \text{ и } Cl = 35{,}45,$$

то грамм-эквивалент хлористого натрия будет:

$$NaCl = 23{,}05 + 35{,}45 = 58{,}5 \text{ г}.$$

Для 10% раствора концентрация η, т. е. число грамм-эквивалентов в кубическом сантиметре, определится из

$$\eta = \frac{0{,}10}{58{,}5} = 1{,}7 \cdot 10^{-3},$$

и, следовательно, эквивалентная электропроводность будет равна

$$\Lambda = \frac{k}{\eta} = \frac{0{,}121}{1{,}7 \cdot 10^{-3}} = 71,$$

а степень диссоциации

$$\alpha = \frac{\Lambda}{\Lambda_\infty} = \frac{71}{110} = 0{,}65;$$

значит, почти $^2/_3$ молекул поваренной соли в этом растворе диссоциированы.

474. Диссоциация воды. — Для разложения воды, как мы видели, необходимо ее „подкислить", т. е. прибавить немного серной кислоты. Это делается потому, что сама вода очень слабо диссоциирована и почти не проводит тока. По опытам Кольрауша и Гейдвейлера, самая чистая вода, специально для этой цели приготовленная, имеет при температуре 18° удельную электропроводность $k = 0{,}038 \cdot 10^{-6}$. Зная скорости ионов (см. стр. 564) H и OH, можно вычислить эквивалентную электропроводность по формуле

$$\Lambda = 96\,500\,(0{,}003263 + 0{,}001802) = 492,$$

и, следовательно, число грамм-эквивалентов ионизированной воды в $см^3$

$$\gamma_1 = \frac{0{,}038.10^{-6}}{492} = 0{,}77 \cdot 10^{-10}.$$

Это составляет 1 *г* ионов водорода в 10^7 литрах, т. е. в 10^7 *кг* чистой воды.

Диссоциация, как видим, очень слабая.

475. Диссоциирующая сила. — Наряду со слабой диссоциацией собственных молекул вода обладает свойством сильно диссоциировать растворенные в ней тела и образовать электролиты. Эта *диссоциирующая сила* в особенности свойственна воде, а затем и другим жидкостям.

Нернст и Дж. Томсон обратили внимание на то обстоятельство, что диссоциирующая сила различных жидкостей если и не пропорциональна, то все же идет параллельно с величиною их диэлектрической постоянной. Это видно из следующих примеров.

Диэлектрическая постоянная бензола $\varepsilon = 2{,}5$, эфира $\varepsilon = 4{,}1$, алкоголя $\varepsilon = 25$, муравьиной кислоты $\varepsilon = 62$ и воды $\varepsilon = 81$; в таком же порядке идут и их диссоциирующие силы, т. е. способности образовать электролитические растворы. Так, например, соляная кислота HCl, растворенная в воде, — хороший проводник, тогда как в эфире она почти не проводит электричества.

Если мы представим себе растворяемое тело составленным из положительных и отрицательных ионов, то между ионами до их диссоциации должны существовать электрические взаимодействия. Но мы знаем (стр. 32, **32**), что электрические силы обратно пропорциональны диэлектрической постоянной той среды, в которую погружены взаимодействующие тела; нечто подобное должно происходить и с ионами при погружении их в растворитель: они будут тем слабее взаимодействовать, чем больше диэлектрическая постоянная растворителя. Этим можно до некоторой степени объяснить указанный выше парал-

лелизм диэлектрической постоянной с диссоциирующей силой; впрочем явление диссоциации осложняется еще химическими взаимодействиями.

Не нужно смешивать *растворимость с диссоциацией*. Так, например, мы уже указывали, что сахар, который хорошо растворим в воде, не диссоциирует при растворении; с другой стороны, хлористое серебро слабо растворимо в воде, но диссоциация при этом бывает почти полная.

476. Трение ионов. Сольваты.—Мы уже заметили выше, что скорости ионов, вообще говоря, малы; между тем силы, которые на них действуют, громадны.

Ведь каждый грамм-эквивалент несет на себе 96 500 кулонов, или 9 650 абсолютных электромагнитных единиц электричества. При напряжении электрического поля

$$E = \frac{\text{вольт}}{см} = 10^8 \text{ C-G-S-M}$$

мы получим силу, с которою поле действует на один грамм-эквивалент иона:

$$9\,650 \cdot 10^8 \, дин = \frac{9\,650 \cdot 10^8}{981 \cdot 10^3} \, кг = 0{,}98 \cdot 10^6 \, кг,$$

или около миллиона килограммов.

Это показывает, как велико трение ионов в растворе. Коэффициент трения определится из формулы (стр. 559, **466**):

$$k_i = \frac{eE}{u} = \frac{e}{u_0}.$$

и для водорода, где

$$u_0 = 0{,}003263 \, \frac{см}{сек},$$

получим:

$$k = \frac{96\,500}{0{,}003263} = 3 \cdot 10^7.$$

Новейшие опыты указывают на то, что трение ионов очень близко по своей величине к внутреннему трению той жидкости, которая служит растворителем. По всей вероятности ионы образуют с растворителем более сложные молекулярные соединения, так называемые *сольваты*, и во время электролиза эти сложные молекулы и движутся вместе с ионами растворенного тела. А если это так, то вычисленный нами коэффициент трения обусловлен трением сольватов в растворе, т. е. внутренним трением жидкости.

Это свойство ионов присоединяться к другим молекулам мы встретим еще раз при изучении электропроводности газов.

477. Зависимость от температуры. — Так как электропроводность электролитов зависит, с одной стороны, от числа ионов, т. е. от коэффициента диссоциации, и, с другой стороны, от трения ионов, то при изменении температуры оба эти фактора могут меняться, и притом весьма разнообразно. Что касается трения, то оно с повышением температуры уменьшается, коэффициент же диссоциации большею частью увеличивается. От-обеих причин вместе электропроводность увеличивается приблизительно на 2,5% на каждый градус.

478. Демонстрация движения ионов. — На рис. 529 изображен прибор Нернста, при помощи которого очень хорошо можно демонстрировать движение ионов, если эти ионы окрашены. К U-образной трубке B припаяна в A тонкая стеклянная трубка с краном; трубка эта загнута кверху и кончается небольшой воронкой. Сначала, при закрытом кране, наливают в B раствор азотнокислого калия KNO_3 с концентрацией $\gamma = 0{,}003$, а через воронку в тонкую трубку наливают раствор марганцовокислого калия $KMnO_4$ той же концентрации, к которому прибавлено 5% мочевины для того, чтобы увеличить его вязкость. Затем открывают кран и осторожно пропускают раствор $KMnO_4$ в трубку B; поднявшись в оба колена трубки B, раствор этот, благодаря своему фиолетовому цвету, образует две резкие границы с раствором KNO_3, который бесцветен. Наконец, через платиновые электроды, вделанные в пробках трубки B, пускают электрический ток и наблюдают передвижение границы жидкостей B. Ионы K двигаются и в растворе KNO_3 и в растворе $KMnO_4$; выделяясь у катода, они соединяются с водою и освобождают там водород. Таким образом за их движением мы следить не можем. Что же касается ионов MnO_4, то они двигаются против тока и имеют фиолетовую окраску; поэтому у катода мы заметим понижение окрашенной части жидкости, у анода же граница между окрашенной и неокрашенной частью будет повышаться. Наблюдая движение этой границы, можно определить скорость иона MnO_4. Если длина трубки B равна 10 *см* и разность потенциалов взять 50 вольт, то уже через 3 минуты ион MnO_4 передвинется на 0,45 *см*, и, следовательно, разность уровней окраски в обоих коленах трубки B будет равна почти одному сантиметру.

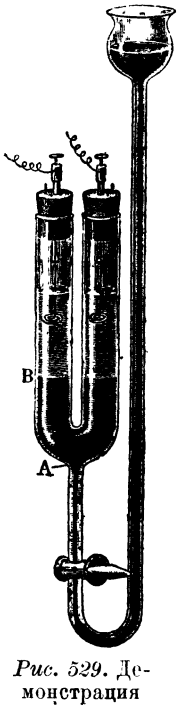


Рис. 529. Демонстрация движения ионов.

479. Скорость движения электричества. — В заключение этого отдела напомним читателю то, что мы говорили на стр. 104, **94**, а именно: при изучении явлений электричества мы оставляли совершенно в стороне вопрос о том, образован ли рассматриваемый ток движением положительного электричества, или движением отрицательного электричества, или обоих вместе; мы даже не имели никакой возможности решить этот вопрос в том или ином виде. Здесь же, в явлениях электролиза, этот вопрос решается вполне определенно, потому что вместе с электричеством здесь двигаются ионы, т. е. материальные частички, за движением которых мы можем следить не только электрическими, но и химическими методами. Таким образом в электролитах мы не только знаем, в какой мере данная нам сила тока обусловлена положительным электричеством и в какой мере отрицательным электричеством, но можем даже определить скорости движения этих электричеств.

Второе замечание, которое мы можем теперь сделать, это — следующее. При изучении распространения электрических волн вдоль проволок (стр. 465, **400**) мы указали, что опыты дали для скорости этого распространения величину c, которая близка к скорости света, и этими данными мы даже воспользовались (стр. 470, **405**) для вычисления периода колебания прямого вибратора. Однако несколько позже (стр. 480, **412**) мы выяснили, что эта скорость c не есть собственно *скорость движения электричества, а скорость распространения электромагнитного поля.* Не нужно забывать, что электричества непосредственно мы не видим, а судим о его присутствии только по электромагнитным действиям; поэтому и опыт, сделанный при помощи электромагнитных методов, может дать нам только скорость распространения электромагнитного поля, а не самого электричества.

Если бы мы сделали проволоки не из металла, а из электролита, то скорость распространения электромагнитного поля вдоль таких проволок была бы тоже около 300 000 километров в секунду, между тем скорость движения электричества была бы та же, что и скорость движения ионов, т. е. всего-навсего несколько сантиметров в час.

Наконец, на те скорости ионов, которые мы привели выше, нужно смотреть лишь как на *средние скорости* их движения между электродами. На самом же деле ионы, по всей вероятности, движутся во все стороны и с самыми разнообразными скоростями; при своем движении они сталкиваются с другими ионами, с молекулами растворителя и со стенками сосуда; вообще ионы движутся подобно тому, как движутся молекулы газа по кинетической теории. В электрическом же поле к этому беспорядочному движению прибавляется еще односто-

роннее движение, причем средняя скорость этого движения для ⊕-иона и для ⊖-иона может быть разная.

Аналогичные различия между скоростями мы имеем в акустике между скоростью звука в воздухе, скоростью движения самого воздуха и скоростью движения его молекул.

IV. ЭЛЕКРОВОЗБУДИТЕЛЬНАЯ СИЛА

480. Теория Нернста.— Мы уже видели, каким образом, благодаря теории Аррениуса, оказались связанными между собою величина осмотического давления и электропроводность растворов. Но так как от осмотического давления зависит диффузия растворов, то между коэффициентом диффузии и электропроводностью тоже должно быть количественное соотношение. Это соотношение удалось раскрыть Нернсту. Однако Нернст не остановился на этом и указал еще на одну особенность явления *диффузии электролитов.* Дело в том, что молекулы электролитов состоят из двух частей, ⊕- и ⊖-ионов, и коэффициенты трения у них различны. Вследствие этого оба иона, находясь под действием одного и того же осмотического давления, должны были бы иметь разные скорости. Так, например, водород в растворе HCl, обладая большей подвижностью (меньшим трением), будет при диффузии забегать вперед, тогда как хлор отстанет от него. Но водород заряжен положительно, а хлор — отрицательно, поэтому два граничащих друг с другом раствора HCl различной концентрации будут заряжаться противоположными электричествами.

Конечно, тотчас же после появления этих зарядов между противоположными ионами образуется электрическое поле, которое будет противодействовать разъединению ионов. Поэтому, хотя более подвижный водород и забежит вперед в раствор меньшей концентрации, но в то же самое время он потянет за собою и хлор, и они будут двигаться вместе. При таком движении все молекулы будут ориентированы, а именно, все ⊕-ионы H будут направлены в сторону раствора меньшей концентрации, а все ⊖-ионы Cl — в противоположную сторону; результатом этого появится в диффундирующем растворе электрическое поле, и два раствора разной концентрации обнаружат разность потенциалов, т. е. образуют *гальванический элемент.*

Разность потенциалов, или электродвижущую силу, такого *концентрационного* элемента мы можем вычислить, зная подвижности ионов диффундирующего электролита. Ввиду большого принципиального значения этой теории мы считаем нужным, хотя бы вкратце, привести здесь рассуждения Нернста.

Представим себе слой электролита толщиною dx, и разность осмотических давлений по обеим сторонам этого слоя пусть будет dp. Если вырезать в этом слое площадку в один $см^2$, то вырезанная нами часть слоя будет иметь объем dx $см^3$, и заключенное в этом объеме диффундирующее вещество будет двигаться под действием *силы* dp.

Однако, кроме силы осмотического давления dp, нужно принять еще во внимание силу электрического поля. Если E — напряжение поля, η — концентрация раствора, F — заряд одного грамм-эквивалента, то электрическая сила, приложенная к одному $см^3$ раствора, будет ηFE; но рассматриваемый нами слой имеет объем dx $см$, и сила, действующая на заключенные в нем ионы, будет $\eta FE\,dx$.

Осмотическое давление действует на $\oplus$- и $\ominus$-ионы одинаково, электрические же силы будут направлены в противоположные стороны; поэтому на $\oplus$-ион будет действовать сила $(dp + \eta FE\,dx)$, а на $\ominus$-ион сила $(dp - \eta FE\,dx)$. Обозначим через u и v скорости ионов, соответствующие силе, равной единице; тогда под действием вычисленных нами сил $\oplus$-ионы приобретут скорость u $(dp + \eta FE\,dx)$, а $\ominus$-ионы скорость v $(dp - \eta FE\,dx)$. Так как оба иона движутся вместе, то обе скорости должны быть одинаковы; следовательно,

$$u(dp + \eta FE\,dx) = v(dp - \eta FE\,dx),$$

откуда может определиться $E\,dx$, т. е. разность потенциалов dV, возникающая в этом слое:

$$dV = \frac{u - v}{u + v} \cdot \frac{1}{\eta F} \cdot dp.$$

Подставляя сюда η из формулы Бойля-Мариотта (стр. 537)

$$p = \frac{\eta R\vartheta}{n},$$

имеем:

$$dV = \frac{u - v}{u + v} \cdot \frac{R\vartheta}{nF} \cdot \frac{dp}{p}.$$

Если даны два соприкасающихся электролита с осмотическими давлениями p_1 и p_2, то для определения разности потенциалов между ними нам необходимо просуммировать все разности потенциалов dV по всем промежуточным слоям dx, где осмотическое давление постепенно меняется. При этом в правой части равенства нам придется

суммировать выражение $\frac{dp}{p}$; подобную сумму мы уже определяли на стр. 333. В данном случае получаем:

$$V = \frac{u - v}{u + v} \cdot \frac{R\vartheta}{nF} \cdot \lg \frac{p_1}{p_2}.$$

Эта формула, выведенная Нернстом, хорошо подтверждается на опыте.

Применяя эту формулу, необходимо иметь в виду, что первый и последний множитель суть отвлеченные числа; что же касается множителя $\frac{R\vartheta}{nF}$, то если мы все входящие в него величины выразим в абсолютных единицах, то и разность потенциалов получим тоже в абсолютных единицах, а для перевода в вольты необходимо помножить на 10^{-8}.

Электродвижущие силы, получаемые на границе растворов различной концентрации, вообще малы, как это можно видеть из следующего подсчета.

Если взять, например, соляную кислоту, где разность $(u - v)$ между скоростями водорода и хлора значительна, то первый множитель будет:

$$\frac{u - v}{u + v} = 0{,}66.$$

Далее, если осмотическое давление одного из двух граничащих растворов в 100 раз более другого, тогда $\mathrm{Lg}\,(100) = 2$, а натуральный логарифм (стр. 332) $\lg\,(100) = 4{,}6$. При $\vartheta = 290°$ имеем в абсолютных единицах $R\vartheta = 2{,}4 \cdot 10^{10}$, и, следовательно, $VF = 7{,}2 \cdot 10^{10}$, откуда $V = 0{,}08$ вольта.

481. Теория гальванических элементов.—Теория Нернста впервые дала наглядное механическое представление электродвижущим силам, появляющимся при соприкосновении двух разнородных тел. Правда, эта теория дает количественные соотношения только для электродвижущей силы двух растворов различной концентрации, но Нернст обобщил этот результат, сделав гипотезу, что нечто аналогичное происходит и при всяком соприкосновении двух различных тел.

Для того, чтобы объяснить электродвижущую силу, появляющуюся на границе между металлами и растворами в гальванических элементах, Нернст приписывает каждому металлу особое внутреннее *электролитическое* давление. Благодаря такому давлению, например, цинк,

погруженный в серную кислоту, начинает переходить в раствор в виде ионов, и так как ионы цинка положительны, то раствор заряжается положительным электричеством, а сам цинк — отрицательным. Впрочем такой переход $\oplus$-ионов цинка в раствор будет происходить только в первый момент при его погружении, ибо как только между цинком и раствором установится определенная разность потенциалов, то сейчас же начнут действовать электрические силы, которые будут притягивать к цинку его ионы и противодействовать внутреннему давлению цинка, вследствие чего процесс растворения цинка должен прекратиться. Благодаря большой величине F достаточно уже ничтожного количества ионов цинка для того, чтобы этот процесс растворения прекратился; поэтому непосредственно его обнаружить нельзя, а о нем свидетельствует лишь появившаяся между цинком и раствором разность потенциалов.

Но если постоянно уничтожать противоположные заряды цинка и раствора, соединяя их каким-нибудь проводником, только сделанным из *другого* металла, например из меди, то разность потенциалов уменьшится, и новые ионы цинка будут входить в раствор, т. е. цинк будет продолжать растворяться.

Одновременно с процессом растворения цинка мы получим во внешней цепи электрический ток от меди к цинку.

Таким образом объясняется по теории Нернста действие гальванического элемента.

482. Электролитические потенциалы.—Для определения того потенциала, который уравновешивает внутреннее электролитическое давление металла, погруженного в какой-либо раствор, мы должны применить к положительному иону этого металла все те рассуждения, которые приведены нами на стр. 571, причем, имея в виду наступившее равновесие, должны положить скорость иона равной нулю. Тогда получим разность потенциалов между раствором и металлом

$$V = \frac{R\vartheta}{nF} \cdot \lg \frac{p_1}{p_2}.$$

Здесь p_1 и p_2 — осмотические давления ионов данного металла внутри металла и в растворе.

Из этой формулы следует, что электролитический потенциал зависит только от осмотического давления ионов *данного* металла, а не от других ионов, находящихся в растворе, и мы будем наблюдать ту же разность потенциалов при погружении цинка в раствор хлористого цинка или в раствор сернокислого цинка, при той же концен-

грации цинковых ионов. Чем больше эта концентрация, тем больше осмотическое давление p_2 и тем меньше будет разность потенциалов V между раствором и металлом. Наконец, если бы можно было сделать концентрацию раствора настолько сильной, чтобы осмотическое давление ионов p_2 было больше p_1, тогда $\oplus$-ионы металла станут осаждаться из раствора на металле, и этот последний станет заряжаться *положительным* электричеством.

Если взять какой-либо определенный раствор соли, для которого осмотическое давление p_2 $\oplus$-иона данного металла можно вычислить, то из наблюдения V можно было бы определить p_1, т. е. электролитическое давление внутри металла; однако определение V сопряжено с некоторыми практическими затруднениями. Дело в том, что для определения разности потенциалов между металлом и раствором мы должны ввести в раствор еще второй металлический электрод, чтобы соединить раствор с электрометром. Но, вводя такой электрод, мы тем самым вводим в цепь еще новую разность потенциалов V_0 и измеряем электрометром разность потенциалов $V - V_0$. Правда, для некоторых электродов есть основание предполагать, что $V_0 = 0$, а в таком случае опыт позволяет вычислить абсолютную величину электролитического давления металла p_1. Эти вычисления дают для внутреннего электролитического давления металлов величины от 10^{-29} до 10^{+2} атмосфер. Впрочем, к этим вычислениям надо относиться с некоторою осторожностью. Во-первых, уже незначительная разница V дает громадные разницы в давлении p; во-вторых, давление p_1 не постоянно для данного металла, а зависит от того, с каким раствором он находится в соприкосновении; наконец, эти вычисления предполагают, что здесь применим закон Бойля-Мариотта, что при значительных давлениях вызывает сомнения. Во всяком случае приведенные цифры показывают, насколько различны металлы по своим электролитическим давлениям.

Для практических целей важно бывает знать не столько абсолютные значения потенциалов, сколько их относительные значения для различных металлов. Поэтому условились считать эти потенциалы от потенциала, обнаруживаемого водородом при соприкосновении с таким раствором, в котором концентрация водородных ионов нормальная, т. е. $\gamma_1 = 1$. Для получения такого *нормального* электрода пользуются платиновою пластинкою, покрытою платиновою чернью. Такая пластинка легко может быть насыщена водородом и служит тем вторым электродом, который соединяет рассматриваемый раствор с электрометром.

В нижеследующей таблице приведены электролитические потенциалы некоторых тел, в предположении, что они погружены в нормальный раствор, т. е. такой, в котором $\gamma_1 = 1$.

Zn	+ 0,77 вольт		Cu	— 0,33 вольт
Cd	+ 0,42 „		Hg	— 0,76 „
Fe	+ 0,34 „	H = 0	Ag	— 0,77 „
Ni	+ 0,23 „		Br	— 0,99 „
Pb	+ 0,15 „		Cl	— 1,35 „

Эта таблица позволяет нам вычислить электродвижущую силу гальванического элемента, составленного из приведенных выше веществ в любой комбинации. Так, например, для элемента Вольты получим:

$$Zn - Cu = 0{,}77 + 0{,}33 = 1{,}10 \text{ вольт.}$$

483. Закон Леблана. — Леблан показал, что теми же электролитическими потенциалами можно пользоваться и для решения обратной задачи, а именно, какая разность потенциалов необходима для выделения какого-либо металла из раствора его соли путем электролиза. Так, например, для разложения $CdBr_2$ требуется

$$0{,}42 + 0{,}99 = 1{,}41 \text{ вольт.}$$

Из той же таблицы мы видим, что для выделения Zn требуется на 0,77 вольта больше, чем для выделения водорода, а для выделения Cu — на 0,33 вольт меньше. Так как опыт показывает, что для разложения серной кислоты H_2SO_4 требуется 1,68 вольт, то заключаем, на основании закона Леблана, что для разложения $ZnSO_4$ требуется $1{,}68 + 0{,}77 = 2{,}45$ вольт, а для разложения $CuSO_4$ — только $1{,}68 - 0{,}33 = 1{,}35$ вольт. Так как разница для серебра и меди составляет 0,44 вольт, то этим обстоятельством можно воспользоваться для отделения этих металлов друг от друга.

Впрочем, в некоторых случаях наблюдаются отступления от закона Леблана. Так, например, элемент Грове (стр. 580), состоящий из пластинок, насыщенных кислородом и водородом и погруженных в раствор серной кислоты, имеет электродвижущую силу 1,15 вольт; между тем для разложения воды, в зависимости от состава электродов, требуется от 1,3 до 1,7 вольт.

484. Поляризация элементов. — Возьмем обыкновенный элемент Вольты, состоящий из медной и цинковой пластинок, погруженных в раствор серной кислоты. Такой элемент имеет электродвижущую силу около 1,1 вольт; но как только мы соединим его полюсы проводником, эта электродвижущая сила быстро падает. Присмотревшись внимательнее, мы заметим, что, одновременно с падением электродвижущей силы элемента, медная пластинка оказывается покрытой пузырьками газа. Легко видеть, что этот газ есть не что иное как

водород, который образовался на медной пластинке вследствие электролиза серной кислоты. Цинк, как мы знаем, имеет большое внутреннее электролитическое давление и входит в раствор H_2SO_4 в виде $\oplus$-ионов, вытесняя $\oplus$-ионы водорода; ионы водорода идут внутри электролита по направлению тока от цинковой пластинке к медной и, отдавая здесь свой заряд, выделяются на медной пластинке в виде пузырьков. Это обстоятельство влечет за собою сразу два последствия; во-первых, сопротивление элемента увеличивается, так как газообразный водород почти не проводит электричества, а во-вторых, сам водород тоже имеет стремление войти в раствор в виде ионов и потому дает электродвижущую силу, направленную против электродвижущей силы цинка. Таким образом, мы можем сказать, что в начале действия элемента мы имели в растворе серной кислоты медную и цинковую пластинки, которые давали разность потенциалов 1,1 вольт, а затем у нас получились пластинки водородная и цинковая, а электродвижущая сила элемента стала равной всего 0,77 вольт.

Это явление носит название *поляризации* элементов.

485. Деполяризация. — Для того, чтобы избавиться от поляризации, делающей элемент непостоянным, применяют различные способы. Можно удалять водород с медной пластинки механическим путем, сделав ее подвижною или поддерживая самую жидкость в постоянном движении. Но гораздо удобнее удалять водород химическим путем, окисляя его каким-нибудь окислителем и превращая его таким путем в воду. Так устроен элемент Грене (стр. 113, 104), в котором к раствору серной кислоты прибавляется двухромовокислый калий. В элементе Лекланше (стр. 113, 105) применен окислитель, или *деполяризатор*, в твердом виде, а именно перекись марганца, и помещен непосредственно у угольной пластинки, где именно и выделяется водород. Твердый деполяризатор, конечно, удобнее, но зато он действует медленнее; поэтому элемент Лекланше, хотя и выдерживает сильные токи, но недолгое время; ему необходимо дать некоторый отдых, пока он успеет деполяризоваться.

Гораздо постояннее в этом отношении элементы с жидким деполяризатором, но помещенным не в самом электролите, где возникает электродвижущмя сила (Грене), а у положительного электрода (Даниэль). Такие элементы — *с двумя жидкостями* — требуют, конечно, для разделения обеих жидкостей перегородок, и притом таких, которые по возможности препятствовали бы смешению обеих жидкостей, но не препятствовали бы обмену их ионов. Обыкновенно для этого употребляют пористую глину (Даниэль) или пергамент (Сименс). Мы уже дали описание элемента Даниэля (стр. 112, 103)

с двумя жидкостями; разберем теперь схему действия этого элемента (рис. 530).

Цинк, растворяясь в виде ⊕-ионов в серной кислоте, вытесняет из нее водород, который, тоже в виде ⊕-иона, направляется через пористую перегородку в раствор медного купороса, образуя здѣсь раствор серной кислоты. Вытесненные водородом ⊕-ионы меди выделяются на медном электроде, отдавая ему свой заряд. При этом, как видим, состав электродов не меняется, ибо они остаются медными и цинковыми, и только состав жидкостей изменяется, причем серная кислота понемногу превращается в цинковый купорос, а медный купорос — в серную кислоту. Но это последнее обстоятельство для электродвижущей силы элемента не имеет большого значения; после некоторого времени жидкости, конечно, приходится заменять новыми.

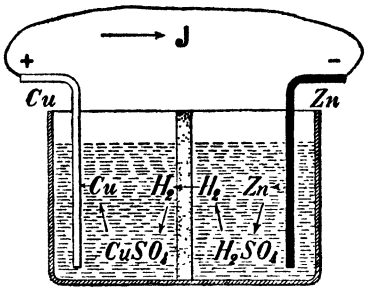


Рис. 530. Схема действия элемента Даниэля.

486. Поляризация электродов. — Явление поляризации происходит не только в элементах, но и при всяком электролизе, в котором состав электродов меняется.

Если мы опустим в раствор медного купороса две медные пластинки и будем пропускать через них ток, то медный купорос $CuSO_4$ будет разлагаться на медь Cu, идущую в виде ⊕-иона по направлению тока и оседающую на той пластинке, где ток выходит из раствора, и SO_4, идущий против тока и соединяющийся с Cu противоположной пластинки снова в $CuSO_4$. Поэтому та пластинка, через которую ток входит в электролит, будет постепенно растворяться, а на другой пластинке будет оседать медь из раствора. В этом случае оба электрода остаются медными, и никакой поляризации здесь не происходит. Такие электроды называются *неполяризующимися*.

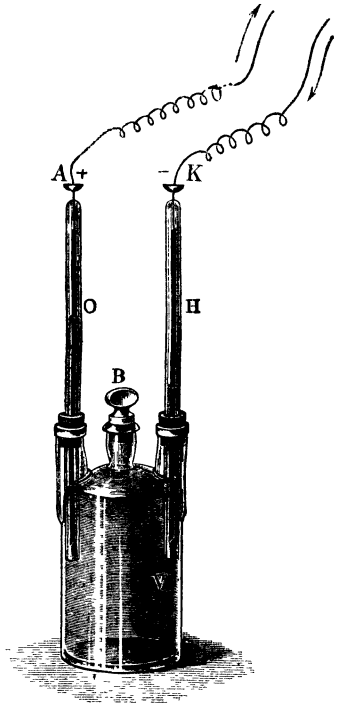


Рис. 531. Газовый элемент Грове.

Но если мы возьмем две платиновые пластинки (рис. 531) и опустим их в подкисленную воду, то после некоторого времени электролиза мы заметим, что одна из пластинок покрылась слоем водорода, а другая — кислорода. Получившиеся таким образом две *разные* пластинки имеют разность потенциалов около 1,15 вольт, причем та пластинка, которая была соединена с отрицательным полюсом батареи и на которой, следовательно, осел водород, будет иметь более низкий потенциал, чем кислородная пластинка. Это потому, что водород стремится снова войти в раствор в виде $\oplus$-иона. Впрочем, если даже мы отнимем обе пластинки от батареи, то все же водород не может вновь войти в раствор, ибо его удерживает на себе отрицательно заряженная пластинка. Но, как только мы соединим обе пластинки проводником, их заряды взаимно уничтожатся, $\oplus$-ионы водорода и $\ominus$-ионы кислорода будут входить в раствор, а во внешней цепи мы получим электрический ток, как от обыкновенного гальванического элемента.

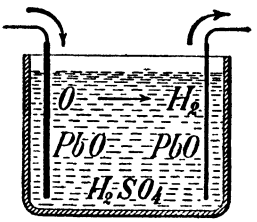


Рис. 532. Зарядка аккумулятора.

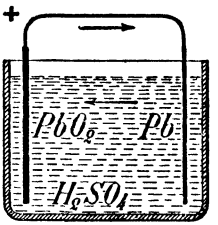


Рис. 533. Разрядка аккумулятора.

Такие элементы, которые, подобно только что описанному, требуют предварительного электролиза, называются *вторичными элементами*, или *аккумуляторами*. Вышеописанный газовый элемент был изобретен Грове.

V. ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОЛИЗА

487. Аккумулятор Планте. — Аккумулятор Грове, описанный в предыдущем параграфе, в технике не употребляется, потому что имеет очень незначительную *емкость* и слишком мало может накопить в себе электрической энергии. Первым техническим аккумулятором нужно считать свинцовый аккумулятор Планте. Он состоит из двух свинцовых пластин, погруженных в раствор серной кислоты.

Пропуская первичный ток, т. е. *заряжая* аккумулятор (рис. 532), мы разлагаем серную кислоту, причем одна свинцовая пластина окисляется сперва в окись, а затем в перекись свинца, — на другой пластине выделяется водород.

При *разряжении* (рис. 533) ток во внешней цепи идет от перекиси свинца к свинцу, т. е. в *обратном направлении*, чем при зарядке, в это время перекись свинца раскисляется водородом в окись, а свинцовая пластина, где при заряжении выделялся водород, окисляется в окись. Теперь обе пластинки одинаковы, и разность их потенциалов опять равна нулю.

Количество электричества, которое можно получить от аккумулятора, зависит от количества перекиси свинца, которое образовалось при заряжении; поэтому понятно, что для получения значительной емкости необходимо брать пластины большой поверхности. Тем не менее емкость таких аккумуляторов все еще незначительна, потому что окисление свинца в перекись происходит только на поверхности. Для того, чтобы окисление шло как можно глубже, Планте́ воспользовался свойством свинца разрыхляться при его образовании из перекиси и подвергал свои аккумуляторы так называемой *формовке*, т. е. последовательному заряжению и разряжению в продолжение нескольких недель и даже месяцев. Каждое разряжение все более и более разрыхляло свинец и давало возможность при последующем заряжении проникать кислороду все глубже и глубже, так что емкость аккумулятора увеличивалась.

488. Аккумулятор Фора. — Вместо того, чтобы формовать аккумуляторы, как это делал Планте́, Фор предложил заранее обкладывать пластины слоем сурика, который при раскислении давал бы толстый слой разрыхленного свинца. Сурик, это — яркокрасный порошок; его считают за соединение перекиси свинца с окисью $PbO_2(PbO)_2$. Фор растирал этот порошок с водою и намазывал им электроды, а для того, чтобы он лучше держался, покрывал его материей. При заряжении сурик на одном из электродов обращался в перекись свинца, а на другом — в свинец, и таким образом получался уже сформованный аккумулятор. Хотя аккумуляторы Фора и выходили гораздо дешевле, так как не требовалось при этом дорого стоящей продолжительной формовки, но они оказались очень непрочными. Рыхлая масса скоро отпадала, и аккумулятор приходил в негодность. Для того, чтобы устранить это затруднение, были предложены различными фирмами различные формы пластин и различные способы прикрепления к ним сурика. Мы опишем только наиболее употребительный тип Тюдор.

489. Аккумулятор братьев Тюдор. — Способ Тюдор представляет соединение способов Планте́ и Фора. Положительные пластины делаются из свинца с глубокими бороздками для увеличения их поверхности и формуются по способу Планте́ в продолжение около $1^1/_2$ месяцев.

Отрицательные пластины имеют вид свинцовой решетки, заполненной особым тестом, сделанным из окиси свинца. При первой же зарядке окись превращается в свинец.

Преимущество этих аккумуляторов заключается главным образом в прочности положительных пластин, которые в аккумуляторах Фора скорее всего приходят в негодность.

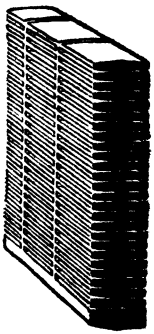


Рис. 534. Положительная пластина аккумулятора Тюдор.

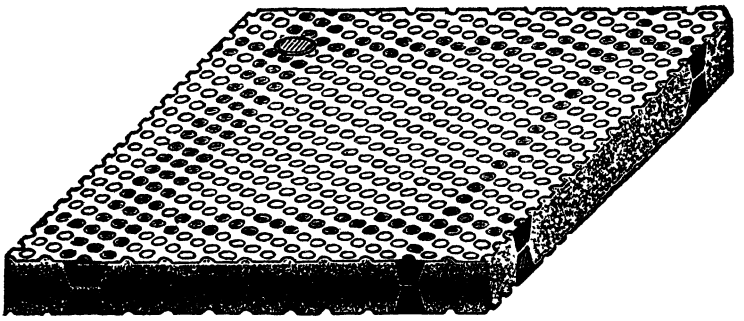


Рис. 535. Отрицательная пластина аккумулятора Тюдор.

490. Действие аккумулятора.— Процессы, происходящие в аккумуляторах, далеко не так просты, как это может показаться с первого раза. При опускании формованных пластин в раствор серной кислоты образуется прежде всего сернокислый свинец $PbSO_4$.

При заряжении он разлагается на чистый свинец и остаток SO_4, который распадается на SO_3 и O; SO_3 с водою раствора образует серную кислоту H_2SO_4, а кислород O окисляет свинец в перекись.

При разрядке происходит обратное явление: свинец отнимает из раствора серную кислоту, образуя сернокислый свинец.

Таким образом заряжение сопровождается увеличением концентрации раствора H_2SO_4, а разряжение — уменьшением. Одновременно с этим и удельный вес раствора меняется, так что посредством ареометра можно наблюдать за течением самого процесса зарядки или разрядки. Удельный вес раствора серной кислоты у аккумуляторов Тюдор после зарядки 1,20, а после разрядки 1,15.

Работу аккумуляторов можно охарактеризовать следующими формулами. Пусть внешняя электродвижущая сила E и полное сопротивление цепи r, тогда сила тока в начале зарядки

$$i_0 = \frac{E}{r}.$$

При возникновении электровозбудительной силы поляризации e ток уменьшится:

$$i_1 = \frac{E - e}{r},$$

и, наконец, при разрядке ($E = 0$) он пойдет в обратную сторону:

$$i_2 = \frac{-e}{r}.$$

Электровозбудительная сила при зарядке поднимается сначала до 2,1 вольт, затем долгое время остается постоянною и при конце зарядки снова быстро поднимается до 2,7 вольт. В это время выделение газов делается очень бурным; аккумуляторы, как говорят, „кипят", и производить дальнейшую зарядку бесполезно. При разряжении то же явление идет в обратном порядке: сначала напряжение быстро падает от 2,7 до 2 вольт и затем долго остается постоянным; к концу разрядки, когда аккумуляторы уже начинают истощаться, напряжение снова быстро падает. Обыкновенно разрядку не доводят ниже 1,85 вольт, так как в разряженном аккумуляторе легко образуется вредный для его действия сернокислый свинец.

Емкостью аккумулятора называется то количество электричества, которое можно получить из него при разряжении от 2,18 до 1,85 вольт. Эта емкость измеряется обыкновенно в амперчасах. Каждый амперчас равен 3 600 амперсекундам, т. е. 3 600 кулонам.

Полезное действие аккумулятора определяется по тому количеству энергии, которое он дает при разряжении от 2,18 до 1,85 вольт. При заряжении разность потенциалов бывает больше, чем при разряжении, и энергии приходится тратить тоже больше.

Коэффициент полезного действия современных аккумуляторов бывает около 85%.

491. Устройство аккумулятора. — Аккумуляторные пластины помещаются в стеклянные сосуды или деревянные ящики, выложенные внутри свинцом. Если приходится их часто переносить, то вместо стеклянных сосудов употребляются более легкие и не так легко разбиваемые сосуды из целлулоида. В каждом сосуде (рис. 537) помещаются несколько положительных и отрицательных пластин (рис. 536) для получения возможно большей поверхности электродов и возможно меньшего сопротивления электролита. Пластины помещены в таком порядке, чтобы за каждой положительной пластиной следовала отрицательная, и наоборот; две крайние пластины — отрицательные. Каждая пластина имеет наверху выступы, которые опираются на края ящика,

так что пластина находится в висячем положении и не доходит своим нижним ребром до дна ящика; это делается для того, чтобы масса, падающая от пластин на дно, не могла произвести короткого замыкания. Между пластинами бывает расстояние около 1—2 сантиметра, и обыкновенно между ними помещают вертикальные стеклянные трубки, чтобы предотвратить их соприкосновение. Каждая группа одноименных пластин соединена между собою общим свинцовым стержнем, представляющим один полюс аккумулятора (рис. 538).

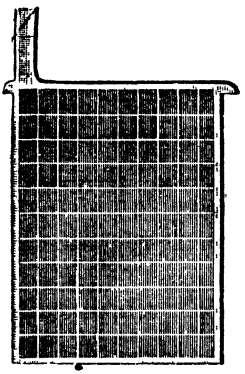


Рис. 536.

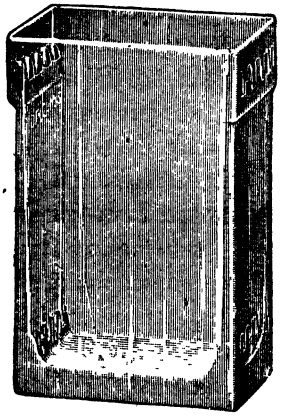


Рис. 537.

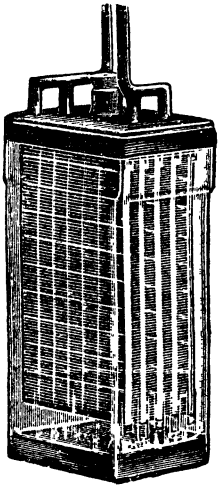


Рис. 538.

Лабораторный тип аккумулятора Б е з е.

В существующих наиболее употребительных типах аккумуляторов емкость бывает от 5 амперчасов до 1 000 амперчасов. На каждый килограмм веса пластин можно считать емкость от 3,5 до 6 амперчасов; при разности потенциалов около двух вольт это дает от 7 до 12 уаттчасов. Переносные аккумуляторы стараются делать полегче и доводят их до 35 уаттчасов на килограмм веса пластин; конечно, прочность аккумуляторов при этом уменьшается. Поверхность положительной пластины берется с таким расчетом, чтобы плотность тока была около 0,5 ампер на каждый дециметр. При большей плотности тока появляется опасность выпадения массы вследствие слишком сильного и неравномерного ее разрыхления, отчего и сами пластины коробятся. Ввиду этого необходимо обращаться с аккумулятором осторожно и избегать коротких замыканий, которые могут привести его быстро в негодное состояние.

492. Установка аккумуляторов.—Аккумуляторы соединяются в батареи большею частью последовательно; если же для зарядки имеется

в распоряжении ток слабого напряжения, то аккумуляторы во время зарядки соединяются параллельно, а при разрядке — последовательно. Таким образом получается возможность трансформировать токи низкого напряжения в токи высокого напряжения, и наоборот. Впрочем, при этом надо иметь в виду, что аккумуляторы при параллельном соединении могут работать не все с одинаковою силою тока так как их сопротивление может быть различное. При постоянных установках отдельные аккумуляторы устанавливаются на стеклянных изоляторах,

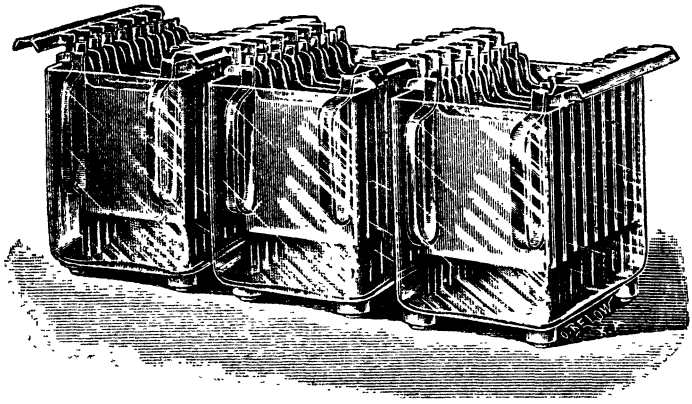


Рис. 539. Соединения аккумуляторов.

и разноименные полюсы двух смежных аккумуляторов спаиваются друг с другом посредством свинцовых пластин (рис. 539 и 540).

Аккумуляторы должны быть легко доступны для осмотра, потому что только при самом тщательном надзоре и уходе за аккумуляторами можно от них ожидать более или менее долгой службы. Подробности ухода за аккумуляторами всегда указываются самими фабрикантами.

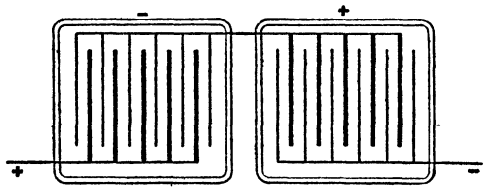


Рис. 540. План соединения аккумуляторов.

На центральных станциях, где установлены генераторы постоянного тока, большею частью бывает установлена и батарея аккумуляторов. При этом аккумуляторы соединяются параллельно с генераторами.

На рис. 541 показана схема параллельного соединения аккумуляторов CC с динамо-машиной D постоянного тока. Провода, идущие в сеть, показаны на верху рисунка.

При этом возможны следующие комбинации:

a) Питание сети одною машиною, причем переключатель K_1 поставлен на *a*.

b) Заряжение аккумуляторов, для чего переключатель K_1 должен быть на *b*.

Как увидим ниже, последние аккумуляторы работают меньше других, поэтому и при заряжении их надо будет раньше выключить. Это достигается переключателем Z_1, так называемым *целленшальтером* (Zelle — элемент; schalten — включать), который состоит из медной пружины, скользящей по контактам, соединенным с соответствующими аккумуляторами.

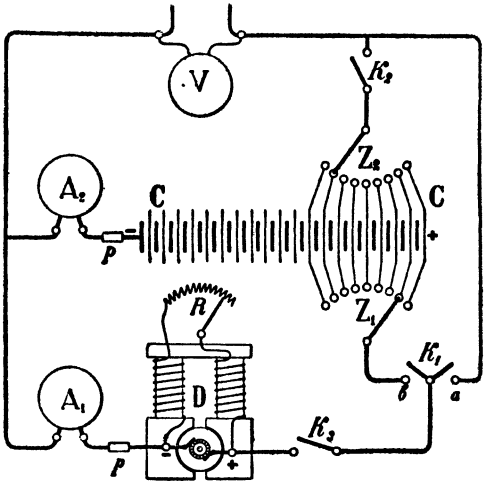


Рис. 541. Схема соединения динамомашины с аккумуляторами.

c) Если желаем питать сеть одними аккумуляторами, то ключ K_1 должен быть разомкнут, а ключ K_2 замкнут. Здесь тоже имеется целленшальтер Z_2 для того, чтобы, по мере истощения аккумуляторов и падения в них напряжения, можно было все-таки поддерживать в сети постоянный вольтаж включением большего числа аккумуляторов. Для наблюдения за вольтажем установлен вольтметр *V*. Легко видеть, что аккумуляторы, соединенные с целленшальтером, вообще меньше бывают в работе, чем остальные.

d) Можно пользоваться одновременно динамо-машиной и аккумуляторами, замкнув K_1 и K_2. Тогда аккумуляторы будут заряжаться, если расход в сети невелик, а при большом расходе они будут разряжаться и помогать динамо-машине питать сеть.

О работе аккумуляторов судят по амперметру A_2, который для этой цели должен быть устроен с отклонением стрелки на обе стороны с нулем посередине. Амперметр A_1 показывает расход тока динамо-машиной.

Заметим, что динамо-машина, работающая параллельно с аккумуляторами, обыкновенно берется с *параллельным возбуждением* (стр. 425, **367**). Дело в том, что если от каких-либо причин — от замедления хода двигателя, или от скольжения ремня — напряжение машины по-

низится настолько, что окажется ниже напряжения аккумуляторов, то ток из последних направится в машину; при этом в машине с последовательным возбуждением индукторы должны перемагнититься, тогда как в шунтовой машине ток в магнитах в этом случае будет итти по тому же направлению, что и при нормальной работе. Впрочем, на такой случай можно устроить автоматические выключатели K_3, которые сами выключают машину, когда ток в ней становится очень слабым. Для предупреждения слишком сильных токов установлены предохранители p (стр. 160, **145**).

Все приборы для наблюдения за токами и напряжениями в сети, в аккумуляторах и динамо-машине, а также все выключатели, переключатели и целленшальтеры помещаются на общей *распределительной* доске из мрамора, шифера или другого какого-либо изолятора.

493. Расчет батареи аккумуляторов. — Положим, что в сети необходимо поддерживать напряжение 110 вольт. Так как напряжение в аккумуляторах может падать до 1,8 вольт, то необходима батарея в

$$\frac{110}{1{,}8} = 60 \text{ аккумуляторов.}$$

Наибольшее напряжение при заряжении 2,75 вольт; следовательно, динамо-машина должна быть в состоянии давать $2{,}75 \times 60 = 165$ вольт. Когда в работе свежие аккумуляторы, их напряжение около 2,2 вольт, и тогда достаточно для питания сети

$$\frac{110}{2{,}2} = 50 \text{ аккумуляторов;}$$

следовательно, 10 аккумуляторов, остаются в резерве. Затем, по мере уменьшения потенциала аккумуляторов, для поддержания того же вольтажа приходится включать все большее и большее число их; для этого и служит целленшальтер.

494. Электрометаллургия. — Электролизом пользуются для различных металлургических целей, из которых мы укажем лишь на получение чистой *меди* и *алюминия*.

Медные руды, из которых добывается медь, содержат обыкновенно сернистые соединения меди CuS, Cu_2S, а также окись CuO и, кроме того, примеси других металлов.

Полученная из этих руд медь с примесью других металлов отливается в форме пластин, которые затем употребляются в виде анодов при электролизе раствора серной кислоты. Подбирая соответствующую разность потенциалов (см. стр. 575, **483**), можно получить на катоде чистую медь без примесей. Другой способ заключается в том, что

размельченная руда обрабатывается слабым раствором сернокислой окиси железа $Fe_2(SO_4)_3$, причем медь переходит в раствор в виде медного купороса $CuSO_4$, который затем подвергается электролизу.

Для получения алюминия уже нельзя пользоваться растворами, а приходится подвергать электролизу расплавленные соли этого металла. Для этой цели устраивают большие угольные тигли (рис. 542), в которые всыпают двойную соль фтористого алюминия и натрия вместе с глиноземом. Угольные тигли служат отрицательным электродом (катодом), положительные электроды состоят из угольных стержней (рис. 542). Сначала соединяют оба электрода до соприкосновения, и образующаяся между ними вольтова дуга расплавляет глинозем. Затем поднимают угольные стержни и производят электролиз, причем расплавленный алюминий от времени до времени выпускают из нижнего отверстия тигля. Содержимое тигля поддерживается в расплавленном состоянии самим током (джоулевым теплом).

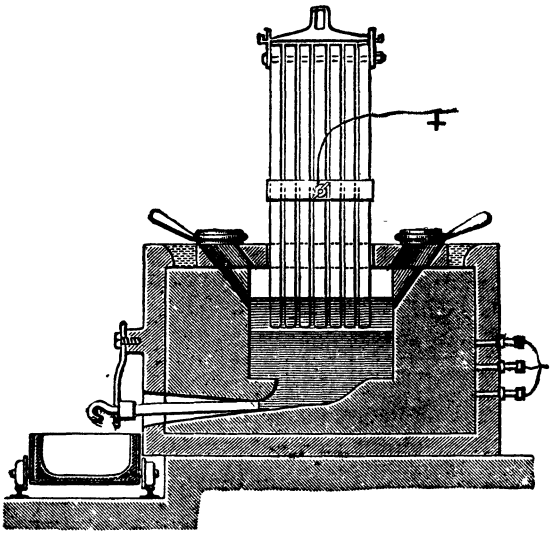


Рис. 542. Добывание алюминия.

Подобным же образом добывают магний и натрий.

495. Гальванопластика и гальваностегия. — Якоби (1837) пришла в голову мысль воспользоваться электролизом для получения рельефных отпечатков с различных медалей, монет и т. п. С этою целью сперва делают с данной медали *негативный* слепок из воска, стеарина или каучука; затем делают поверхность этого слепка электропроводной, натирая ее графитом, и погружают ее в виде катода в электролизуемый раствор медного купороса; анодом служит пластинка меди. Вначале, вследствие большого сопротивления графитовой поверхности, ток бывает очень слаб, но затем эта поверхность понемногу покрывается тонким слоем меди, и ток усиливается. Чем дольше продолжать электролиз, тем толще получится медный слой, который можно затем осторожно снять с восковой или гуттаперчевой формы. Для того

чтобы слой меди получился прочным, нужно регулировать силу тока так, чтобы *плотность* тока не превосходила 2,5 ампер, а для очень тонких работ даже 0,7 ампер на квадратный дециметр.

Иногда покрывают предварительно негативный слепок гальванопластическим путем тонким слоем серебра, которое переводят в иодистое серебро, обливая его раствором иода в эфире. Затем осаждают на иодистом серебре медь и, когда получится достаточно толстый слой меди, снимают его; при этом медный слой легко отделяется от гуттаперчевой формы. Таким путем с одной и той же формы можно получить несколько слепков. Подобным же образом делаются медные клише для печатания рисунков и т. п.

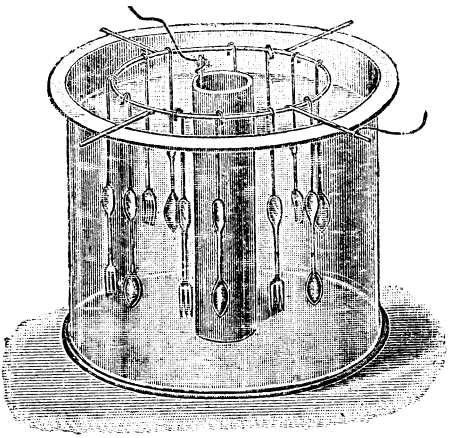


Рис. 543. Гальваностегия.

Очень распространено в настоящее время пользование электролизом для покрывания металлических предметов тонким слоем другого металла; это называется *гальваностегией*. Для этого погружают данный металлический предмет (рис. 543) в виде катода в раствор соли другого металла, который при электролизе и осаждается на данном предмете. Так, для никелирования употребляется щелочной раствор сернокислого никеля; золочение и серебрение делается электролизом цианистых солей этих металлов и т. д. При всех этих операциях особенно важно бывает хорошо очистить поверхность металлического предмета от жира, иначе полученный электролизом слой легко может отстать.

496. Алюминиевые электроды.—Если при электролизе квасцов или двууглекислого натрия употребить алюминиевый анод, то выделяющийся из раствора кислород покрывает пластинку алюминия тонким слоем окиси, и электрический ток почти прекращается; тем не менее, в обратном направлении, т. е. когда алюминий служит *катодом*, электрический ток проходит довольно свободно. Таким образом, сопротивление раствора, в котором один из электродов сделан из алюминия, оказывается зависящим от направления тока. Подобные же явления, кроме алюминия, наблюдаются еще в электродах из тантала, ниобия и т. д. Исследования Греца, Миткевича и Шульце показали, что при прохождении тока у алюминиевого электрода наблюдается

свечение и что, следовательно, около этого электрода образуется тонкий слой газа, в котором происходят разряды. Это последнее обстоятельство указывает на то, что наблюдаемую в этих опытах одностороннюю (униполярную) электропроводность нужно приписывать не электролиту и не тонкому слою образовавшейся окиси, а тонкому газовому слою, облекающему электрод. Мы увидим ниже (см. главу X), что такая односторонняя электропроводность в газах действительно наблюдается и имеет свое объяснение.

Свойством алюминиевого электрода пропускать ток только в одном направлении Грец воспользовался для устройства так называемого *выпрямителя* тока, т. е. для превращения переменного тока в ток постоянного направления. Подобные выпрямители бывают иногда очень желательны, потому что в большинстве случаев в распоряжении имеется переменный ток какой-нибудь центральной станции, а между тем необходимо бывает производить электролиз или заряжать аккумуляторы. Тогда, если не желают ставить особый умформер (стр. 439, **381**), прибегают к выпрямителям.

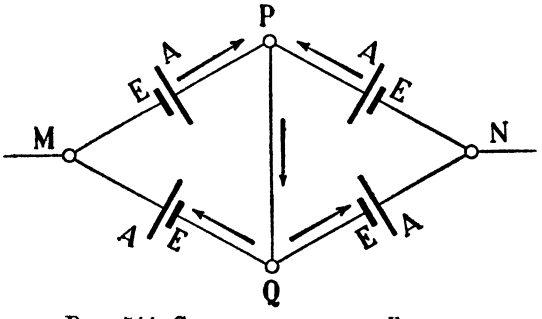


Рис. 544. Схема выпрямителя Греца.

Выпрямитель Греца представляет собою систему (рис. 544) из четырех сосудов, наполненных раствором двууглекислого натрия (соды) и снабженных электродами, из которых один железный E, а другой алюминиевый A. Если соединить эти элементы, как показано на рис. 544, и точки M и N присоединить к цепи переменного тока, то между точками P и Q мы получим ток постоянного направления.

Опыты показали, что выпрямители с алюминиевыми и танталовыми электродами способны выпрямлять переменные токи до 500 вольт.

В настоящее время алюминевые выпрямители употребляются очень редко, так как имеются более совершенные газовые выпрямители (см. следующую главу).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ГАЗАХ

1. КАТОДНЫЕ И АНОДНЫЕ ЛУЧИ

497. Введение.— Изучая электропроводность жидкостей, мы пришли к заключению, что электричество переносится здесь частичками самой материи — ионами и что там, где нет ионов, где нет электролитической диссоциации, там нет и электропроводности. Что касается газов, то хотя уже давно предполагалось, что и здесь механизм электропроводности, по всей вероятности, тот же, что и в жидкостях, однако долго не удавалось произвести электролиз газов. Пропуская электрическую искру, например, через пары воды, можно разложить их на водород и кислород, но получаемое этим путем количество кислорода и водорода не всегда подчиняется закону Фарадея, и, кроме того, можно предполагать, что здесь действует также теплота искры. Далее, искру можно пропустить и через чистый водород, и тогда является вопрос, какие же ионы играют в этом случае роль носителей электричества: ведь водород, с химической точки зрения, простое тело и на более мелкие части разлагаться не способен. Однако уже из того факта, что чистый эфир не проводит электричества, мы должны признать, что носителей электрических зарядов при переходе электричества через газы нам все-таки необходимо искать в материи. В самое последнее время этот вопрос стал выясняться благодаря многочисленным работам физиков, в особенности Дж. Томсона (J. Thomson) и его учеников. Мы, правда, и теперь еще не всегда можем сказать, какие ионы служат проводниками электричества в газах, но во всяком случае самым важным открытием в этой области следует считать тот факт, что ионами в газах могут служить *свободные электроны, не связанные с каким бы то ни было материальным атомом.* При этом замечательно, что во всех опытах свободными электронами являются всегда *отрицательные электроны,* положительные же электроны, по-видимому, всегда соединены с материальными частицами.

Другое обстоятельство, затруднявшее изучение электропроводности газов и объяснение всех сопровождающих явлений, было именно громадное разнообразие этих явлений. Как известно, разряд через газы может происходить сравнительно легко через острие, причем при вытекании из острия замечаются световые явления (огни св. Эльма). Иногда разряд происходит в виде искры (молния), иногда, наконец, в виде широкого пламени (вольтова дуга). В разреженных газах в так

называемых гейслеровых трубках, явления еще разнообразнее. Связать все эти до крайности разнообразные явления одною теориею было очень трудно.

Прежде чем перейти к более подробному описанию явлений электропроводности газов, мы укажем сейчас же, какое отличие представляют эти явления от электропроводности электролитов.

a) Электропроводность газов так же, как и электролитов, обусловлена присутствием ионов, причем, в отличие от электролитов, отрицательным ионом служит большею частью электрон.

b) Трение ионов, а в особенности электрона, в газах незначительно, в сравнении с громадным трением ионов в растворах. В сильно разреженных газах, благодаря большому взаимному расстоянию между молекулами, или, как говорят, благодаря большому *свободному пути*, электроны проходят без столкновении довольно большие расстояния по инерции: в электростатическом поле они могут двигаться даже с ускорением.

c) В газах, при обыкновенном состоянии, очень мало ионов; поэтому газы, вообще говоря, не проводят электричества. Однако опыты показывают, что молекулы газов способны расщепляться на электрон и остаток, заряженный таким же количеством положительного электричества. Такое расщепление молекул на два иона носит название *ионизации* и может происходить от различных причин: от высокой температуры, под действием ультрафиолетовых и рентгеновых лучей и, наконец, под влиянием ударов быстро несущихся ионов.

d) После того как действие вышепоименованных причин (ионизаторов) прекратилось, газ не остается ионизированным, а понемногу его $\oplus$- и $\ominus$-ионы соединяются в нейтральную молекулу — *молизируются*; ионизация пропадает, а вместе с ней пропадает и электропроводность.

Из всего этого мы видим, что явление электропроводности газов гораздо сложнее, чем электролитов, и что от различных комбинаций всех или некоторых из вышеприведенных факторов могут происходить весьма разнообразные явления, что и наблюдается на самом деле.

Мы начнем изучение этих явлений с самого простейшего случая движения свободных ионов в сильно разреженных газах, где трение незначительно. Кстати, такой порядок будет соответствовать и историческому ходу открытий в изучаемой нами области.

498. Катодные лучи.—Плюккер в 1859 году заметил, что если через трубку с сильно разреженным газом пропускать электрический ток, то стекло трубки против катода люминесцирует [1] зеленоватым

[1] В настоящее время для различных родов свечения, которые прежде назывались фосфоренсценцией и флуоресценцией, установился общий термин *люминесценция* от *lumen* — свет.

светом. Он же заметил, что эта люминесценция меняет свое место под влиянием магнита. Гитторф, Гольдштейн и Крукс расширили наблюдение Плюккера своими многочисленными опытами и пришли к заключению, что эта люминесценция происходит от особых лучей, исходящих из катода: Гольдштейн предложил называть их *катодными лучами.*

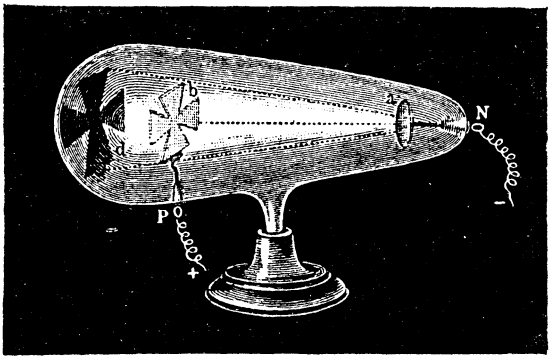


Рис. 545. Распространение катодных лучей в круксовой трубке.

Катодные лучи распространяются прямолинейно, в чем можно убедиться, поместив на пути их какое-нибудь тело; от этого тела на стенке трубки получится тень (рис. 545), т. е. пространство без люминесценции, и эта тень получается такой же формы, какая бы получилась от лучей света, исходящих из катода. У самого катода лучи перпендикулярны к его поверхности, так что, если катод плоский (рис. 546), — лучи параллельны, если он вогнутый (рис. 547), — лучи сходящиеся, и т. д.

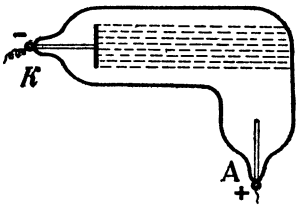


Рис. 546.

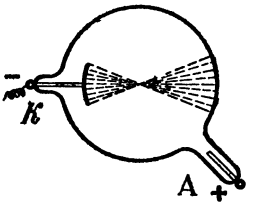


Рис. 547.

Направление катодных лучей перпендикулярно к катоду независимо от положения анода.

Если при помощи вогнутого катода сконцентрировать катодные лучи на небольшой платиновой пластинке (рис. 548), то платина накаляется и может быть даже расплавлена; это показывает, что катодные лучи несут с собою значительную энергию.

Сами катодные лучи невидимы, а виден лишь след их, т. е. вызываемая ими люминесценция на стекле. Под действием катодных лучей люминесцирует не только стекло, но также другие вещества

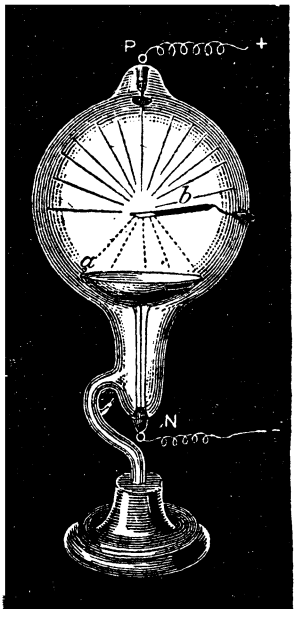


Рис. 548. Накаливание катодными лучами.

(рис. 549); так, например, мел светится красноватым светом, сернокислый кальций — светлозеленым светом и т. д.

Катодные лучи производят и химические действия: под их влиянием чернеют фотографические пластинки и бумаги; кислород превращается в озон, и некоторые кристаллы (каменная соль) окрашиваются в синий цвет.

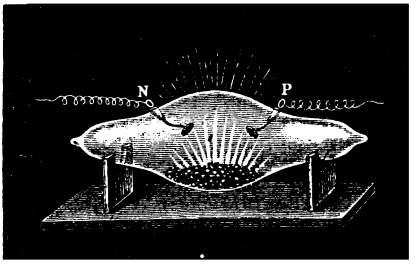


Рис. 549. Люминесценция под действием катодных лучей.

499. Опыты Ленарда.— Почти все вещества непроницаемы для катодных лучей. Однако Гертц (1892) нашел, что они способны проходить сквозь тонкие пластинки алюминия толщиною около 0,003 *мм*. Ленард воспользовался этим свойством катодных лучей, чтобы вывести их из трубки наружу и изучать их при различных обстоятельствах. Опыты Ленарда состояли в следующем. В трубке *A* (рис. 550) — сильно разреженный воздух; пластинка *k* служит катодом, цилиндр *a* — анодом. Катодные лучи, выходящие нормально к катодной пластинке, попадают на „алюминиевое окошечко“ *b*, т. е. отверстие, закрытое алюминием толщиною 0,003 *мм*. Для того, чтобы наружное давление не продавило это окошечко, оно сделано очень небольшого диаметра, всего в 1,7 *мм*. Таким образом катодные лучи, выходя наружу сквозь алюминий, попадали во вторую трубку *B*. Трубка *B* наполнялась различными газами при различных давлениях, а распространение катодных лучей в этих газах изучалось небольшим люминесцирующим экраном *c*, который прикреплен к небольшой железной подставке *d*;

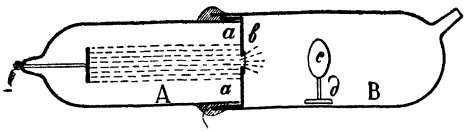


Рис. 550. Опыт Ленарда.

при помощи магнита, находящегося снаружи, можно было передвигать экран вдоль трубки и наблюдать его свечение в различных расстояниях от окошечка.

Из опытов Ленарда можно вывести общее заключение, что катодные лучи распространяются в пустоте беспрепятственно, — Ленард мог проследить их в трубке B на расстоянии нескольких метров от окошечка; но в газах, а в особенности при больших давлениях, лучи эти заметны лишь на расстоянии нескольких миллиметров от окошечка. Это означает, что катодные лучи поглощаются газами, и Ленард нашел, что поглощение катодных лучей происходит тем сильнее, чем больше плотность того газа, в котором эти лучи распространяются.

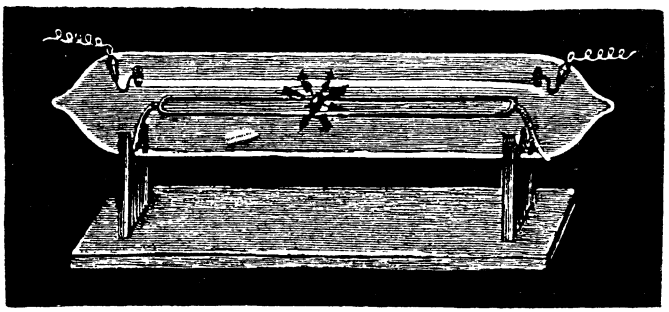


Рис. 551. Опыт Крукса.

500. Гипотеза Крукса. — Изучая явление катодных лучей при самых разнообразных условиях, Крукс (Crookes, 1880) пришел к заключению, что они представляют собою быстро движущиеся частички, заряженные отрицательным электричеством; Крукс назвал их материей в четвертом (лучистом) состоянии.

У самой поверхности катода частички эти находятся под действием перпендикулярного к катоду электрического поля и потому приобретают здесь некоторую скорость; затем эти частички уже не следуют линиям сил поля, а продолжают двигаться по *инерции* прямолинейно. Этим объясняется, почему пути катодных лучей не зависят от положения анода в трубке (стр. 591, рис. 546 и 547).

Попадая на какое-либо тело, например на стекло, частички останавливаются и отдают ему свою энергию, которая проявляется или в виде теплоты или в виде люминесценции.

В доказательство материальности этих частичек Крукс привел следующий опыт. Внутри эвакуированной трубки (рис. 551) помещено небольшое мельничное колесо с алюминиевыми или слюдяными кры-

лышками, которое способно катиться по двум стеклянным рельсам. Когда в верхние крылья ударяют катодные лучи, то колесико перекатывается от одного конца трубки до другого.

Сам Крукс видел подтверждение своей гипотезы главным образом в том факте, что катодные лучи отклоняются магнитом именно в ту

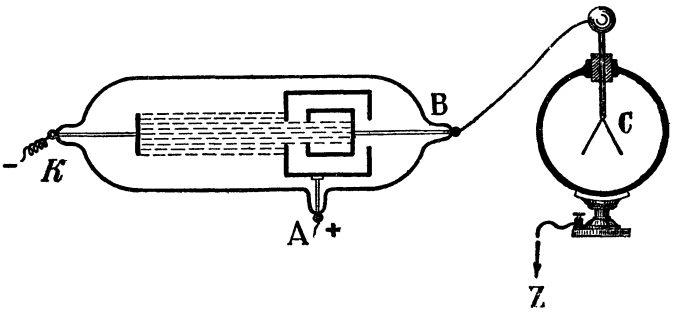


Рис. 552. Опыт Перрена.

сторону, в которую должен отклониться поток отрицательного электричества.

Кроме того Крукс показал, что катодные лучи отталкиваются отрицательно заряженным телом.

Перрену (Perrin, 1895) удалось доказать непосредственным опытом, что катодные лучи действительно несут с собою отрицательный заряд. Для этого Перрен поместил внутри круксовой трубки цилиндр Фарадея (рис. 552), соединенный с электроскопом; электроскоп обнаруживал отрицательный заряд каждый раз, когда в цилиндр попадали катодные частички. Таким образом в настоящее время уже нет никакого сомнения в том, что катодные лучи представляют собою поток отрицательно заряженных частичек, согласно гипотезе Крукса.

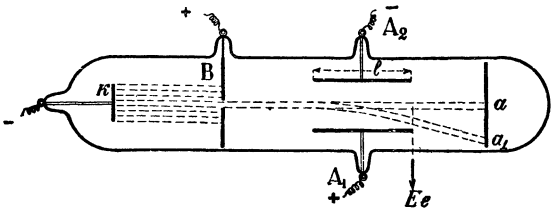


Рис. 553. Отклонение катодных лучей в электрическом поле.

Перейдем теперь к количественным опытам с катодными лучами.

501. Отклонение в электрическом поле. — Положим, что из катода K (рис. 553) выходит сквозь диафрагму B катодный луч и след его на люминесцирующем экране обнаруживается в виде небольшого светлого кружка a. Возбудим между двумя пластинками A_1 и A_2 электрическое поле; тогда

мы увидим, что луч отклонится немного и след его перейдет в a_1, т. е. в сторону положительно заряженной пластинки A_1, потому что сам луч заряжен отрицательно.

Постараемся подсчитать действие поля на катодный луч.

Предварительно заметим, однако, что для того, чтобы между A_1 и A_2 могло держаться электростатическое поле, необходимо как можно тщательнее выкачать воздух из трубки и тем самым уменьшить по возможности его электропроводность.

Если напряжение поля A_1A_2 равно E, то сила, с которою оно действует на частичку, несущую заряд e, будет равна eE, а ускорение, сообщаемое частичке по направлению A_2A_1 при массе ее m, будет:

$$a = \frac{eE}{m}.$$

За некоторое время t частица, обладая скоростью v, успеет пройти мимо пластинок путь $l = vt$ и под действием ускорения a успеет отклониться [1] к пластинке A_1 на величину

$$s = \frac{at^2}{2} = \frac{eE}{m}\frac{l^2}{2v^2}.$$

Отсюда

$$\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v^2} = \frac{2s}{El^2}.$$

Величину s можно измерить на люминесцирующем экране величины l и E тоже доступны непосредственному измерению; остаются неизвестными две величины $\frac{e}{m}$ и v.

Второе уравнение для определения этих двух неизвестных мы можем получить, исследуя отклонения катодных лучей в магнитном поле.

502. Отклонение в магнитном поле. — Предположим теперь, что перпендикулярно к чертежу (рис. 554) мы возбудили магнитное поле напряжения M. Это поле будет действовать на движущиеся катодные частички так, как на электрический ток ev, т. е. с силою $e\frac{v}{c}M$ (стр. 311, 287). Катодный луч у нас направлен от k к a, но так как он несет с собою отрицательный заряд, то он эквивалентен току, на-

[1] Катодная частичка будет двигаться по параболе, подобно горизонтально брошенному телу, подверженному постоянному ускорению силы тяжести (стр. 328, 297).

правленному по ak, и если магнитное поле M направлено от нас к чертежу, то катодный луч отклонится по направлению aa_1. Однако теперь его отклонение уже не будет по параболе, как в предыдущем случае, а по кругу, потому что теперь сила $e\frac{v}{c}M$ направлена все время *перпендикулярно к пути* отклоненного луча. Эта сила будет, следовательно, действовать подобно центростремительной силе при движении по окружности. Величина центростремительной силы, как известно, равна $\frac{mv^2}{r}$, где r — радиус окружности. Следовательно,

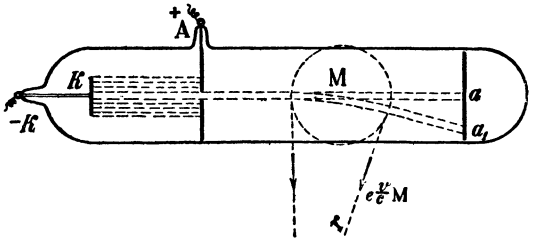


Рис. 554. Отклонение катодных лучей в магнитном поле.

$$e\frac{v}{c}M=\frac{mv^2}{r},$$

или

$$\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v}=\frac{c}{rM}.$$

И здесь, в правой части полученного нами уравнения, r и M доступны непосредственному измерению; неизвестными остаются $\frac{e}{m}$ и v.

503. Энергия катодных лучей. — Пока катодные частички двигаются в электрическом поле катода E_0, они, конечно, двигаются с ускорением, причем на пути l_0 сила поля, действующая на них, произведет работу eE_0l_0. Если обозначить через V разность потенциалов в начале и конце этого пути, то $E_0l_0=V$, и работа силы поля будет eV. Эта работа должна быть равна кинетической энергии частички $\frac{mv^2}{2}$.

Следовательно,

$$eV=\frac{mv^2}{2},$$

или

$$\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v^2}=\frac{1}{2V}.$$

Если на пути частичек мы поставим какое-нибудь тело с теплоемкостью C, и это тело, поглотив всю энергию частичек, нагреется до температуры ϑ, то мы можем написать:

$$eV=\frac{mv^2}{2}=C\vartheta.$$

Конечно, определение энергии по температуре ϑ требует особых предосторожностей, потому что, во-первых, не вся энергия катодного луча может оказаться в виде теплоты, — часть лучей может отражаться от поставленного на их пути тела, — а во-вторых, само тело может во время опыта терять теплоту путем теплопроводности соприкасающихся с ним тел и путем лучеиспускания.

504. Определение скорости катодных лучей и отношение заряда к массе.—Непосредственные измерения скорости катодных лучей были сделаны Дж. Томсоном и Вихертом, и, как всякое непосредственное измерение, они имеют преимущественное значение, но, к сожалению, методы их не обладают достаточною точностью, и мы на них здесь останавливаться не будем. Во всяком случае важно, что величина скорости катодных лучей, полученная *непосредственным* опытом, оказалась равною около $^1/_{10}$ скорости света.

Гораздо точнее эта величина была определена *косвенным путем*, из измерений над отклонением лучей в электрическом и магнитном поле.

Если мы сопоставим все формулы, выведенные нами в предыдущих параграфах, то увидим, что во всех них являются две неизвестных величины: скорость v и отношение заряда к массе частички $\frac{e}{m}$. Достаточно двух из этих формул для определения обеих неизвестных [1]. При этом можно поступить весьма разнообразно: или непосредственно измерять входящие в правые части этих формул величины или же например, действовать на катодный луч одновременно и электрическим и магнитным полем, направляя их перпендикулярно или параллельно друг другу.

Из подобных опытов, сделанных Дж. Томсоном, Кауфманом, Ленардом, Симоном и др., оказалось, что скорость катодных лучей бывает *различна* и колеблется от $0{,}6 \cdot 10^{10}$ до $2 \cdot 10^{10}$ $\frac{см}{сек}$.

Это, впрочем, вполне соответствует нашему представлению об этих лучах как о потоке отрицательно заряженных частиц; конечно, скорость этих частиц, смотря по пробегаемой ими разности потенциалов V, может быть весьма различна.

Что же касается отношения заряда к массе $\frac{e}{m}$, то замечательно, что это отношение во всех опытах получается почти *одинаковым*; не-

[1] Предоставляем читателю самому убедиться в том, что, хотя уравнений у нас и больше двух, тем не менее они не позволяют определить все три величины v, e и m в отдельности.

значительную разницу между значениями $\frac{e}{m}$, полученными в различных опытах, скорее можно объяснить несовершенством самих опытов. В настоящее время наиболее вероятною величиною нужно признать

$$\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^7 \ \textit{C-G-S-M}.$$

Опыты показали, что эта величина совершенно не зависит ни от материала, из которого был сделан катод, ни от газа, которым была наполнена круксова трубка. Более того: катодные лучи, как увидим ниже, могут возникать не только в круксовой трубке, но и в воздухе при обыкновенном давлении под действием света, теплоты и т. п.; и тем не менее во всех этих разнообразных случаях отношение $\frac{e}{m}$ оказалось одним и тем же.

Все это вместе приводит нас к заключению, что во всех материальных телах имеются катодные частички и все эти частички по существу одинаковы.

505. Анодные лучи.—Гольдштейн (Goldstein) заметил, что если катод имеет отверстие (рис. 555), то из этих отверстий в сторону, противоположную направлению катодных лучей β, исходят тоже прямолинейные лучи *α*, которые тоже вызывают люминесценцию стекла. Гольдштейн назвал эти лучи *каналовыми лучами*, потому что они выходят из каналов, или отверстий, сделанных в катоде. Вин (W. Wien) доказал, что эти лучи несут *положительный* заряд и что они отклоняются магнитным полем именно в ту сторону, в которую должен отклоняться поток *положительно* заряженных частиц. Поэтому мы будем называть эти лучи *анодными*.

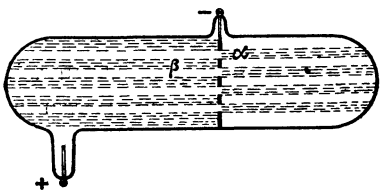


Рис. 555. Катодные и анодные лучи.

Из опытов над отклонением анодных лучей в электрическом и магнитном поле, совершенно так же, как и для катодных лучей, можно определить их скорость v и отношение их заряда к массе. Опыты Вина и Томсона дали для скорости анодных лучей значение около $v = 10^7 \frac{см}{сек}$, а для отношения $\frac{e}{m} = 10^4$.

Эта последняя величина так близко подходит к той, которая была найдена для водорода при электролизе растворов (стр. 556, **465**), что явилось предположение, не имеем ли мы здесь дело с ионами водорода.

Эти ионы, как и в электролизе растворов, несут на себе положительный заряд, но движутся они с громадною скоростью $10^7 \frac{см}{сек}$, которая в 100 миллионов раз больше скорости ионов водорода в водном растворе. Впрочем, такая громадная скорость легко объясняется незначительным трением водорода в разреженном газе.

Герке показал, что для получения интенсивных анодных лучей необходимо прибавлять в трубку, где помещен исследуемый газ, немного иода, причем анодные лучи могут выходить не только из отверстий катода, но и из сужений, устроенных в трубке.

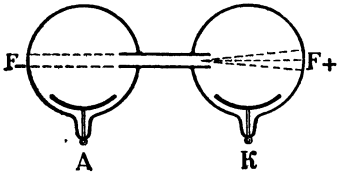


Рис. 556.

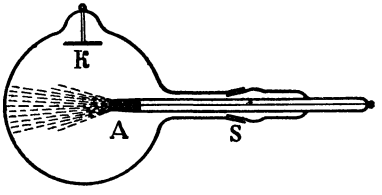


Рис. 557.

Опыты Герке.

На рис. 556 представлена трубка Герке, состоящая из двух стеклянных шаров диаметром около 10 *см*, соединенных трубкою, имеющею диаметр всего 7 *мм*. Эта трубка действует как промежуточный электрод, причем в сторону анода выходят *катодные лучи* $F-$, а в противоположную сторону *анодные лучи* $F+$.

На подобных опытах удалось получить анодные лучи из частичек водорода, кислорода и гелия.

Анодные лучи можно получить не только состоящими из частиц газа, находящегося в трубке, но и из частиц самих электродов. Для этого, как показали Герке и Рейхенгейм, необходимо делать электроды из иодистых соединений металлов, а для увеличения их электропроводности прибавлять к ним угольный порошок. Приготовленые из смеси угля и иодистой соли какого-нибудь металла аноды помещаются в расплавленном состоянии в небольшую стеклянную трубочку A (рис. 557), и затем воздух трубки разрежается. При пропускании постоянного электрического тока с напряжением около 4 000 вольт непосредственно из анода выходит светлый луч, который обнаруживает в спектроскопе спектр того металла, который был помещен в аноде, например, Na, Li, Sr. Отклонение этих лучей в электрическом и магнитном поле дало для скорости v величину около $2 \cdot 10^7 \frac{см}{сек}$, а отношение заряда к массе получилось:

для лития	$\frac{e}{m} = 1{,}15 \cdot 10^3$	$\times 7 = 8050$
для натрия	$\frac{e}{m} = 0{,}41 \cdot 10^3$	$\times 23 = 9430$
для стронция	$\frac{e}{m} = 0{,}21 \cdot 10^2$	$\times 43{,}5 = 9135$

В этой таблице полученные из опытов Герке отношения заряда к массе умножены на эквиваленты соответствующих металлов для того, чтобы получить заряд одного эквивалента. Эквиваленты вышеприведенных металлов равны соответственно:

$$\text{Li} = 7,\ \text{Na} = 23,\ \text{Sr} = \frac{87}{2} = 43{,}5,$$

причем стронций двухвалентен. По закону Фарадея (стр. 553, **462**), заряд одного эквивалента любого вещества должен равняться

$$F = 96\,500 \text{ кулонов} = 9\,650 \ \textit{C-G-S-M},$$

и мы видим, что числа последнего столбца действительно достаточно близки к числу Фарадея, если принять во внимание, что от подобных опытов нельзя и требовать большой точности.

Эти опыты приводят нас к заключению, что *каждая частичка анодных лучей несет на себе тот же самый заряд* $e = 1{,}5 \cdot 10^{-20}$ *C-G-S-M, который мы определили из явления электролиза.*

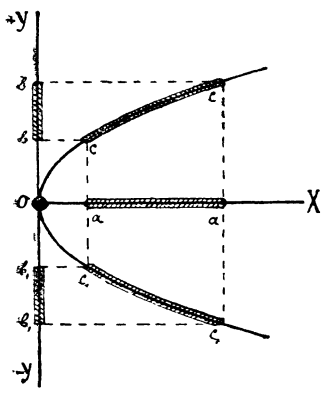


Рис. 558.

506. Опыты Дж. Томсона. — В особенности замечательные опыты с положительными лучами произвел Дж. Томсон. Он подвергал тонкий пучок анодных лучей одновременному действию электрического и магнитного поля; оба поля были направлены параллельно друг другу, так что отклонения лучей, производимые этими полями, были перпендикулярны друг к другу (см. стр. 594, 596, рис. 553 и 554). Вместо люминесцирующего экрана на пути лучей ставилась фотографическая пластинка, на которой после полуторачасового действия лучей и последующего проявления получался целый ряд кривых линий или полосок параболической формы (рис. 559). Разберем, что означают эти параболы. Предположим сперва, что анодный луч состоит из *одинаковых* частичек.

Пусть рисунок 558 представляет собою плоскость фотографической пластинки, а кружок v посредине — след *неотклоненного* каналового луча. Если на летящие анодные частички подействовать электрическим полем по направлению OX, то они отклонятся *вправо*; но так как в луче могут находиться частички с различными скоростями, то и отклонения их будут различны по величине, и на пластинке мы получим уже не кружок, а целую полоску aa. Если бы мы вместо электрического поля возбудили в том же направлении магнитное поле, то лучи отклонились бы *вверх* и образовали бы полоску bb. При одновременном действии обоих полей мы получим кривую полоску cc. Переменим теперь направление магнитного поля, оставляя электрическое поле неизменным; тогда получим полоску c_1c_1, симметричную с cc относительно оси OX. Легко доказать, что полоски cc и c_1c_1 суть части одной параболы. Действительно, отклонение в электрическом поле можно выразить формулой (стр. 595, **501**):

$$x = A\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v^2},$$

где величина A зависит от напряжения электрического поля и от размеров прибора. Точно так же отклонение в магнитном поле можно выразить формулою (стр. 596, **502**):

$$y = \pm B\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v}.$$

Возводя y в квадрат, разделяя на x и обозначая $B^2 : A$ через C, получаем соотношение между y и x, которое соответствует параболе:

$$y^2 = C\frac{e}{m}\cdot x.$$

В этой формуле величина C зависит от напряжения полей и от размеров прибора, и для данного опыта, т. е. для всех частичек одного и того же анодного луча, величина C будет одна и та же. Следовательно, все частицы с одинаковым значением $\frac{e}{m}$, но с различными скоростями v образуют на пластинке *одну и ту же параболу*. Частички с различными $\frac{e}{m}$ будут давать различные параболы, и притом так, что с уменьшением $\frac{e}{m}$ ветви параболы будут все ближе и ближе к оси OX.

В опытах Дж. Томсона одновременно получалось на пластинке несколько парабол (рис. 559). Это означало, что в исследуемом ин

анодном луче имелись частицы с различными значениями отношения заряда к массе. Каковы заряды этих частиц и каковы их массы, — этого, конечно, на основании полученных кривых определить нельзя. Но так как заряды частиц должны быть или *одинаковыми* или кратными от заряда электрона, то на основании величин $\frac{e}{m}$ оказывается возможным определить и *массы* частиц, составляющих данный анодный луч.

Такой оригинальный метод химического анализа, изобретенный Дж. Томсоном, оказался в высшей степени чувствительным, потому что в анодных лучах при помощи фотографической пластинки можно обнаружить ничтожные количества частиц различных газов, находящихся в трубке. Более того: Дж. Томсону удалось открыть в анодных лучах такие ионы и такие химические соединения, которых при обычных условиях мы получить не можем. Так, например, атомы кислорода и азота оказывались заряженными одним и двумя атомами электричества, но иногда атомы азота соединялись по два и по три, образуя молекулы N_2 и N_3, несущие на себе только по одному заряду. При разряде в болотном газе — метане, CH_4 — получались молекулы C, H, CH, CH_2 и CH_3. Последние три соединения при обычных условиях не получаются. Очевидно, эти новые соединения неустойчивы и могут существовать лишь очень короткое время, может быть, всего одну миллионную долю секунды, пока анодные частицы летели от анода до пластинки; однако этого уже оказалось достаточно, чтобы обнаружить их и проанализировать по методу Дж. Томсона.

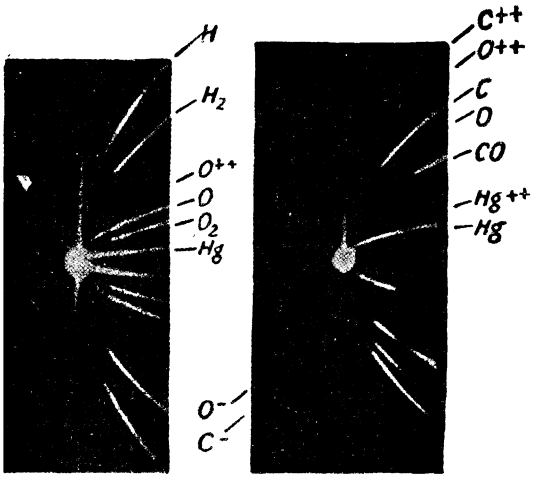


Рис. 559.

507. Опыты Астона. Массовый спектрограф. Изотопы. — Метод Дж. Томсона был усовершенствован и доведен до высокой степени точности Астоном (F. W. Aston, 1919). Так как главный интерес подобных опытов составляло определение *масс* частичек, то воспроизведение *целых* парабол являлось излишним; с другой стороны, было желательно сконцентрировать энергию одинаковых лучей в одну точку

фотографической пластинки для того, чтобы сократить по возможности время опыта и сделать определение положения этой точки возможно точнее. Астону удалось достигнуть этого следующим образом.

Пусть SS (рис. 560) представляет собою первоначальное направление анодных лучей, прошедших две узкие щели S. В электрическом поле конденсатора C эти лучи получат различные отклонения и образуют целый пучок, из которого щель D выделяет некоторую часть CAB. Расхождение лучей, или, как мы можем его назвать, *дисперсия* анодных лучей, в электрическом поле произойдет от двух причин: во-первых, от различия их скоростей и, во-вторых, от различия величины $\frac{e}{m}$; но мы пока будем предполагать, что заряды всех частиц одинаковы и

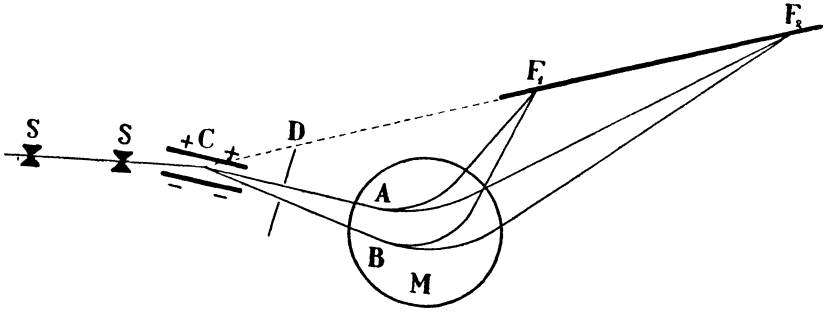


Рис. 560. Массовый спектрограф Астона.

равны заряду электрона. Это упростит наши рассуждения и сделает их более наглядными.

Выделим мысленно из пучка CAB частицы с одинаковыми массами. Из них частицы с бóльшими скоростями отклонятся меньше и пойдут ближе к линии CA, а частицы с меньшими скоростями отклонятся сильнее и пойдут ближе к линии CB. В магнитном поле M, которое направлено от наблюдателя к чертежу, все частицы отклонятся вверх, т. е. в сторону, *обратную* их отклонению в электрическом поле. При этом опять частицы с меньшими скоростями отклонятся сильнее, чем частицы с бóльшими скоростями: луч CB отклонится, следовательно, больше, чем луч CA. Очевидно, что при этом оба луча CB и CA должны будут опять сойтись; пусть это схождение состоится в точке F_1.

Для частиц другой массы мы получим то же самое, с тем, однако, различием, что при большей массе все отклонения в магнитном поле будут меньше, и мы получим схождение лучей не в точке F_1, а где-нибудь в точке F_2.

Эти точки схождения, или *фокусы*, лучей с частичками различной массы располагаются приблизительно по одной прямой линии F_1F_2, и если поставить по этой линии фотографическую пластинку, то мы получим на ней целый ряд черточек, которые можно назвать *изображениями* щели S. Образование фокусов F аналогично с получением спектральных линий в обыкновенном световом спектрографе. Только в световом спектрографе линии располагаются по *длинам волн* соответствующих лучей, а здесь они располагаются по величине *массы* анодных частичек. Поэтому Астон и назвал свой прибор *массовым спектрографом*.

На рис. 561 у нас изображены массовые спектрограммы, полученные Астоном для хлора и неона.

В трубке с хлором, кроме различных примесей, оказалось четыре линии частичек с атомными весами 32, 35, 36, 37 и 38. Однако более

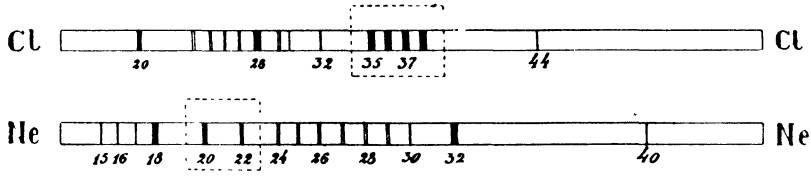


Рис. 561. Массовые спектры хлора и неона.

детальное исследование показало, что линия 32 представляет собою фокус лучей кислорода, $2 \times 16 = 32$, молекула которого состоит из двух атомов. Линии 35 и 37 действительно принадлежат хлору, а линии 36 и 38 нужно отнести к соединению атомов хлора с водородом. Это подтверждается еще тем обстоятельством, что Астон нашел в других спектрограммах хлорокиси углерода:

$$CO \cdot Cl^{35} = 12 + 16 + 35 = 63 \text{ и } CO \cdot Cl^{37} = 12 + 16 + 37 = 65,$$

но ему никогда не встречались веса 64 и 66, которые соответствовали бы атомным весам хлора 36 и 38. Для неона, как видно из спектрограммы, Астон нашел атомные веса 20 и 22.

Мы уже сказали выше, что спектрограммы Астона не дают непосредственно массы m атомов, а только отношения $\frac{e}{m}$: при увеличении заряда e и массы m вдвое, на спектрограмме получится опять та же линия. О действительной массе атома приходится судить по побочным признакам, или варьируя условия опыта; мы уже видели на примере спектрограммы хлора, как Астон сумел отличить атомный вес хлора

от веса молекул хлористого водорода. Определение масс при различных зарядах облегчается еще тем обстоятельством, что в большинстве случаев анодные частицы несут не себе *один* элементарный заряд, реже *два* или *три* заряда, и во всяком случае *целое* и притом *небольшое число* зарядов.

При помощи целого ряда остроумных методов Астону удалось довести точность своих опытов до 0,1%, т. е. до *одной тысячной* измеряемой величины, и главнейшие его результаты мы можем резюмировать следующим образом.

Во-первых, целый ряд химических элементов, которые до опытов Астона считались однородными, оказались состоящими из смеси *нескольких элементов* одинаковых химических свойств. Мы видели, что Астон открыл два разных хлора с атомными весами 35 и 37 и два разных неона с атомными весами 20 и 22. Так как составные части этих элементов имеют совершенно *одинаковые* химические свойства, то, несмотря на различный атомный вес, их необходимо поместить в одно и то же место менделеевской таблицы химических элементов. Такие составные части элементов принято называть *изотопами* (изо — *одинаковый*, топос — *место*). Изотопные элементы были впервые открыты между радиоактивными телами, как мы это увидим ниже, но Астону удалось открыть целый ряд изотопов и между элементами, не обладающими заметной радиоактивностью. В ртути и криптоне оказалось даже до шести изотопов.

Вторым важным результатом опытов Астона нужно считать то обстоятельство, что почти все элементы, понимая под этим словом изотопы, а не их смеси, оказались имеющими атомные веса, выражающиеся *целыми* числами, если для атомного веса кислорода принять тоже целое число 16. Это обстоятельство заставляет нас предполагать, что все химические элементы составлены из целого числа *одинаковых* частиц, имеющих атомный вес, равный *единице*, т. е. *из атомов водорода*.

Однако сам водород, взятый в отдельности и в своих химических соединениях, имеет атомный вес 1,008, как это подтверждается и опытами того же Астона. Впрочем, в самое последнее время все более и более получает силу предположение, что масса материальных тел обусловлена заключающейся в них электромагнитной энергией (ср. стр. 320, 292), а в таком случае масса атома водорода, взятого в отдельности, может оказаться и несколько больше массы того же водорода, но входящего составной частью в атомы других химических элементов.

Как видим, работы Астона затрагивают вопросы, связанные *со строением атомов* химических элементов, и мы еще вернемся к этому в конце книги.

508. Опыты Штарка.— Скорость анодных лучей была определена Штарком совершенно другим способом, не зависящим от их заряда. Штарк наблюдал спектр анодных лучей в двух положениях трубки: во-первых, тогда, когда анодные частицы двигались перпендикулярно к лучу, идущему в спектроскоп, и, во-вторых, когда скорость движения совпадала с этим лучом. В первом случае спектр анодных лучей был нормальный, во втором случае все линии спектра оказывались сдвинутыми к фиолетовому концу, т. е. все волны делались короче.

Подобное же явление наблюдается в спектрах движущихся звезд и носит название „явления Допплера“; оно может быть легко наблюдаемо не только в световых, но и в звуковых волнах. Если, например, паровоз, дающий свисток, движется на нас, то звук его свистка нам кажется выше (волны короче), чем в том случае, когда паровоз стоит на месте или удаляется от нас.

Пусть данный источник испускает n волн в секунду. Если скорость волн c, а скорость источника v, то через секунду после испускания первой волны эта волна успеет пройти длину c, а источник успеет пройти длину v. Следовательно, первая волна будет отстоять от источника спереди (т. е. в направлении движения) на длину $c-v$, а сзади на длину $c+v$. Но в течение этой секунды источник испустил из себя n волн, поэтому длина каждой волны будет спереди $\lambda_1=\frac{c-v}{n}$, сзади $\lambda_2=\frac{c+v}{n}$. Перпендикулярно к движению волна будет такая же, как если бы источник был в покое: $\lambda=\frac{c}{n}$.

Наблюдая λ и λ_1 и зная c, мы можем определить v. Так именно и поступают при определении скорости движения небесных светил из наблюдения смещения полос в их спектре; так именно поступил и Штарк в своих опытах с анодными лучами.

Опыты Штарка дали для скорости анодных лучей величину около $10^7\ \frac{см}{сек}$, в согласии с опытами Вина и Герке.

II. ЛУЧИ РЕНТГЕНА

509. Открытие Рентгена.— В 1895 году Рентген сделал великое открытие, составившее новую эпоху в развитии наших знаний и их применений. Рентген заметил, что из круксовой трубки (стр. 591, 498) исходят особые, невидимые глазом, но возбуждающие люминесценцию лучи. При ближайшем исследовании оказалось, что лучи эти исходят

из тех мест трубки, куда ударяются катодные лучи. Таким образом лучи Рентгена, или, как он их назвал, *X*-лучи, можно получить из стекла трубки и из всякого другого тела, поставленного на пути катодных лучей, но в особенности пригодными для этой цели оказались *тяжелые* металлы, как, например, платина, вольфрам и т. п.

Лучи Рентгена легко проходят сквозь стекло трубки, чем они существенно отличаются от катодных лучей. Кроме того они не отклоняются ни электрическим, ни магнитным полем и не несут с собою никакого заряда.

Газы под действием *X*-лучей делаются электропроводными, и если направить эти лучи на электроскоп, то он тотчас же разряжается вследствие электропроводности окружающего его воздуха.

Лучи Рентгена имеют свойство вызывать свечение, или *люминесценцию*, в различных телах подобно ультрафиолетовому свету. Картон или экран, на котором нанесен слой кристалликов двойной цианистой соли бария и платины и который раньше употреблялся для опытов люминесценции под действием ультрафиолетовых лучей, испускает из себя желтовато-зеленоватый свет и под действием лучей Рентгена. При помощи такого экрана Рентген и сделал свое открытие. Однако, в отличие от ультрафиолетового света, лучи Рентгена проходят сквозь картон почти без всякого поглощения. Мы можем даже при наблюдении люминесценции ставить экран картоном к трубке, а поверхностью, покрытою кристаллами соли, — к себе. Если между трубкой и экраном поместить какое-либо тело, то оно задержит часть лучей, и в тех местах экрана, куда попадает менее лучей, люминесценция будет слабее, иными словами, мы увидим на экране более или менее сильную тень от помещенного за экраном предмета.

Наконец, *X*-лучи, подобно обыкновенным световым и невидимым ультрафиолетовым лучам, действуют на фотографическую пластинку. Поэтому люминесцирующий экран можно заменить фотографической пластинкой и таким образом зафиксировать явление, наблюдаемое на экране. Мы можем при этом завернуть пластинку в бумагу или даже заключить ее в деревянную кассетку и фотографировать при дневном свете, потому что дневной свет не может проникнуть сквозь дерево или бумагу, между тем как для рентгеновых лучей они легко проницаемы.

Впрочем, из различных рентгеновых трубок при различных условиях выходят лучи несколько различного свойства. Те лучи, которые сравнительно сильно задерживаются или поглощаются телами, называются *мягкими* лучами; наоборот, лучи, способные глубже проникать в тело без особенно сильного поглощения, называются *жесткими* лучами.

Опыт показывает, что вообще тела тем больше задерживают *X*-лучи, чем больше их плотность. Наименее проницаемым для рентгеновых лучей телом из металлов оказывается свинец, наиболее проницаемым металлом — алюминий. Алюминий даже более проницаем, чем стекло. Если в алюминиевой пластинке сделать отверстие и закрыть его стеклом, то при обыкновенном свете мы увидим прозрачное окошечко в непрозрачной пластинке, между тем как при рентгеновых лучах мы увидим на экране обратное явление: черную тень от стеклянного окошечка на сравнительно светлом фоне.

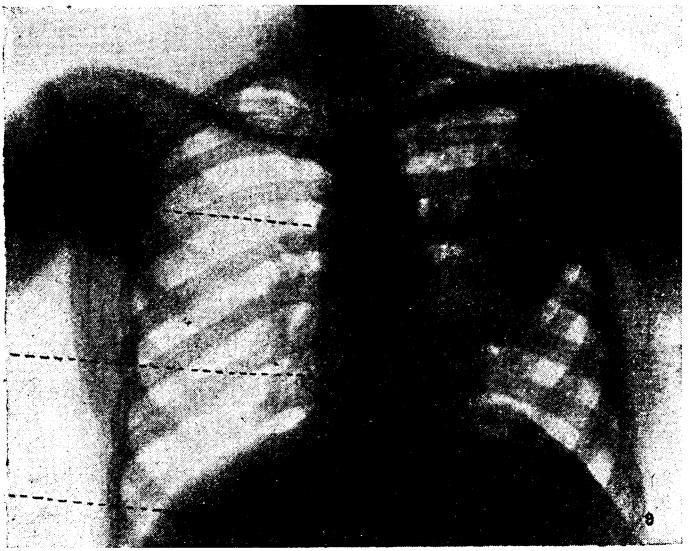


Рис. 562. Рентгенограмма грудной клетки.

Кости менее пропускают рентгеновы лучи, чем мускулы и кожа, и это дало Рентгену возможность впервые наблюдать скелет *живого* человека сквозь его внешний покров. Как известно, в настоящее время исследование человеческого тела рентгеновыми лучами оказывает неоценимые услуги медицине (рис. 562).

Лучи Рентгена производят сильные физиологические действия. С одной стороны, это дало возможность применить их к лечению разного рода болезней, а с другой — это заставляет экспериментатора быть осторожным с ними. Конечно, лучи могут оказать свое действие лишь там, где они поглощаются: мягкие лучи вызывают болезненные воспаления кожи, выпадение волос и т. п., жесткие лучи могут вызвать аналогичные процессы в глубине тела. Заметим, что воспалительный процесс делается ощутительным не сразу, а только по исте-

чении некоторого времени после действия лучей. Поэтому экспериментатор должен быть при сильных лучах особенно осторожен и ограждать себя свинцовыми ширмами или надевать ткани, пропитанные свинцовыми солями. Для ограждения глаз при наблюдении рентгенового экрана на экран кладут толстое, содержащее свинцовые соли стекло или надевают соответственные очки.

510. Трубки Рентгена.— Так называемые рентгеновы трубки, служащие для получения *X*-лучей, имеют обыкновенно следующий вид (рис. 563). В стеклянном сосуде шарообразной формы впаяны электроды *A* и *K*, и из сосуда выкачан воздух. При пропускании тока по направлению *AK* из вогнутого катода *K* выходят катодные лучи и концентрируются на платиной пластинке (так называемый *анти-*

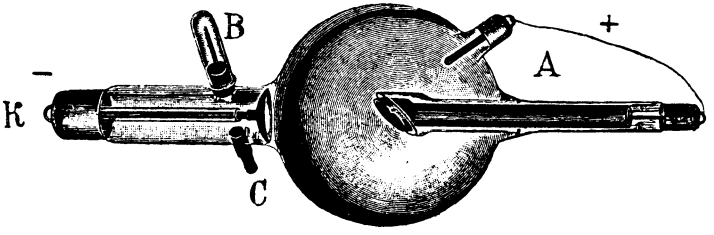


Рис. 563. Трубка Рентгена.

катод), которая поставлена против катода под некоторым углом к падающим на нее катодным лучам. Из антикатода и выходят лучи Рентгена, распространяясь во все стороны, но главным образом перпендикулярно к антикатоду. Положение анода *A* в трубке не имеет большого значения.

Антикатод рентгеновой трубки обыкновенно соединяют с анодом для того, чтобы накопляющееся на антикатоде отрицательное электричество могло свободно уходить к аноду.

Если трубка предназначена для рассматривания предметов или для получения фотографических снимков, то стараются устроить катод так, чтобы сконцентрировать катодные лучи на антикатоде по возможности в одну точку. При источнике *в виде точки*, тени на экране и на фотографической пластинке очерчиваются более резко, чем в том случае, если источником служит целая поверхность; это известно и из оптики. Чтобы увеличить резкость, можно делать снимки на более далеком расстоянии от антикатода: но тогда и действие лучей будет соответственным образом ослаблено. Если трубка предназначена для

лечебных целей, то концентрация катодных лучей на антикатоде большею частью бывает излишней.

Иногда при долговременной работе, а в особенности при концентрированных катодных лучах, антикатод сильно раскаляется и начинает испускать из себя поглощенные (окклюдированные) в нем газы. От этого плотность газа в трубке увеличивается, и сила тока при той же разности потенциалов делается больше. Одновременно с этим скорость катодных лучей, вследствие увеличения трения, уменьшается и лучи Рентгена делаются менее проницающими. Трубка делается, как говорят, более *мягкою*. При мягких трубках мускулы тоже начинают давать сильную тень, и кости не так сильно выделяются.

Во избежание этого, при изготовлении трубок и при выкачивании из них воздуха, нагревают стекло трубки, накаливают ее электроды электрическими разрядами и вообще принимают всевозможные меры к тому, чтобы освободить их от поглощенных в них газов. Кроме того, чтобы антикатод во время работы не слишком сильно нагревался, устраивают его с охлаждением проточной водой.

При разрядах в трубке замечается еще одно явление: это так называемое *распыление катода*. Опыт показывает, что катод вместе с катодными лучами выбрасывает из себя и частички металла, которые в виде мелкой пыли оседают на стенках трубки. Менее всего распыляется алюминий, более всего платина. Вот почему обыкновенно катод в трубках Рентгена делают из алюминия. Распыление катода зависит также и от свойства оставшегося в трубке газа. Тяжелые газы, как, например, пары ртути, увеличивают распыление катода; при легких газах распыление оказывается меньше. На этом основании стали наполнять трубки водородом.

Катодные лучи, попадая на антикатод, вызывают здесь *вторичные* катодные лучи, которые обладают, правда, меньшею скоростью, но и они способны возбуждать люминесценцию; благодаря этим вторичным катодным лучам светится стекло трубки против антикатода и, в свою очередь, испускает из себя лучи Рентгена. Всякий такой побочный источник рентгеновых лучей будет давать на экране или на фотографической пластинке свои вторичные тени и потому нежелателен. Для того, чтобы проконтролировать трубку в этом отношении, проще всего сделать с нее снимок в темноте ее же собственными лучами при помощи свинцовой камеры с небольшим отверстием и, конечно, без всякого объектива. Подобной камерой можно, как известно, получать снимки и обыкновенными лучами, только для этого необходимо, по сравнению с объективной камерой, гораздо более продолжительная экспозиция. На рентгеновом снимке в такой камере у нас получится

изображение всех мест трубки (даже ближайших к ней предметов), которые служат источниками лучей Рентгена. Для устранения действия побочных лучей на пластинку, употребляют свинцовые диафрагмы, соответственным образом подобранные.

Вторичные катодные лучи производят еще и другое действие: благодаря им начинает распыляться антикатод. Но антикатод мы уже не можем делать из алюминия, потому что алюминий непригоден для получения лучей Рентгена.

Итак, мы видим, что как катод, так и антикатод рентгеновой трубки понемногу распыляются; тонкая металлическая пыль оседает на стенках трубки. Эта пыль обладает свойством поглощать в себе газы и понемногу увеличивает разрежение газа в трубке. Вследствие этого электрическое сопротивление трубки увеличивается, и сила тока уменьшается; лучи Рентгена, при той же разности потенциалов, делаются слабее, и приходится повышать разность их потенциалов. Трубка, как выражаются, делается *более жесткою*.

Для регулировки жесткости трубки были придуманы различные приспособления. На рис. 563 у нас изображена трубка, в которую впаяна небольшая проволочка B из металла палладия. Если снять стеклянный колпачок B и немного нагреть эту проволочку снаружи, то она начинает испускать из себя в небольшом количестве растворенные в ней газы и таким образом пополняет убыль газа в трубке.

Если не регулировать давление газа в трубке, а для получения сильных лучей увеличить разность потенциалов, то в жестких трубках будут получаться и лучи более жесткие, т. е. обладающие большею проницаемостью. При таких лучах как мускулы, так и кости будут давать на экране лишь слабые тени, и это затруднит рассматривание костей. Но в тех случаях, когда мы желаем наблюдать посторонние предметы внутри костей, например при отыскании пули, жесткие лучи могут оказаться более выгодными. Из этого мы видим, что для различных целей требуются трубки различной жесткости.

511. Трубка Кулиджа.— Значительное усовершенствование трубки Рентгена было сделано почти одновременно Кулиджем в Америке (W. D. Coolidge, 1913) и Лилиенфельдом в Германии (J. E. Lilienfeld). Оба они воспользовались свойством раскаленных металлов испускать из себя электроны, о чем мы уже говорили, описывая выпрямитель Флеминга (стр. 510, **431**). При наличии электронов разряд может происходить в трубке даже совершенно лишенной газа, насколько это вообще возможно сделать при современных насосах и при современных способах выкачивания воздуха. Все затруднения,

которые происходят от присутствия газа в трубке, при этом отпадают. Регулирование жесткости и интенсивности рентгеновых лучей может быть произведено чисто электрическим путем.

На рис. 564 изображена схема трубки Кулиджа. Здесь C — катод, сделанный из вольфрамовой проволочки, свернутой в виде плоской спирали. Проволочку можно накалить при помощи батареи B с регулирующим сопротивлением R. В цепи этой батареи установлен A — амперметр, V — вольтметр и i — выключатель. Вся эта цепь помещается на изолированном от земли столике и соединена через миллиамперметр M с отрицательным полюсом источника высокого напряжения, например

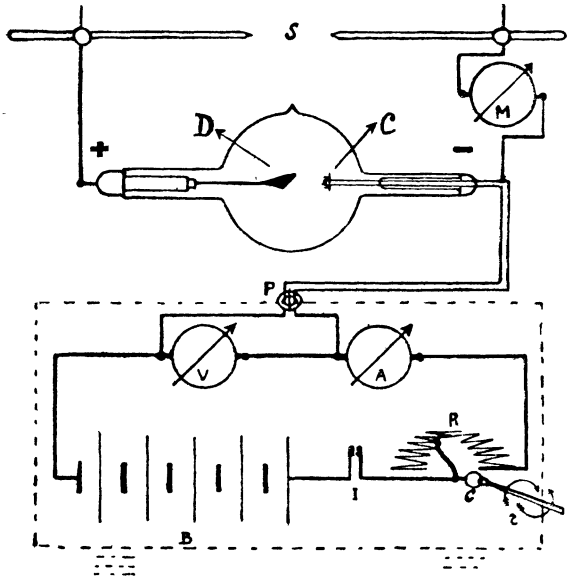


Рис. 564. Схема трубки Кулиджа.

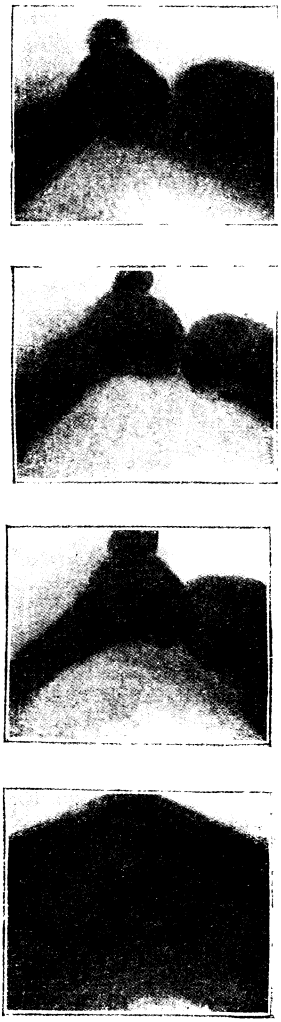


Рис. 565.

индуктора. Искровой промежуток s сделан на случай слишком больших напряжений, опасных для трубки: в случае перенапряжения, разряд произойдет в s и не пробьет трубки.

Испускаемые проволочкой C отрицательные электроны под действием электрического поля приходят в движение, образуя катодные

лучи, которые своими ударами возбуждают в антикатоде D лучи Рентгена. Чем выше температура каления проволочки, тем больше электронов она испускает, и тем *интенсивнее* могут быть получены лучи Рентгена. Чем больше мы сделаем разность потенциалов у электродов трубки, тем больше получится скорость катодных частичек, и тем *жестче* будут лучи Рентгена. Таким образом, регулируя силу тока накаливания и разность потенциалов трубки, мы имеем возможность из одной и той же трубки получать лучи различной жесткости и интенсивности, смотря по надобности.

Так, например, на рис. 565 представлены четыре снимка колена, сделанные одною трубкою Кулиджа лучами одной и той же интенсивности (сила тока в трубке была равна 0,004 ампера), но различной жесткости. Мы видим, что лучи в первых двух снимках (считая снизу) слишком мягки, а в последнем снимке уж слишком жестки, и только третий снимок (45 000 вольт) сделан лучами, наиболее подходящими к снимаемому объекту.

512. Рентгенотехника.— Для получения рентгеновых лучей большею частью необходим ток довольно высокого напряжения, в несколько десятков тысяч вольт. Электростатические машины для этой цели редко употребляются, обладая сравнительно малою мощностью. Батареи аккумуляторов для таких больших напряжений становятся неудобными, громоздкими и требуют тщательного за собою ухода. Поэтому почти во всех рентгеновых установках употребляются индукторы или трансформаторы.

Обыкновенно для этой цели употребляются индукторы, дающие искры от 25 до 50 *см* длины. Впрочем, при выборе индуктора не надо упускать из виду, что *интенсивность* лучей обусловливается *силою тока*, а потому, кроме длины искр, т. е. разности потенциалов, необходимо обеспечить себе возможность получения из вторичной обмотки индуктора тока достаточной силы. Поэтому в последнее время индукторы для рентгеновых лучей стали строить большей мощности, придавая их сердечникам и проволокам их обмоток большое поперечное сечение.

Средняя сила тока в трубках обыкновенно бывает около 5 миллиампер, но для быстрых снимков она может доходить даже до 50 миллиампер. Дессауер производил моментальные снимки в $\frac{1}{500}$ секунды током в 400 миллиампер и более; при этом в первичную обмотку трансформатора пускался ток в 250 ампер, который тотчас же сам собою прерывался плавлением соответственно подобранного предохранителя.

Мы знаем, что при обыкновенных прерывателях, которые употребляются при индукторах, во вторичной их обмотке получается ток

переменного направления (см. стр. 267, 268, 244). Между тем для рентгеновых трубок необходимо, чтобы ток шел только в *одном* направлении и чтобы лучи Рентгена образовались только в специально для этого предназначенном антикатоде. Имея это в виду, стараются использовать для рентгеновых лучей только *ток размыкания* индуктора, который обладает большею разностью потенциалов; ток же замыкания вообще не пускают в трубку, во избежание распыления антикатода. Этого можно достичь при помощи какого-либо выпрямителя высокого напря-

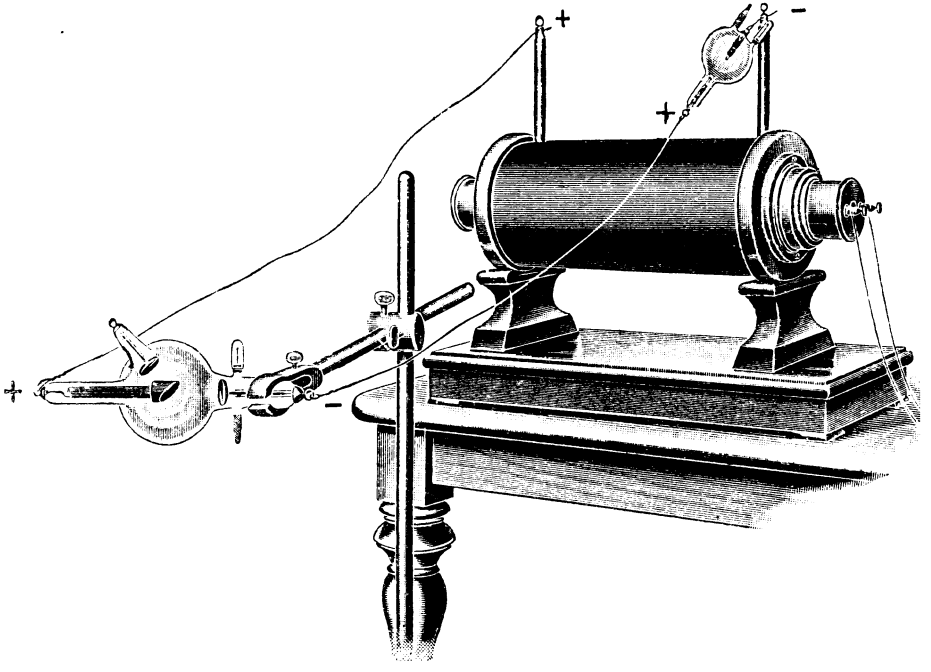


Рис. 566. Трубка Рентгена в соединении с индуктором и выпрямителем.

жения. На рис. 566 у нас показана установка рентгеновой трубки при индукторе с выпрямителем.

Если имеется переменный ток городской сети, который обыкновенно имеет 50 периодов в секунду и напряжение в 120 или 220 вольт, то можно принять те же индукторы с прерывателями, как и при постоянном токе. Но теперь очень часто в этом случае предпочитают устанавливать *трансформаторы*, функционирование которых происходит гораздо правильнее и надежнее, чем индукторов с прерывателями. Но в трансформаторах сила тока меняется не толчками, как в индукторах, а синусообразно, и здесь опять является вопрос о выпрямлении тока.

Выпрямление тока здесь достигается или механически, или при помощи катодных выпрямителей.

Механические выпрямители представляют собою коммутатор (переключатель), который устанавливается во вторичной цепи трансформатора и приводится во вращение синхронным двигателем таким образом, чтобы одновременно с переменою направления тока в трансформаторе менялось соединение вторичной обмотки трансформатора с рентгеновой трубкой (ср. стр. 414 и 415, рис. 390 и 391). Но так как во вторичной цепи напряжение может доходить до 100 000 вольт, то ради изоляции приходится делать полюсы подобных коммутаторов на довольно большом расстоянии друг от друга, что представляет некоторые конструктивные затруднения. Кроме того при таком коммутировании образуются искры, слышен шум двигателя и т. п., и они вообще не так удобны. В самое последнее время вместо механических выпрямителей начинают входить в употребление *катодные выпрямители*, о которых мы уже говорили в беспроволочной телеграфии (стр. 512, **431**). Подобные выпрямители в настоящее время устраиваются для напряжений в 150 000 вольт и для токов в 30 миллиампер, а в больших установках применяют несколько выпрямителей, соединенных последовательно или параллельно (см. ниже, стр. 664).

Иногда, в особенности в больших установках, вместо пользования переменным током городской сети, устанавливают специальный генератор, и притом с большой частотой переменного тока, доходящей до 2 000 периодов в секунду. При такой частоте объем трансформатора получается значительно меньше (стр. 372, **328**).

Продолжительность экспозиции фотографической пластинки бывает, конечно, очень разнообразна: от долей секунды до нескольких минут. Это зависит от интенсивности лучей, от чувствительности пластинки, от проницаемости для данных лучей снимаемого предмета и его расстояния от трубки. Для уменьшения времени экспозиции употребляются так называемые *усиливающие экраны*. Экраны эти представляют собою тонкую бумагу, пропитанную люминесцирующим под действием X-лучей составом (вольфрамовокислый кальций). Перед экспозицией накладывают такой экран на светочувствительный слой фотографической пластинки, и таким образом к непосредственному фотографическому действию X-лучей прибавляется еще фотографическое действие люминесценции экрана. Усиливающие экраны позволяют сокращать время экспозиции в 10 раз и даже более.

Были попытки делать рентгеновы снимки для кинематографа, для демонстрации биения сердца и т. п.

Если сделать *два* снимка, при двух немного различных положениях трубки относительно снимаемого предмета, то в стереоскопе соответственной конструкции два таких снимка дадут впечатление *рельефа*.

Стереоскоп можно сделать так, чтобы он превратился в *стереометр*, т. е. позволял делать измерения, и тогда два рентгеновых снимка дают возможность определить размеры и точное относительное расположение сфотографированных предметов.

В последнее время *X*-лучи стали входить в технику при испытании материалов и готовых металлических изделий, для отыскания внутренних неправильностей отливки и т. п. Но, кроме всех подобных технических применений, лучи Рентгена приобрели важное научное значение при исследовании молекулярного строения тел и строения атомов.

513. Природа рентгеновых лучей.— Мы видели, что лучи Рентгена по своим свойствам существенно отличаются как от катодных, так и от анодных лучей, не неся с собой никакого заряда. Но, с другой стороны, они не похожи на обыкновенные световые лучи, потому что с ними нельзя получить ни правильного отражения от зеркал ни преломления в призмах и оптических стеклах (линзах).

Стокс сделал гипотезу, что лучи Рентгена представляют собою очень короткие электромагнитные импульсы, которые возникают при внезапной остановке электронов у антикатода. Ведь катодный луч, или несущаяся катодная частичка, как и всякий электрический ток, образует вокруг себя магнитное поле, а остановка этой частицы равносильна уничтожению этого поля. Внезапное уничтожение магнитного поля должно возбудить в соседних местах электрическое поле, которое, в свою очередь, возбудит новое магнитное поле, и т. д. (см. стр. 313, 288), в результате чего мы получим импульсивную волну по схеме рис. 312 (стр. 315). Чем резче остановка катодной частицы, чем жестче рентгенова трубка, тем короче будет получаться электромагнитный импульс. Таким образом, согласно этой теории, лучи Рентгена по природе своей одинаковы с обыкновенным светом, только длина волны их очень коротка, короче, чем длина волн ультрафиолетового света.

Теория Стокса хорошо согласуется с тем обстоятельством, что лучи Рентгена, подобно ультрафиолетовым лучам, невидимы глазом, но действуют на фотографическую пластинку и вызывают люминесценцию.

Отсутствие правильного отражения от зеркал объясняется тем, что для рентгеновых лучей с их короткими волнами гладкие в обычном смысле зеркала являются, по сравнению с длиною их волны, уже шероховатыми, и, вместо правильного отражения, мы должны полу-

чать неправильное разбрасывание лучей во все стороны, подобно *диффузному* отражению света от матовой бумаги. Правильное зеркальное отражение вместо диффузного мы можем ожидать только в том случае, если отражающие частички (молекулы или атомы) распределены параллельными плоскостями, как, например, в кристаллах.

Что касается преломления лучей. то, по теории света, коэффициент преломления всех веществ с уменьшением длины волны должен приближаться к единице, чем и объясняется отсутствие заметного преломления лучей Рентгена.

514. Поляризация X-лучей. — Упомянутое выше разбрасывание, или диффузия, X-лучей происходит не только на поверхности тел, но и внутри их. Благодаря своей малой длине волны X-лучи разбрасываются отдельными атомами подобно тому, как световые лучи разбрасываются частицами, взвешенными в мутной жидкости, или пылинками в воздухе. Из оптики известно, что при таком диффузном разбрасывании лучей можно обнаружить их *поляризацию*, если эти лучи вообще способны поляризоваться, т. е. представляют собою поперечные, а не продольные колебания.

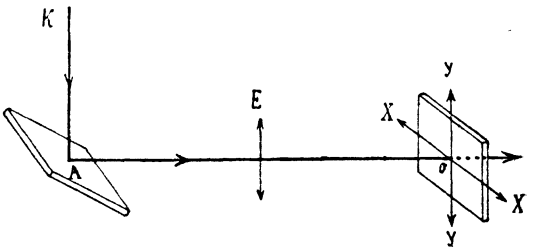


Рис. 567.

Это обстоятельство дало повод Баркла (C. G. Barcla) произвести аналогичный опыт с лучами Рентгена.

Представим себе, что по линии KA (рис. 567) движутся электроны и внезапно останавливаются антикатодом A. Из антикатода во все стороны идут лучи Рентгена; некоторые из них идут по направлению AO и встречают на своем пути тело O, молекулы которого разбрасывают их диффузно. Однако диффузия этих лучей от тела O не будет происходить во все стороны одинаково. Действительно, при остановке катодных частиц у антикатода магнитное поле их было расположено вокруг линии тока KA, а потому возбужденное этим полем электрическое поле E должно образоваться параллельно KA. Отсюда мы видим, что луч AO должен быть поляризованным и плоскость его электрических колебаний будет KAO. При разбрасывании лучей направление электрических колебаний не изменится, а будет оставаться параллельным оси YY. Но мы знаем, что электромагнитные волны *поперечны* и не могут распространяться *вдоль* по электрическим колебаниям, а только перпендикулярно к ним (ср. рис. 479—483, стр. 484, 485, 414). Поэтому, если мы будем исследовать лучи, разбрасываемые телом O,

то найдем, что по направлению YY почти нет никакого разбрасывания, а по направлениям, перпендикулярным к этому, — разбрасывание наибольшее. Это именно и было подтверждено опытами Баркла. Но если лучи Рентгена способны *поляризоваться*, то они представляют собою *поперечные* электромагнитные волны.

515. Характеристические и вторичные лучи. — К сказанному в предыдущем параграфе необходимо, однако, добавить следующее. Для того, чтобы в опыте Баркла по направлению YY не было никаких лучей, т. е. для того, чтобы луч AO был *вполне* поляризован, как того требует теория Стокса, оказывается необходимым исполнение некоторых добавочных условий. Дело в том, что при очень больших разностях потенциалов в трубке, т. е. при большой скорости электронов катодного луча, кроме импульсивной волны Стокса, испускаемой останавливающимися электронами, в антикатоде возникают еще лучи, испускаемые атомами того тела, из которого сделан антикатод. Свойства этих лучей зависят от материала антикатода, а не от быстроты остановки электронов, а потому лучи эти получили название *характеристических* лучей. Характеристические лучи аналогичны по своему происхождению тем видимым световым лучам, которые получаются, например, в стекле трубки под влиянием бомбардировки стекла катодными лучами. Направление колебаний в характеристических лучах не связано непосредственно с направлением движения возбуждающих их катодных частичек, а потому характеристические лучи *не поляризованы*. В опыте Баркла появление характеристических лучей будет несколько затемнять явление полной поляризации луча, а потому для этого опыта нужно применять разность потенциалов в рентгеновой трубке возможно меньшую.

Далее, когда лучи Рентгена попадают на какое-либо тело, как, например, тело O в опыте Баркла, то, кроме явления диффузии, наблюдается еще появление вторичных X-лучей, характеристических для данного тела O. Это явление напоминает собою явление люминесценции под влиянием обыкновенных видимых лучей и под действием ультрафиолетовых лучей. Мы уже указали раньше, что под действием X-лучей экран, покрытый кристалликами цианистой соли бария и платины, светится желто-зеленым и, следовательно, видимым светом; точно так же лучи Рентгена способны возбуждать и ультрафиолетовую люминесценцию, а также и люминесценцию вторичными X-лучами.

Опыт показывает, что при всех подобных явлениях люминесценции можно применять общее правило Стокса, по которому длина волн первичных лучей должна быть непременно *меньше*, чем длина волн тех характеристических вторичных лучей, которые мы желаем воз-

будить в данном теле. Если какое-либо тело способно люминесцировать желто-зелеными лучами, то для возбуждения этой люминесценции красные лучи непригодны, а необходимы лучи фиолетовые, ультрафиолетовые или лучи Рентгена. Точно так же для возбуждения характеристических *X*-лучей пригодны только *X*-лучи более короткой длины волны, т. е. *более жесткие*, чем возбуждаемые лучи. Опыты Баркла показали, что если применять для диффузии *X*-лучей тело *O* из угля, парафина или бумаги, то заметных вторичных лучей в них не получается, и явление поляризации первичных лучей выступает яснее.

В заключение прибавим еще, что под действием *X*-лучей, кроме вторичных *X*-лучей, в теле возникают также и катодные лучи. Это явление имеет тоже свою аналогию и в видимом свете: под влиянием света некоторые тела теряют отрицательный заряд, т. е. испускают электроны, или катодные лучи (см. о фотоэлектричестве, стр. 676, 531).

Полное выяснение всех этих довольно сложных явлений оказалось возможным только тогда, когда был найден способ определять *длину волны* рентгеновых лучей.

516. Способ Лауэ.— Долгое время не удавалось определить длину волны лучей Рентгена. Опыты Гага и Винда (Haga, Wind, 1903) с узкою клинообразною щелью обнаружили, правда, признаки дифракции *X*-лучей, но они позволили только оценить приблизительно длину волны в $4 \cdot 10^{-9}$ *см*, т. е. приблизительно в 10 000 раз меньше длины волн видимого света. Понятно, что для измерения электромагнитных волн такой малой длины все наши обычные способы интерференции и дифракции являются непригодными, потому что все эти способы требуют изготовления частых решеток, расстояние между отдельными штрихами которых должно быть не особенно велико по сравнению с длиною измеряемой волны. Обычные дифракционные решетки имеют расстояние между штрихами около микрона, т. е. $1\,\mu = 10^{-4}$ *см*, что при рентгеновых лучах является слишком большим и дало бы ничтожный угол отклонения лучей при дифракции. Но физику Лауэ (M. v. Laue, 1913) пришла в голову мысль воспользоваться для этой цели не искусственными, а теми естественными решетками, какие представляют собою все кристаллы. Еще в 1850 г. Бравэ (Bravais) предложил теорию, по которой молекулы в каждом кристалле расположены правильными рядами, образуя параллелограммы и параллелепипеды, грани которых отстоят друг от друга приблизительно на расстоянии около 10^{-8} *см*. Дифракционные явления в подобных, так называемых *пространственных решетках* немного сложнее, чем в *плоских* решетках, употребляемых в оптике; тем не менее, как показал Лауэ, и эти явления вполне поддаются подсчету. Расстояния между

элементами кристаллической решетки в 10^{-8} *см* являются подходящими для измерения волн длиною около 10^{-9} *см*.

На рисунке 568 у нас показано схематически расположение опыта Лауэ. Здесь AB — направление луча Рентгена, выходящего из антикатода и ограниченного диафрагмами S, S. На пути луча поставлен кристалл цинковой обманки K и фотографическая пластинка P. После довольно долгой экспозиции и последующего проявления на пластинке P, кроме центрального пятна B, соответствующего неотклоненным лучам, оказалась еще целая система симметрично расположенных пятен b, b., как того и требовала теория Лауэ. На основании приблизительно известного расстояния между молекулами в кристалле и на основании расстояний между пятнами, Лауэ удалось определить и длину волны лучей Рентгена.

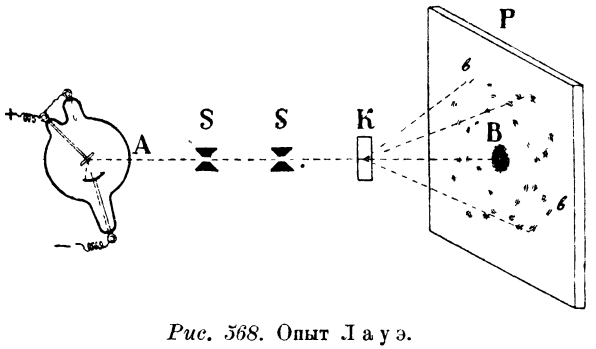


Рис. 568. Опыт Лауэ.

Мы не будем входить здесь в подробности теории Лауэ, потому что в настоящее время метод Лауэ употребляется на практике в несколько измененном виде, и это позволяет изложить теорию диффракции X-лучей в кристаллах в более простой форме.

Проведем через молекулы какого-либо кристалла целую систему параллельных плоскостей (рис. 569), MON, MPN и т. д.; эти плоскости, кроме того, будут и на одинаковых расстояниях друга от друга. В каждой из этих плоскостей молекулы будут распределены правильными рядами и тоже на одинаковых расстояниях друг от друг. Лучи Рентгена, попадая на молекулы одной и той же плоскости, будут разбрасываться ими во все стороны. Однако только те лучи будут после отражения с одинаковыми фазами и, складываясь вместе, дадут наибольшую энергию, которые соответствуют *правильному* зеркальному отражению от плоскости MON. Это легко уяснить себе на основании того, что нами было сказано на стр. 485 (рис. 485, **417**). Для падающего луча AO мы, таким образом, получим отраженный луч по направлению OB, причем угол отражения будет равен углу падения.

Тем не менее между обычным отражением света от зеркала и отражением X-лучей от плоскости MON имеется та существенная разница, что лучи Рентгена не отражаются целиком от этой плоскости, а только небольшой своей частью; бо́льшая часть их проникает внутрь

кристалла, встречает там вторую совершенно такую же плоскость MPN, на которой тоже расположены молекулы и которая тоже отражает часть попавших на нее лучей. Затем лучи встречают третью плоскость и т. д. Отраженные от этой системы плоскостей лучи при сложении не всегда будут усиливать друг друга, потому что фазы у них после отражения будут неодинаковы. При разности фаз в 180° они могут даже взаимно *уничтожаться*, и мы совсем не получим отраженного луча.

Рассмотрим, действительно, что получается при отражении от двух соседних плоскостей на рис. 569. Если даже лучи AO и AP до отражения были одинаковых фаз, тем не менее после отражения луч PB, отражающийся от более далекой плоскости, *отстанет* от луча OB, отраженного от первой плоскости, на длину aPb, где Oa и Ob взяты

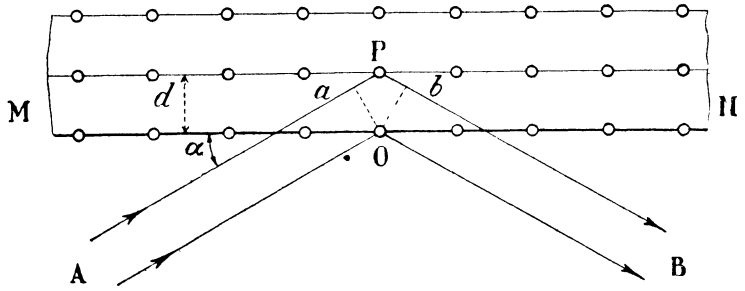


Рис. 569. Интерференция *X*-лучей.

перпендикулярно к направлениям соответствующих лучей. Из чертежа видно, что если через d обозначить расстояние между плоскостями, а через α — угол, образуемый направлением луча с плоскостью MON, то

$$aPb = 2d \sin \alpha.$$

Лучи, отставшие друг от друга, будут, вообще говоря, разных фаз; только в том случае, если длина aPb будет равна *целому* числу волн, фазы опять будут одинаковы. В этом случае оба луча вместе дадут отражение от двух плоскостей кристалла вдвое более сильное, чем от одной плоскости. Так как все дальнейшие плоскости параллельны плоскости MON и находятся друг от друга на тех же расстояниях d, то и для них мы получим те же условия отражения. Поэтому мы можем вообще для всей системы параллельных плоскостей, проведенных через молекулы кристалла, написать условие интенсивного отражения в виде уравнения:

$$2d \sin \alpha = n\lambda,$$

где n — целое число, а λ — длина волны *X*-лучей.

При всех углах падения, которые не удовлетворяют этому условию отражение будет *диффузное* и чрезвычайно *слабое*.

Представим себе теперь, что кристалл K установлен на оси цилиндра PP (рис. 570) и мы медленно вращаем кристалл вокруг этой оси. Если бы из щели SS выходили лучи света и вместо кристалла мы имели обыкновенное зеркало, то при всяком положении зеркала K относительно луча у нас получился бы отраженный луч Ka или Kb. На фотографической пленке, натянутой по внутренней поверхности цилиндра, при вращении зеркала K у нас получилось бы во всех точках a, b и т. д. почернение. Но так как мы здесь имеем дело с лучами Рентгена, которые отражаются не только от поверхностных, но и внутренних плоскостей кристалла, то на фотографической пленке у нас получится почернение не по всей окружности цилиндра, а только там, гд удовлетворяется вышенаписанное условие.

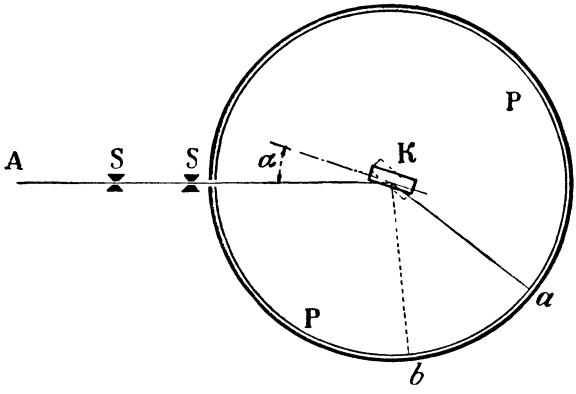


Рис. 570. Рентгеноспектрограф.

Что касается величины n, то, очевидно, $n=1$ будет соответствовать *наименьшему* углу α, при котором уже наблюдается отражение. Волны различной длины λ будут иметь *различные* наименьшие углы отражения, и условие

$$2d\sin\alpha=\lambda$$

даст нам на пленке целый *спектр*, аналогичный тому спектру, который наблюдается в *спектрограммах* видимого света, снимаемых при помощи диффракционных решеток.

Аналогия эта простирается еще далее. На другом месте фотографической пленки при бо́льших углах отражения, положим, около b (рис. 570), мы получим опять отражение для *тех же длин волн*, но удовлетворяющих условию $n=2$, т. е.

$$2d\sin\alpha=2\lambda.$$

Этот так называемый *вторичный* спектр тех же лучей будет приблизительно вдвое более растянутый, чем первичный, и будет более слабый. Для $n=3$ у нас получится третичный спектр и т. д.

Если расстояние d для выбранного нами кристалла точно известно, то на основании полученных спектрограмм мы можем с такою же точностью определить и длину волн исследуемых рентгеновых спектров.

Вместо того, чтобы вращать кристалл, мы могли бы взять кристаллический порошок и поместить его в центре вышеописанного цилиндра. Так как в порошке ориентировка отдельных кристалликов была бы по всевозможным направлениям, то для некоторых из них оказалось бы выполненным и вышеописанное условие интенсивного отражения, и мы получили бы ту же самую спектрограмму, как и при вращающемся кристалле. Такое именно расположение опыта было предложено и осуществлено Дебаем и Шерером, и это дало им возможность исследовать кристаллическое строение и таких тел, которые не встречаются в виде кристаллов большой величины, а представляют собою только систему мелких кристалликов, соединенных вместе в беспорядке.

517. Строение кристаллов.— Из вышеприведенной формулы отражения X-лучей мы видим, что способ Лауэ дает нам только *отношение* между величинами d и λ, и надо знать одну из этих величин, чтобы определить другую. Для определения длины волн X-лучей надо иметь хотя бы один кристалл, для которого d известно в точности. Но для того, чтобы определить точное расстояние между плоскостями в кристалле, необходимо знать расположение молекул или атомов в нем, а расположение атомов может быть, вообще говоря, очень разнообразно. Кроме того, как мы сейчас увидим, через молекулы одного и того же кристалла можно провести *несколько* систем параллельных плоскостей, и для каждой из этих систем расстояние d будет другое.

Выяснением всех этих вопросов для большого числа кристаллических тел мы обязаны английским ученым У. Брэггу и Л. Брэггу (отец и сын) (W. H. Bragg, W. L. Bragg, 1913). Брэгги воспользовались для этой цели тем обстоятельством, что отражение от плоскостей, состоящих из *различных* атомов, должно быть разное и притом тем большее, чем заключающиеся в них атомы тяжелее. Для того, чтобы дать некоторое понятие о том, как поступали Брэгги при выяснении расположения атомов в кристаллах, мы разберем здесь один простейший случай кристалла хлористого натрия, т. е. каменной соли.

Известно, что кристаллы каменной соли представляют собой *кубическую* систему и должны состоять из *равного* количества атомов хлора и натрия — NaCl. Если расположение этих атомов таково, что в каменной соли можно провести параллельные отражающие плоскости

только через атомы хлора или только через атомы натрия, то первая система плоскостей даст более сильное отражение, чем вторая, потому что атомный вес хлора Cl = 35,5, а атомный вес натрия Na = 23. Изучая спектрограммы каменной соли при различных положениях кристалла, но при одной и той же длине волны рентгеновых лучей, Брэгги пришли к заключению, что все плоскости, параллельные *граням* кубика соли (рис. 571a), и все плоскости, проведенные через *ребра* кубика (рис. 571b), обладают одним и тем же отражением и, следовательно, должны состоять из атомов *хлора и натрия вместе*. Нечто иное получается для плоскостей, *отсекающих углы* кубика (рис. 571c); эта система оказалась двойною, состоящею попеременно только из атомов хлора или только из атомов натрия. Выделить эти три системы плоскостей по спектрограмме можно было потому, что

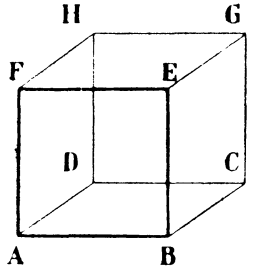


Рис. 571a.

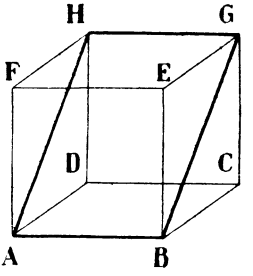


Рис. 571b.

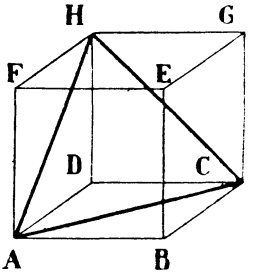


Рис. 571c.

для них расстояние d различное, а именно, оказалось, что эти расстояния для трех вышеуказанных систем плоскостей относятся так:

$$1 : 0{,}71 : 0{,}58.$$

На основании этих данных Брэгги пришли к заключению, что из всех возможных кубических расположений атомов хлора и натрия этим условиям удовлетворяет только одно, которое изображено у нас на рис. 572. Здесь атомы хлора и натрия изображены черными и белыми кружками. Все атомы натрия образуют собою систему кубиков, атомы которых расположены по углам и в центрах их граней; совершенно такую же систему образуют и атомы хлора. Обе эти системы расположены друг относительно друга так, что около каждого атома хлора симметрично и на равных расстояниях расположены 6 атомов натрия (см. рис. 572); точно так же вокруг каждого атома натрия приходится на таких же одинаковых расстояниях 6 атомов хлора.

Через эту систему мы можем провести три системы параллельных плоскостей: во-первых, плоскости, параллельные граням кубиков

(ср. рис. 571 a); назовем их расстояния друг от друга через d. Эти плоскости будут проходить и через атомы хлора и через атомы натрия.

Во-вторых, плоскости, параллельные сечению кубиков $ABGH$ и аналогичным сечениям, проведенным через одно из ребер кубика (ср. рис. 571 b). Эти плоскости опять будут содержать атомы хлора и натрия в одинаковом количестве.

Наконец, в-третьих, можно проводить плоскости, отсекая углы кубика, например, плоскости ACH (ср. рис. 571 c) и параллельную ей плоскость ecb, проведенную через центр нашего кубика. Из этих плоскостей, как мы видим, ACH содержит только атомы натрия, плоскость ecb содержит только атомы хлора, следующая за ними параллельная плоскость будет содержать опять только атомы натрия, и так далее.

Нетрудно сообразить, что расстояния плоскостей в этих трех системах будут относиться друг к другу как:

$$1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}} = 1 : 0{,}71 : 0{,}58.$$

Все это как раз соответствует тому, что нашли Брэгги в своих диаграммах, а потому мы должны принять схему рис. 572 для кристаллов каменной соли, как соответствующую действительности.

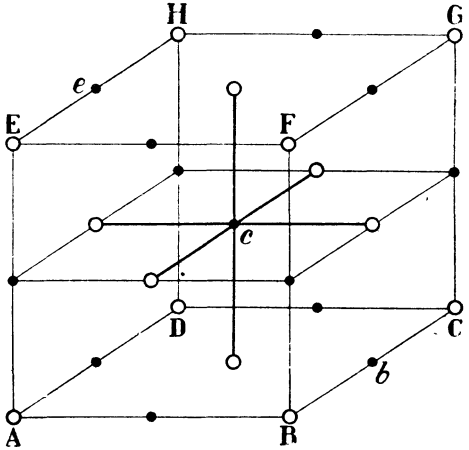


Рис. 572. Строение каменной соли.

Выяснив расположение атомов в кристалле, мы можем приступить и к определению самой величины d.

Из рисунка 572 мы прямо видим, что каждый из атомов хлора или натрия занимает объем d^3; следовательно, каждая молекула хлористого натрия занимает в каменной соли объем $2d^3$.

Удельный вес каменной соли известен и равен $\delta = 2{,}164$, а вес *каждой молекулы* хлористого натрия равен произведению из объема на удельный вес:

$$m = 2d^3 \cdot \delta \text{ г}.$$

В грамм-молекуле хлористого натрия $23{,}0 + 35{,}5 = 58{,}5$ г, и в ней заключается $60{,}6 \cdot 10^{22}$ молекул (стр. 536, 447); следовательно, вес одной молекулы хлористого натрия равен:

$$m = \frac{58{,}5}{60{,}6 \cdot 10^{22}} = 0{,}97 \cdot 10^{-22} \text{ г}.$$

Приравнивая оба полученных выражения для веса молекулы, получаем:

$$d = 2{,}814 \cdot 10^{-8}.$$

Эта величина положена в настоящее время в основу измерения *всех* длин волн лучей Рентгена.

Аналогичным способом Брэггам, а затем и другим ученым удалось определить расстояния и взаимное расположение атомов и в це-

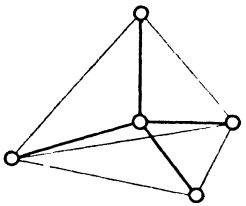


Рис. 573a. Строение алмаза.

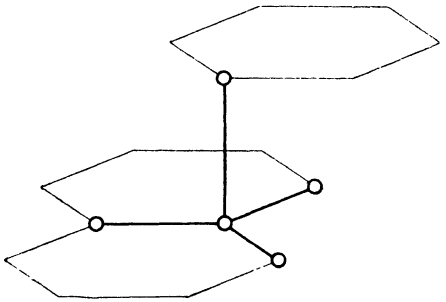


Рис. 573b. Строение графита.

лом ряде других кристаллов. Один из наиболее интересных результатов получился для кристаллов углерода: алмаза и графита. Оказалось, что в алмазе каждый атом углерода окружен симметрично расположенными около него четырьмя такими же атомами углерода, образующими правильный тетраэдр (рис. 573a), как это и соответствует представлению химиков о четырехатомности углерода и о строении так называемых алифатических соединений углерода. Напротив того, в графите расположение атомов углерода оказалось несимметричным (рис. 573b), причем шесть соседних атомов образуют правильный шестиугольник, подобно химическому строению бензола и других ароматических соединений. Таким образом анализ строения кристаллов при помощи лучей Рентгена дал возможность *непосредственным измерением* подтвердить предположения химиков.

518. Спектры *X*-лучей.— Исследование спектрограмм *X*-лучей, получаемых при различных условиях из рентгеновых трубок, дало следующие результаты.

При небольших разностях потенциалов в трубке спектры *X*-лучей получаются *сплошные*, как это изображено на рисунке 574, где по горизонтальному направлению отложены длины волн, а по вертикальному — их энергия. Для каждой разности потенциалов от 20 до 50 киловольт у нас изображена особая кривая распределения энергии в спектре волн. Чем бóльше разность потенциалов, тем сильнее спектр и тем с *меньших* длин волн он начинается. Это вполне соответствует теории Стокса, потому что бóльшие разности потенциалов производят и бóльшие скорости электронов, а это, в свою очередь, обусловливает более резкую их остановку у антикатода и короткую импульсивную волну. Что спектры получаются сплошные, — объясняется тем, что импульсивная волна Стокса не есть синусообразное колебание определенного периода, но может быть разложена по теореме Фурье (аналогично тому, что говорилось на стр. 387) на целую систему волн, образующих сплошной спектр. Каждый из сплошных спектров на рис. 574 резко обрывается со стороны коротких волн. При этом наблюдается следующая закономерность: произведение из *наименьшей* длины волны на соответствующую разность потенциалов для данного спектра оказывается для всех спектров постоянным. Действительно:

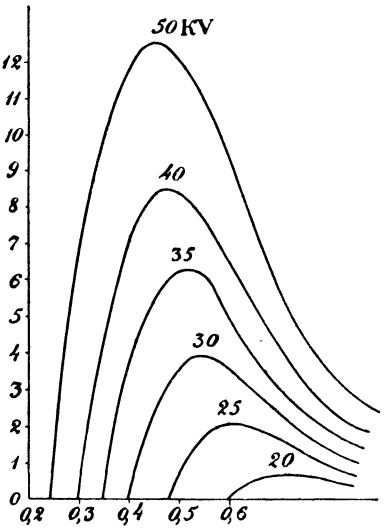


Рис. 574. Сплошной рентгеновский спектр.

$$20 \cdot 0{,}60 = 40 \cdot 0{,}30 = 50 \cdot 0{,}24.$$

Эту закономерность теория Стокса оставляет необъясненной, и мы вернемся к ней, когда будем излагать теорию квантов.

Кроме сплошного спектра *X*-лучей, при больших разностях потенциалов возникают еще спектры линейчатые, как это видно у нас на рис. 575, где изображен спектр того же вольфрамового антикатода при разности потенциалов в 100 000 вольт. Этот спектр налагается на сплошной спектр стоксова импульса и состоит из резко выделяющихся линий α и β. Вторичный спектр тех же линий появился в α_1 и β_1. Эти линии и представляют собою то, что мы выше называли *характеристическими* лучами данного материала, т. е. вольфрама.

Характеристические X-лучи были открыты впервые Баркла (C. G. Barcla, 1906) еще задолго до того времени, когда появилась возможность измерять длину волн их. Изучая абсорбцию X-лучей в алюминиевых пластинках, Баркла сумел даже различить два сорта лучей: более жесткие, которые он назвал K-лучами, и более мягкие, которые он назвал L-лучами. В настоящее время различают K-, L-, M-, N- и т. п. лучи, причем каждый сорт этих лучей состоит из нескольких длин волн, образующих так называемую *спектральную серию*. Одно и то же тело может испускать одновременно несколько таких

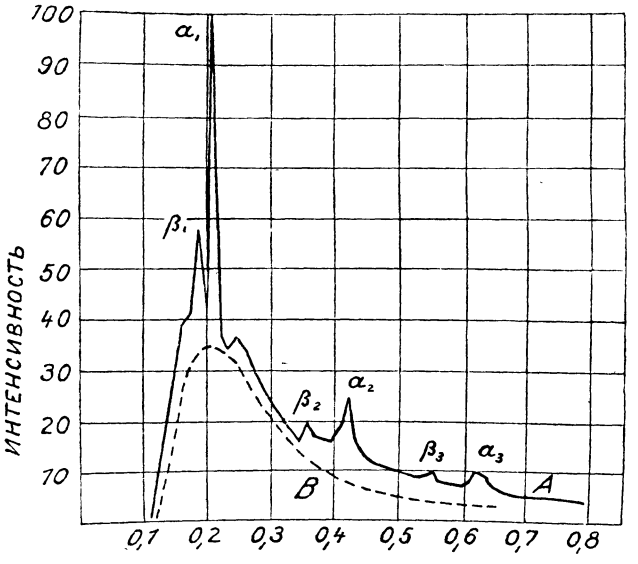


Рис. 575. Линейчатый рентгеновский спектр.

серий, которые значительно отличаются друг от друга по жесткости; это означает, что в спектрах этих лучей каждая серия отделена довольно большим промежутком от соседней серии, между тем как в видимом спектре очень часто серии спектральных линий налагаются друг на друга и смешиваются. Если мы обратим внимание на одну какую-либо серию, например K-лучи, то увидим, что K-лучи получаются тем жестче, чем больше атомный вес лучеиспускающего тела.

Первое систематическое исследование спектров характеристических X-лучей было сделано английским физиком Мозелеем (H. G. J. Moseley, 1913). На рисунках 576 и 577 представлены полученные им спектрограммы K-лучей. Металлы, которые Мозелей употреблял как антикатоды в рентгеновой трубке, расположены здесь по возра-

стающим атомным весам, начиная от кальция и кончая медью и сплавом меди и цинка, т. е. латунью; при этом спектрограммы каждого из металлов расположены тем правее, чем больше длина волн изображенных на них линий. На основании своих опытов Мозелей пришел к следующим заключениям.

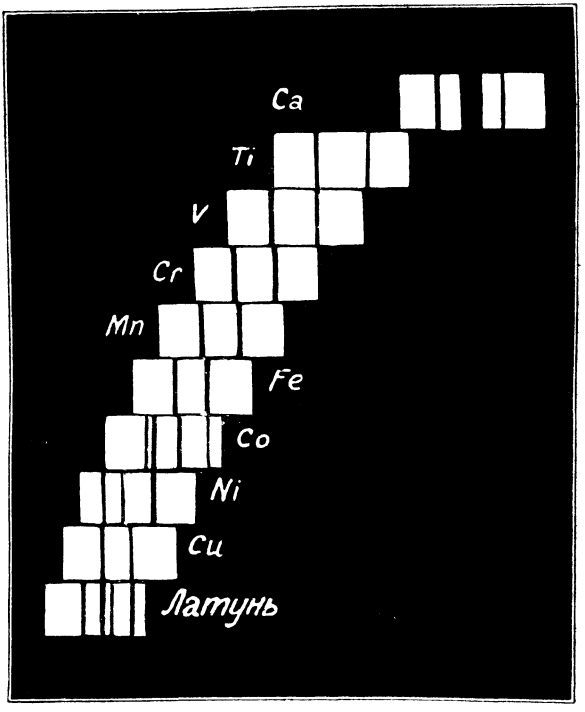


Рис. 576. Характеристические спектры металлов.

Во-первых, характеристический спектр X-лучей определяется *атомными* свойствами тел, потому что сплавы (например, латунь) и химические соединения дают спектры составляющих их атомов.

Во-вторых, жесткость, или длина волн определенной серии, например *K*-лучей, определяется более непосредственно не атомным весом, а *порядковым номером* данного элемента, как он поставлен в менделеевской таблице химических элементов (см. в последней главе этой книги). Это мы можем заметить и на приведенных нами спектрограммах Мозелея, где никель стоит после кобальта: хотя атомный вес никеля меньше, чем кобальта, но порядковый номер его больше.

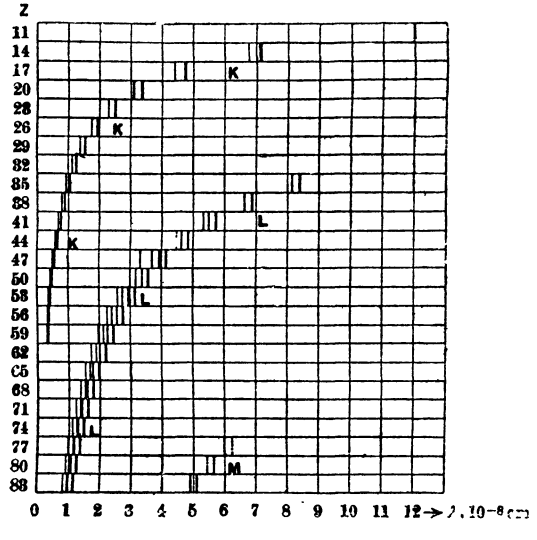


Рис. 577.

Наконец, Мозелей показал, что между частотою колебаний ν серии X-лучей и порядковым номером z данного элемента существует количественное соотношение:

$$\nu = 3{,}29 \cdot 10^{15} \cdot (z - s)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right).$$

Эта формула вполне аналогична тем формулам, которые были установлены Бальмером и Рюдбергом для *видимых* спектров тел, только для X-лучей эта формула гораздо проще. Постоянная 3,29 для всех спектральных формул одна и та же; величины же n и k для X-лучей представляют собою *целые* числа, причем число n определяет собою *всю серию*, а различные числа k дают различные линии этой серии. Величина s может быть и дробным числом и имеет для различных серий различное значение. Так, например:

K-лучи	$s = 1,$	$n = 1,$	$k = 2,3,4,...$
L-лучи	$s = 3{,}5,$	$n = 2,$	$k = 3,4,5,...$

Дальнейшие, более точные исследования подтвердили закон Мозелея главным образом для самых жестких K-лучей; для L- и M-лучей зависимости длин волн от порядкового номера элемента оказались несколько более сложными (рис. 577). Во всяком случае эти зависимости оказались несравненно проще, чем для спектральных линий видимого спектра, и, что в особенности важно, все эти зависимости не представляют собою *никакой периодичности*, которая имеет место и в химических свойствах элементов и в их видимых спектрах. Это последнее обстоятельство дает нам право предположить, что периодические свойства химических элементов, выраженные в расположении рядов и столбцов таблицы Менделеева, обусловлены главным образом *внешней* конструкцией атомов; из периферии атомов должны исходить и спектры видимого света. Между тем характеристические лучи Рентгена, а в особенности более жесткие из них, K-лучи, имеют своим источником *более глубокие* слои атома, его недра, где нет никаких периодических свойств.

При изложении теории квантов мы увидим, что только что приведенное предположение действительно подтверждается и целым рядом других факторов.

III. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ГАЗОВ

519. Ионизация газов. — Все газы и пары в обыкновенном состоянии суть хорошие изоляторы. Заряженный проводник, помещенный в воздухе, так медленно теряет свое электричество, что это может быть обнаружено только очень чувствительными приборами или через

очень долгое время. Однако есть целый ряд способов, посредством которых можно сообщить газам заметную электропроводность. Так, например, будучи освещены ультрафиолетовыми или рентгеновыми лучами, или находясь под действием катодных или анодных частиц, или частиц, испускаемых радиоактивными веществами (см. ниже), или, наконец, под действием высокой температуры и т. п., газы приобретают свойство проводить электричество.

По аналогии с электропроводностью электролитов мы предположим, что и в газах электричество переносится *ионами*. Это предположение было сделано еще Аррениусом, но оно было в особенности подробно развито и подтверждено многочисленными опытами Дж. Томсоном и его учениками.

Итак, газ, обладающий электропроводностью, мы будем считать *ионизированным*, а то, что послужило причиною и привело его в это состояние, мы будем называть *ионизатором*.

520. Заряд ионов в газах.—Если электропроводность газов обусловливается присутствием в нем ионов, т. е. положительно и отрицательно заряженных частиц, то прежде всего является вопрос, какие это ионы и почему они не обнаруживаются на электродах при электролизе данного газа. Что касается положительных ионов, то мы их уже изучали в анодных лучах и видели (стр. 599), что это суть те же самые $\oplus$-ионы, которые участвуют и в электролизе жидкостей, но в газах они двигаются с несравненно бо́льшими скоростями. Относительно $\ominus$-ионов, т. е. катодных лучей, мы знаем только, что для них отношение заряда к массе $\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^7$, т. е. приблизительно в 2000 раз больше, чем для ионов водорода. Это может происходить либо оттого, что заряд катодной частицы в 2000 раз больше, чем заряд атома водорода, или оттого, что ее масса в 2000 раз меньше. Дж. Томсон при помощи в высшей степени остроумного метода показал, что заряд катодной частицы такой же, как заряд иона при электролизе. Томсон воспользовался для этого явлением, открытым Р. Гельмгольцем и изученным Ленаром и Уильсоном, которое заключается в том, что ионы в газах имеют свойство сгущать вокруг себя пары воды.

Представим себе, что в сосуде AB (рис. 578) заключен по возможности чистый воздух и на дне поставлена чашка с водою; тогда вместе с воздухом мы будем иметь в сосуде насыщенные пары воды. При помощи насоса или другим каким-либо приспособлением мы можем сделать быстрое разрежение воздуха в AB и таким образом понизить его температуру. Однако, если воздух чистый, т. е. без пыли,

то можно доводить такое быстрое разрежение до $^1/_2$ атмосферы без того, чтобы происходило заметное сгущение паров воды. Но стоит только ионизировать газ, например, лучами Рентгена, и при разрежении его мы тотчас же заметим сгущение паров воды. При этом вокруг каждого иона образуется одна капелька воды, и эти капельки в виде тумана медленно оседают на дно сосуда A. Отрицательные ионы гораздо легче конденсируют на себе воду, чем положительные, и требуют для этого меньшего разрежения воздуха. Можно подобрать это разрежение так, чтобы пары конденсировались исключительно на отрицательных ионах, и убедиться в том, что это действительно так, собирая конденсированный пар (т. е. капельки воды, образующие туман в сосуде) на пластинку A, соединенную с электрометром.

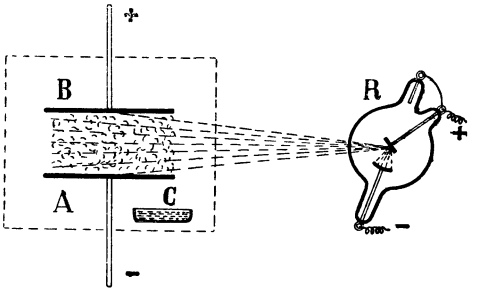


Рис. 578. Сгущение паров в ионизированном воздухе.

Назовем число ионов через n, а заряд каждого иона — через e; тогда электрометр покажет нам заряд ne. Для определения n Томсон сделал следующее. Так как верхняя граница тумана, образовавшегося в сосуде AB после внезапного разрежения, довольно резко очерчена и туман медленно опускается под действием силы тяжести, то по скорости v опускания капелек и по известному коэффициенту трения воздуха $k = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$ можно определить радиус r капелек по формуле, выведенной Стоксом:

$$r = \frac{2}{9}\frac{g \cdot r^2}{k}.$$

Зная радиус капельки, можем вычислить и массу каждой из них по формуле $m = \frac{4\pi r^3}{3}$.

С другой стороны, определяя массу всего осевшего тумана M, мы можем вычислить число капелек $n = \frac{M}{m}$, а следовательно, и заряд каждой капельки e.

Из этих опытов оказалось, что заряд $e = 1 \cdot 10^{-20}$ ***C-G-S-M,*** т. е. близко подходит к величине заряда иона водорода в электролитах (стр. 555, **464**).

521. Опыты Милликэна.—Наиболее точные опыты для определения заряда электрона были произведены американским физиком Милли-

кэном (R. A. Millikan, 1914). Его метод отличался тем от метода Дж. Томсона, что он наблюдал движение *отдельных* заряженных электричеством *капелек*. При помощи особого пульверизатора Милликэн вдувал мелкие капельки масла в большой ящик A (рис. 579). Капельки при трении в пульверизаторе заряжались электричеством. Некоторые из этих капелек, медленно падая на дно ящика, попадали в отверстие b и сквозь него в электрическое поле конденсатора C. Здесь движение капелек могло быть наблюдаемо сквозь небольшое окошечко при помощи короткофокусной трубы T. Улавливая какую-нибудь из этих капелек в поле зрения трубы, Милликэн определял скорость ее движения, с одной стороны, под действием силы тяжести mg, а с другой — под одновременным действием силы тяжести mg и силы электрического поля Ee. Меняя направление электрического поля E в конденсаторе C, можно было заставлять двигаться одну и ту же капельку то вверх, то вниз, и таким образом из многочисленных опытов определять ее заряд e. Опыт показал, что капельки всегда несут на себе заряды, *кратные* от заряда одного электрона. На одной и той же капельке оказывалось иногда до 140 элементарных зарядов. При действии на незаряженную капельку лучей Рентгена она теряла отрицательное электричество, — большею частью при этом терялся один электрон. На опытах с такими капельками, несущими на себе положительный заряд, Милликэн мог убедиться, что элементарные заряды положительного и отрицательного электричества одинаковы по своей величине. Производя подобные опыты при самых разнообразных условиях, с капельками различной величины и различного материала, Милликэн вывел из своих многочисленных опытов наиболее точную величину элементарного заряда электрона

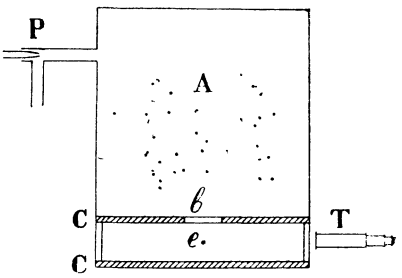


Рис 579. Опыт Милликэна.

$$e = 4{,}774 \cdot 10^{-10}\ \textit{C-G-S-E} = 1{,}591 \cdot 10^{-19}\ \textit{C-G-S-M} = 15{,}91 \cdot 10^{-20}\ \text{кулонов},$$

с точностью до одной тысячной этой величины.

На основании этих опытов мы можем легко определить число электронов, содержащееся в одном *кулоне* отрицательного электричества, а именно:

$$\frac{1}{e} = 6{,}29 \cdot 10^{18}\ \text{электронов}.$$

Если принять во внимание, что фарадеево число, т. е. заряд одного грамм-эквивалента (стр. 553, **462**), составляет 96 500 кулонов, то получаем, что число электронов в этом заряде, а следовательно, и число атомов в одном грамм-атоме, или так называемое число Лошмидта, равно

$$L = 6{,}29 \cdot 10^{18} \cdot 96\,500 = 60{,}6 \cdot 10^{22}.$$

522. Масса электрона. — Сопоставляя полученное нами выше (стр. 598) значение $\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^{7}$ для отрицательного иона в газах и известное $\frac{e}{m} = 9\,650$ для водорода и приняв во внимание, что, по опытам Дж. Томсона, e в обоих отношениях одинаково, мы приходим к заключению, что масса отрицательного иона в газах в 1 835 раз, или приблизительно в 2 000 раз, меньше массы атома водорода.

Как известно, водород из всех известных нам химических элементов имеет уже наименьшую массу; поэтому катодные частички не могут быть атомами какого-либо из известных нам до сих пор химических элементов; но опыты Кауфмана (см. гл. XII) показали, что ⊖-ион в газах обладает исключительно *электромагнитной массой* и, следовательно, представляет собою чистое электричество без материи, т. е. *электрон*.

523. Ионизация и молизация. — После всего вышесказанного мы приходим к такому представлению об ионизации газов. Под действием ионизатора, который большею частью представляет собою короткие электромагнитные импульсы, от молекулы газа отщепляется *электрон*, т. е. чистый электрический атом (стр. 687, **562**) величиною $e = -1{,}6 \cdot 10^{-20}$ ***C-G-S-M***. Сама молекула, потеряв этот отрицательный заряд, тем самым оказывается заряженной положительным электричеством. Оба получившиеся таким образом иона имеют свойства сгущать вокруг себя молекулы, как это мы видели, например, в опытах Гомсона (стр. 631, **520**) над образованием тумана; тогда образуются сравнительно тяжелые ионы более или менее сложного состава. Впрочем, этим процесс не заканчивается, ибо отделенные друг от друга ⊕- и ⊖-ионы стремятся вновь соединиться друг с другом. Опыт показывает, что если осветить какой-либо газ лучами Рентгена, то он сперва ионизируется и проводит электричество; но по прекращении действия лучей электропроводность газа постепенно пропадает сама собой; очевидно, ионы при этом молизируются.

С явлением молизации мы уже познакомились, когда выводили закон Оствальда (стр. 558, **468**), а потому можем применить те же рассуждения и здесь.

Пусть данный нам ионизатор *ионизирует* в каждом $см^3$ газа q молекул ежесекундно. Если в данный момент в $см^3$ газа находится n $\oplus$-ионов и столько же $\ominus$-ионов, то ежесекундно *молизируется* αn^2 ионов. Чем больше q, т. е. чем сильнее ионизатор, тем быстрее будет увеличиваться число n ионов в данном газе, но одновременно с сим тем быстрее будет происходить их воссоединение. Когда, наконец, ионизация будет как раз уравновешиваться молизацией, то q будет равно αn^2, и, следовательно,

$$n_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}};$$

это будет наибольшее число ионов, которое может быть в $см^3$ данного газа при данном ионизаторе.

По опытам Ланжевена и Рётерфорда, величина α в воздухе при обыкновенных условиях равна около 10^{-6} [1].

Явление молизации можно наблюдать на следующем опыте. Под железной трубкой A (рис. 580) около одного метра высотою поставлена небольшая горелка. Ионизированный этой горелкой газ проходит в трубке мимо электродов a, b и c, которые изолированы от A и соединены с электроскопами. Опыт показывает, что заряд электроскопа, соединенного с первым электродом a, теряется скорее всего, тогда как заряд в c пропадает гораздо медленнее. Следовательно, электропроводность газа и число его ионов в a больше, чем в c; на пути от a к c газ успел частью молизироваться.

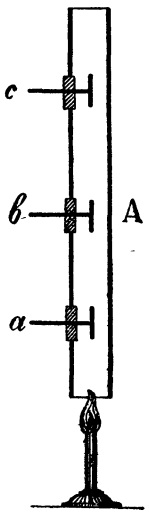


Рис. 580. Наблюдение молизации.

524. Ток насыщения. — Пусть число ионов каждого знака, получающихся под действием данного ионизатора, в каждом $см^3$ будет q. Под действием тока J ионы двигаются, как при электролизе растворов, в противоположные стороны и, дойдя до электродов, здесь молизируются, вследствие чего газ беднеет ионами, и электропроводность его падает. За время t успеет пройти через газ количество электричества Jt, и если e — заряд каждого иона, то число ионов в газе за

[1] Если число ионов, молизирующихся ежесекундно, равно αn^2, то можем написать такое уравнение:

$$-\frac{dn}{dt} = \alpha n^2, \quad \text{откуда} \quad \frac{1}{n} - \frac{1}{N} = \alpha t,$$

где N — число ионов, бывших при $t = 0$. Если положить $N = 10^6$ и $= 10^{-6}$, то уж через секунду половина ионов будет молизирована.

время t уменьшится на $\frac{Jt}{e}$, а в секунду на $\frac{J}{e}$. Если площадь электродов S, а расстояние между ними l, то объем всего газа, участвующего в электрическом токе, будет Sl. Следовательно, ежесекундное уменьшение числа ионов в каждом кубическом сантиметре этого объема вследствие тока (молизация током) будет $\frac{J}{elS}$, или, если через $i = \frac{J}{S}$ обозначить плотность тока, то *молизация током* выразится через $\frac{i}{el}$.

Когда ионизация и молизация уравновешены, то можем написать уравнение:

$$q = \alpha n^2 + \frac{i}{el}.$$

Это уравнение показывает, что число n ионов в $см^3$ зависит от силы тока i. А так как число n обусловливает собою электропроводность газа, то мы видим, что электропроводность газа зависит от силы тока, и, следовательно, закон Ома здесь уже не имеет места.

Только для очень слабых токов можно считать n постоянным и равным $n_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}$; но затем, по мере увеличения плотности тока i, число ионов делается меньше, и электропроводность падает; наконец, если ток i настолько силен, что уводит все ионы прежде, чем они успевают молизоваться сами собою, тогда первым членом правой части нашего уравнения можно пренебречь по сравнению со вторым, и плотность тока выразится так:

$$i = qel.$$

Как видим, в этом случае плотность тока совсем не зависит от разности потенциалов, а только от силы ионизатора q и расстояния между электродами l.

Этот ток в газе называется *током насыщения*.

Молизацию током можно демонстрировать на том же приборе (рис. 580). Если пропустить через aA ток насыщения, то электроскоп, соединенный с электродом b, почти не теряет своего заряда.

На первый взгляд кажется странным, что ток i пропорционален расстоянию между электродами l; по формуле Ома ток обратно пропорционален этому расстоянию. Но это недоразумение легко устраняется, если вспомнить, что qlS есть полное число ионов, возникающих во

всем объеме lS, а чем больше всех ионов, возникающих и уводимых током $J=iS$ ежесекундно, тем сильнее самый ток.

525. Определение силы ионизатора.— Измеряя силу тока насыщения, мы легко можем определить величину q, т. е. *силу* данного нам ионизатора. Разберем следующий пример.

Положим, что между двумя пластинками площадью $S=100$ *см*^{2}, находящимися на расстоянии $l=5$ *см* друг от друга, мы наблюдаем ток насыщения $J=10^{-7}$ ампер. Так как плотность тока здесь равна $i=10^{-9}$ ампер. а заряд одного иона равен (стр. 633) $e=16.10^{-20}$ кулонов, то число ионов, возникающих ежесекундно в каждом кубическом сантиметре, равно

$$q=\frac{i}{el}=\frac{10^{-9}}{80\cdot 10^{-20}}=1{,}25\cdot 10^{9}\ \begin{matrix}\oplus\\ \ominus\end{matrix}\text{-ионов.}$$

Наибольшее же число ионов, которое может возникнуть в газе под действием данного ионизатора, будет

$$n_0=\sqrt{\frac{q}{\alpha}}=\sqrt{\frac{1{,}25\cdot 10^{9}}{10^{-6}}}=3{,}5\cdot 10^{7}\ \begin{matrix}\oplus\\ \ominus\end{matrix}\text{-ионов.}$$

Сравним эти данные с тем, что наблюдается в электролитах.

Так, например, в 10% растворе поваренной соли, как мы видели (стр. 565, **473**), концентрация $\eta=1{,}7\cdot 10^{-3}$; так как из всех молекул соли только 0,65 часть ионизирована и так как в каждой грамм-молекуле $6{,}06\cdot 10^{22}$ молекул, то в каждом кубическом сантиметре раствора находится

$$n=0{,}65\cdot 1{,}7\cdot 10^{-3}\cdot 6{,}06\cdot 10^{22}=6{,}7\cdot 10^{20}\ \begin{matrix}\oplus\\ \ominus\end{matrix}\text{-ионов,}$$

т. е. в $2\cdot 10^{13}$ раза больше ионов, чем в газах, ионизированных лучами Рентгена. Этим объясняется тот факт, что, несмотря на значительное трение ионов в водных растворах, электропроводность последних все же значительно больше электропроводности газов.

Кроме того ионизация растворов электролитов отличается от ионизации газов еще тем, что действует постоянно и равномерно, чего нельзя сказать про ионизацию газов. Что касается молизации, то она как в газах, так и в электролитах происходит не только сама собою, но и под действием электрического тока, который уводит с собою ионы из раствора. Однако это последнее действие в особенности заметно в газах, потому что число ионов здесь сравнительно невелико.

526. Распределение потенциала.—Мы вывели выше для плотности тока насыщения формулу:

$$i = qel.$$

Между тем для плотности тока в общем случае можно составить и иное выражение. Если обозначить через n_1 и v_0 число $\oplus$-ионов, находящихся в $см^3$, и их скорость, соответствующую напряжению поля $E = 1$, а через n_2 и v_0 обозначить соответственные величины для $\ominus$-иона, то для плотности тока в общем случае (см. стр. 560, **469** где $n_1 = n_2 = n$, а величина $u = u_0 E$) необходимо написать:

$$i = eE(n_1 u_0 + n_2 v_0).$$

Если бы мы захотели подставить сюда разность потенциалов V равной El, как это мы обыкновенно делали (стр. 70, **68**), где l — расстояние между электродами, то получили бы явное противоречие с предыдущей формулой, ибо тогда ток насыщения зависел бы от разности потенциалов. Но не надо забывать, что разность потенциалов между электродами только в том случае равна El, когда напряжение поля везде одинаково. В общем же случае разность потенциалов представляется суммою выражений $E\,dl$ (стр. 70, **68**, стр. 329, **298**), где E может быть в различных точках расстояния l различно. Это наводит нас на мысль, что при токе насыщения напряжение поля между электродами не везде одинаково и, следовательно, падение потенциала вдоль тока тоже неравномерное.

С другой стороны, при установившемся движении ионов плотность тока i вдоль всего их пути l должна быть одинаковая, иначе у нас получилось бы в некоторых местах беспрерывное накопление электричества. Но если i везде одинаково, а E разное, то наша формула требует, чтобы числа ионов n_1 и n_2 тоже в различных местах были различны.

Впрочем, это последнее обстоятельство необходимо должно иметь место еще и по другим причинам.

Представим себе на расстоянии l друг от друга два параллельных электрода A и B (рис. 581), заряженных до разности потенциалов V. Если между A и B нет зарядов, то напряжение поля будет

$$E = \frac{V}{l}.$$

На рис. 581 это напряжение будет изображаться уклоном ($\operatorname{tg}\alpha = E$) прямой линии AOB. Но если вблизи положительного электрода A в газе будет избыток $\oplus$-ионов, то вместо падения потенциала по

прямой AO мы получим падение по кривой линии AaO (см. стр. 329, 298, рис. 317); наоборот, если у положительного электрода A будет избыток $\ominus$-ионов, то получим падение по кривой AbO.

Этот последний случай часто наблюдается при прохождении электрического тока через газы; между прочим он имеет место и при токе насыщения. Отрицательные ионы, двигаясь по направлению к положительному электроду, только тогда успеют передать ему все свои заряды, только тогда все они успеют молизироваться током, если у анода будет избыток $\ominus$-ионов над $\oplus$-ионами; по тем же причинам необходимо, чтобы у катода был избыток $\oplus$-ионов над $\ominus$-ионами. Напряжение поля E, или падение потенциала, вследствие этого делается вблизи электродов больше, чем посредине (рис. 581), и вместо равномерного распределения потенциала по прямой AOB мы получаем распределение по кривой линии $AbOB$. Изгиб этой кривой, конечно, зависит от данной разности потенциалов V. Тем не менее плотность тока насыщения от V не зависит.

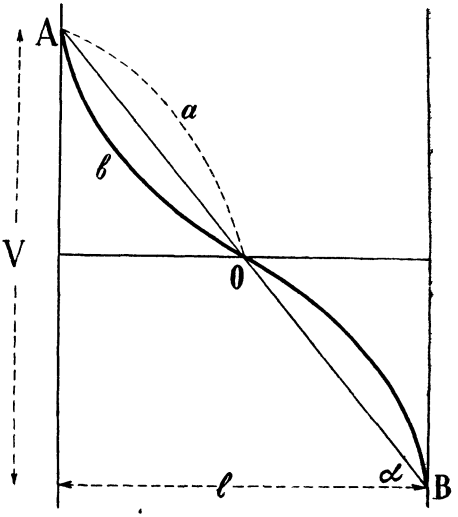


Рис. 581. Распределение потенциала при электрическом токе в газах.

Заметим, что скорости ионов, равные соответственно

$$u = Eu_0 \text{ и } v = Ev_0,$$

будут в различных местах, очевидно, тоже различными.

Если скорость $\oplus$-иона не равна скорости $\ominus$-иона, то кривая AOB делается несимметричной, и ее точка перегиба сдвигается в ту сторону, куда направляется более быстрый ион.

Наконец, бывают случаи, когда ионизация газа не везде одинакова; в тех местах, где действие ионизатора сильнее, электропроводность газа увеличится, и падение потенциала должно уменьшиться. Отсюда мы видим, что при неравномерном распределении ионизации кривая падения потенциала может быть весьма сложного вида, что и наблюдается на самом деле.

Опытное исследование распределения потенциала при прохождении электричества через газы производится обыкновенно при помощи так называемых *зондов*, т. е. небольших проволочек, помещенных в раз-

личных местах исследуемого газа. Соединяя эти проволочки с электрометром, можно наблюдать разности потенциалов между отдельными зондами или между одним из зондов и электродом. Множество наблюдений, сделанных этим способом при самых разнообразных условиях опыта, в общем подтвердили все вышеприведенные соображения.

527. Измерение слабых токов. — Электрические токи в газах при действии различного рода ионизаторов бывают большею частью очень слабыми, менее 10^{-10} ампер, так что измерение их гальванометрами уже делается неудобным.

В таких случаях прибегают к электрометрам. Если емкость приборов, т. е. конденсатора с электрометром вместе, равна C и мы наблюдаем на электрометре в течение t секунд уменьшение разности потенциалов на V вольт, то, очевидно, количество ежесекундно утекающего электричества, или сила тока, будет:

$$J = \frac{CV}{t};$$

чем меньше емкость C и чем чувствительнее электрометр, тем меньшая сила тока может быть наблюдаема этим способом.

Емкость электроскопа с алюминиевым листочком может быть сделана очень малою, до 10^{-12} фарад, но зато его чувствительность редко достигает 0,1 вольт. С другой стороны, емкость квадрантных электрометров (стр. 101) обыкновенно в 50 раз больше вышеуказанной емкости электроскопа, но чувствительность их легко может быть сделана в 100 раз больше.

Положим, например, что при емкости в 10^{-12} фарад мы наблюдаем убывание потенциала в 0,1 вольт каждую минуту; тогда сила наблюдаемого тока будет:

$$J = \frac{10^{-12} \cdot 0{,}1}{60} = 1{,}7 \cdot 10^{-15} \text{ ампер.}$$

Так как заряд одного электрона равен $e = 1{,}5 \cdot 10^{-20}$ кулонам, то в рассматриваемом случае мы наблюдаем прохождение 10 000 электронов в секунду.

IV. РАЗРЯДЫ В ГАЗАХ

528. Ионизация толчком. — Если через газ, находящийся под действием какого-нибудь ионизатора, пропускать электрический ток, постепенно повышая разность потенциалов между электродами, то сила тока, вообще говоря, тоже будет повышаться. Будем откладывать по

горизонтальному направлению (рис. 582) разности потенциалов V, а по вертикальному направлению соответствующие силы токов J.

Сначала при слабом токе увеличение силы J тока будет итти пропорционально разности потенциалов V, но затем, вследствие молизации током, сила тока будет расти все медленнее и медленнее, и при некоторой разности потенциалов V_a мы увидим, что даже заметное повышение потенциала от V_a до V_b не влечет за собою заметного изменения силы тока J_0. Ток J_0 и будет *ток насыщения.*

Однако при дальнейшем повышении разности потенциалов мы снова будем наблюдать увеличение силы тока по кривой BC.

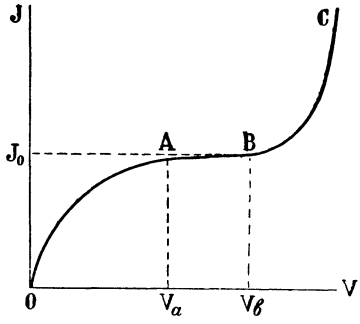


Рис. 582. Зависимость силы тока в газах от разности потенциалов.

Для объяснения этого явления Дж. Томсоном было сделано предположение, что ионы в газах, приобретя большую скорость и большую живую силу, способны своими толчками ионизировать молекулы газа и таким образом увеличивать его электропроводность. Это предположение вполне подтвердилось на опытах Таунсенда.

Представим себе, что какой-нибудь ион под действием силы электрического поля eE прошел путь l. Работа сил поля на этом пути будет равна

$$W = eEl = eV,$$

где V есть разность потенциалов начальной и конечной точки пути данного иона. Двигаясь на этом пути с ускорением, ион приобретает живую силу $m\frac{v^2}{2}$, равную работе eV.

Поэтому

$$\frac{mv^2}{2} = eV, \text{ или } v = \sqrt{2\frac{e}{m}} \cdot \sqrt{V}.$$

Так как отношение $\frac{e}{m}$, входящее в эту формулу, для всех электронов одно и то же и равно $1{,}77 \cdot 10^7$ ***C-G-S-M***, то при данной разности потенциалов и скорость электрона будет вполне определена. В последнее время нашли удобным вместо скорости электронов давать соответствующую ей разность потенциалов V, выраженную в *вольтах* (вольт $= 10^8$ ***C-G-S-M***); поэтому

$$v = 5{,}86 \cdot 10^7 \sqrt{V}.$$

В нижеследующей табличке мы приводим несколько разностей потенциалов и соответствующие им скорости электронов:

вольты	*см/сек.*	вольты	*см/сек.*
1	$5{,}86 \cdot 10^7$	1 000	$1{,}88 \cdot 10^9$
5	$1{,}31 \cdot 10^8$	10 000	$5{,}86 \cdot 10^9$
10	$1{,}88 \cdot 10^8$	100 000	$1{,}88 \cdot 10^{10}$
100	$5{,}86 \cdot 10^8$		

При еще бóльших разностях потенциалов уже сделается заметной зависимость массы электрона от его скорости, и при вычислении скорости необходимо применять более точную формулу кинетической энергии электрона (см. стр. 320, **292**). Сама же кинетическая энергия электрона вычисляется по разности потенциалов V *вольт* по формуле:

$$W = e\,V = 1{,}56 \cdot 10^{-12} \cdot V \text{ эрг.}$$

Если в конце своего пути ион встречает молекулу газа, то он сталкивается с ней и отдает ей часть своей живой силы; после этого под действием поля E ион приобретает новую живую силу до нового столкновения и т. д. Все эти столкновения служат причиною появления в газе джоулева тепла.

Но если напряжение поля E или путь l достаточно велики, то ион успевает приобрести на этом пути такую живую силу, которая при столкновении с молекулой способна ионизировать эту последнюю, т. е. отщепить от нее электрон. После такого толчка скорость иона сразу уменьшится, он даже может совсем остановиться, но затем оба иона вместе,— прежний и вновь образовавшийся,— под действием поля E опять придут в движение; приобретя достаточную скорость и столкнувшись с молекулами газа, они могут, в свою очередь, отщепить от них новые электроны и т. д. В результате мы будем наблюдать быстрое увеличение электропроводности газа и быстрое увеличение силы тока,— одним словом, мы получим в газе *разряд*.

Легко видеть, что для получения такого разряда необходимы два условия. Во-первых, необходимо, чтобы в данном газе был хотя бы один ион; впрочем, опыт показывает, что во всех газах всегда имеется небольшое количество ионов. Во-вторых, необходимо, чтобы кинетическая энергия, приобретаемая ионом на своем пути, была не менее той энергии W_0, которая требуется для ионизации молекулы. Этого последнего условия можно достичь или увеличивая напряжение поля E или увеличивая длину свободного пути иона, т. е. разрежая газ.

При обыкновенном атмосферном давлении расстояния между молекулами чрезвычайно малы, свободный путь иона равен приблизительно

10^{-5} *см*; поэтому здесь для разряда требуются сравнительно большие напряжения поля до 30 000 $\frac{вольт}{см}$. Что же касается необходимой для разряда разности потенциалов (стр. 95, **87**), то она, конечно, зависит и от формы электродов. При той же разности потенциалов напряжение поля будет больше у шаровых поверхностей, чем у плоских, и, чем меньше шарики, между которыми проскакивает искра, тем меньше будет разрядная разность потенциалов (стр. 95). Легче всего, как известно, получается разряд с острия.

С уменьшением давления газа свободный путь увеличивается, и разрядные потенциалы уменьшаются; это наблюдается в так называемых гейслеровых трубках. Если же мы имеем газ очень сильно разреженный, то его электропроводность опять падает, ибо с уменьшением числа молекул должно уменьшиться и число ионов. Так, в трубках Крукса, и в особенности в жестких трубках Рентгена (стр. 609, **510**), для разряда требуются иногда даже бо́льшие разности потенциалов, чем в обыкновенном воздухе, и если не принять соответственных предосторожностей, то можно получить искру снаружи трубки, а не внутри ее.

529. Опыты Франка и Гертца. — Намеченная в предыдущем параграфе теория ионизации газов толчком хотя в общих чертах и объясняет явления разряда в газах, однако она требует целого ряда существенных поправок и дополнений, которые могли быть выяснены только после опытов Франка и Гертца (J. Frank, G. Hertz, 1913). Расположение опытов этих ученых может быть изображено следующей схемой (рис. 583). Здесь K представляет собою раскаленную проволочку, служащую источником электронов (ср. стр. 510, рис. 510). В непосредственной близости от этой проволочки помещена сетка G, а на некотором расстоянии от сетки — пластинка A; сетка и пластинка замыкаются цепью, в которой включены батарея и гальванометр. Если между проволочкой и сеткой установить некоторую небольшую разность потенциалов V (рис. 583), то электроны, выходящие из проволочки, приобретут некоторую скорость и попадут в поле GA. Предположим, что между электродами G и A тоже установлена некоторая разность потенциалов V_1, и притом так, чтобы это второе поле V_1 было направлено противоположно полю V и задерживало движение электронов. Если величина V_1 будет больше V, то, очевидно, эле-

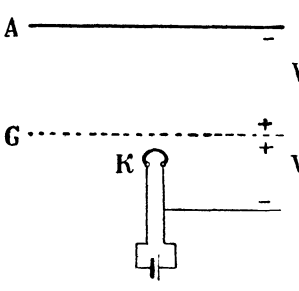


Рис. 583. Опыт Франка и Гертца.

ктроны, вылетевшие из сетки L, совсем не достигнут пластинки A, а должны будут вернуться обратно к сетке и проволочке K. При таких условиях сила тока в гальванометре, установленном в цепи GA, будет равна нулю.

Нечто иное мы получим, если разность потенциалов V между проволочкой и сеткой будет настолько велика, что энергия, приобретенная электроном в поле GK, будет достаточна для ионизации толчком молекул газа, находящегося в пространстве GA. В этом случае образовавшиеся после толчка ***положительные*** ионы направятся к пластинке A, и гальванометр в цепи GA обнаружит электрический ток; этот ток будет обусловлен только образовавшимися после толчка *положительными* ионами, потому что при $V_1 > V$ все отрицательные электроны, как мы уже сказали выше, будут отброшены обратно к сетке. Таким образом, наблюдая гальванометр в цепи GA при различных потенциалах V в цепи GK, но при условии, чтобы всегда V_1 было немного больше V, мы можем установить ту *наименьшую* разность потенциалов, при которой в первый раз образуются положительные ионы, т. е. при которой впервые наступает ионизация данного газа толчком. Франк и Гертц, а затем и целый ряд других ученых, установили подобными опытами для каждого газа определенный *потенциал ионизации*. Так, например, для ионизации водорода необходима скорость электронов в 13,5 вольт, для гелия необходимо 25,4 вольт, для паров ртути — 10,4 вольт и т. д. От атомов многоатомных тел можно подобным же образом, т. е. толчком электронов, отщепить не один, а несколько электронов сразу, на что, конечно, требуется больше энергии. Так, например, для отнятия от атома гелия первого электрона достаточно, как мы сказали, 25 вольт, а для того, чтобы отнять у ионизированного уже гелия еще один электрон, необходимо еще 55 вольт; всего для получения гелия с двумя положительными зарядами необходимо 80 вольт. Аналогичные данные имеются и для многих других химических элементов.

Для того, чтобы выяснить, что же происходит с теми электронами, скорость которых недостаточна для ионизации газа, Франк и Гертц изменили расположение своего опыта, как показано у нас на схеме рис. 584. Здесь электроны, вылетающие из проволочки K сквозь сетку A, попадают в обширный сосуд M с исследуемым газом. Стенки этого сосуда находятся на таком большом расстоянии от сетки, что электроны, не доходя до них, должны непременно встретить на своем пути какую-нибудь молекулу газа и столкнуться с ней. После столкновения электрон изменит направление своего движения, но только очень незначительная часть электронов попадет опять обратно в сетку

A, бóльшая же часть их попадает в наружную кольцеобразную сетку BB, отделенную от сетки A трубкою T. Сетка BB и кольцеобразная пластинка CC соединены друг с другом через батарею элементов и гальванометр, который дает возможность измерять энергию отраженных от газа электронов. На основании подобных опытов, Франк и Гертц пришли к заключению, что электроны, при малых скоростях, отражаются от молекул некоторых газов, как, например, от молекул гелия, аргона и паров ртути, *без всякой потери энергии*,— столкновения происходят подобно идеально упругим телам; однако при отражении от молекул водорода, а еще более от молекул кислорода и хлора, уже заметная часть энергии теряется.

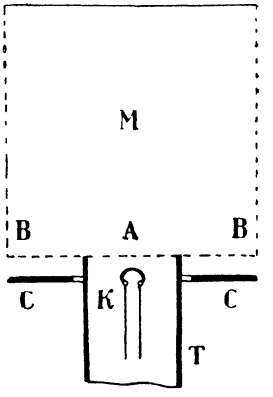


Рис. 584.

Это различие Франк и Гертц приписывают различной силе притяжения между молекулами и электронами. Инертные газы, как гелий и аргон, могут изменять движение электронов только при непосредственном столкновении, между тем как молекулы водорода, а в особенности электроотрицательные молекулы кислорода и хлора, притягивают к себе электроны уже издали, вследствие чего скорость электронов увеличивается и оказывается значительно больше той, которая вычисляется на основании разности потенциалов между K и A. Кроме того опыты показали, что толчок электронов может произвести не только ионизацию молекулы, но и другие действия, сопряженные с затратой энергии. Некоторые молекулы могут вследствие толчка изменить свое внутреннее строение и свою внутреннюю энергию, а некоторые молекулы могут под влиянием толчка испускать свет. Первое из этих явлений еще слишком мало исследовано, о втором мы будем подробнее говорить в следующем параграфе.

530. Возбуждение свечения газов толчком электронов.— Продолжая свои исследования, Франк и Гертц заметили следующее любопытное явление. В тех газах, где при малых скоростях отражение электронов происходит без потери энергии, а именно в гелии, аргоне и в парах ртути (газы одноатомные), первая заметная потеря энергии наступает при потенциале гораздо меньшем, чем потенциал ионизации. Так, например, в парах ртути уже при потенциале в 4,9 вольт толчок электронов перестает быть упругим, а между тем потенциал ионизации, как мы указали выше, равен 10,4 вольт.

Франк и Гертц сделали предположение, что при толчке в 4,9 вольт энергия тратится на возбуждение свечения паров ртути

ультрафиолетовыми лучами, потому что видимого свечения ртути не было заметно. Предположение это оправдалось на опыте. Исследуя лучеиспускание паров ртути, находящихся под действием толчков электронов при 4,9 вольт, Франк и Гертц получили в спектрографе спектр паров ртути, который, в отличие от обычных спектров ртути, оказался состоящим всего только из одной спектральной линии с длиной волны $\lambda = 0{,}2537$ μ. Это та же самая линия, которую получил еще ранее американский физик Р. Вуд (R. W. Wood, 1903), освещая пары ртути лучами той же длины волны $\lambda = 0{,}2537$, исходящими из ртутной дуговой лампы. Возбуждение свечения определенного периода при помощи волны *того же периода* напоминает собою явление *резонанса* (ср. радиотехнику). Поэтому и спектральная линия $\lambda = 0{,}2537$ получила название *резонансовой линии* ртути, а потенциал 4,9 вольт получил название *резонансового потенциала* ртути.

Последующие работы этих ученых установили подобные же резонансовые линии и потенциалы для многих других газов и паров, и в настоящее время мы можем себе составить о явлениях, сопровождающих электронные толчки в газах, следующую общую картину.

При очень малых скоростях электроны могут сталкиваться с молекулами, не теряя при толчке никакой энергии.

При бо́льших потенциалах наступает момент, когда электроны, сталкиваясь с молекулами, отдают им часть своей энергии и возбуждают их свечение; при этом в спектре появляется одна *резонансовая* линия. Дальнейшее повышение потенциала возбуждает большее число линий с меньшими длинами волн, а при потенциалах около 7 или 10 вольт, смотря по газу, возбуждается целый *дуговой спектр* газа, т. е. тот спектр, который наблюдается в вольтовой дуге, насыщенной данным газом или паром.

Наконец, при еще бо́льших потенциалах наступает *ионизация* толчком, и появляется спектр с большим числом линий, так называемый *искровой спектр* газа, который обычно наблюдается в гейслеровых трубках и вообще при искровых разрядах.

531. Фотоэлектричество.— Мы только что видели, каким образом движущиеся электроны возбуждают лучеиспускание, но уже давно было известно обратное явление, а именно, испускание электронов под действием света. Еще Гертц (H. Hertz, 1887) при своих опытах с электрическими лучами (стр. 452, **392**) заметил, что наблюдаемые им искорки в резонаторе получаются гораздо легче, когда искровой промежуток освещен, нежели когда он в темноте, и что в особенности благоприятно действует освещение ультрафиолетовыми лучами. Затем Гальвакс (W. Hallwachs) указал, что это явление зависит

главным образом от действия света на *отрицательный* полюс искрового промежутка. Оказалось, что многие металлы под действием света начинают испускать из своей поверхности отрицательное электричество, т. е. катодные лучи. Это явление было подробнее изучено Столетовым, Эльстером и Гейтелем, Ленардом и др., причем выяснилось следующее.

Фотоэлектрический эффект зависит от свойств того материала, из которого сделана освещаемая поверхность. В общем можно сказать, что, чем электроположительнее металл, тем легче он теряет свой заряд под действием света.

Для демонстрации этого явления соединяют чистую цинковую (амальгамированную) пластинку с электроскопом и, зарядив его электричеством, освещают ее затем дуговой лампой; при этом отрицательный заряд быстро пропадает, между тем как на положительный заряд освещение не оказывает никакого действия. Незаряженная освещенная пластинка тоже теряет отрицательное электричество и заряжается положительно до потенциала около одного вольта. Несколько быстрее это явление происходит в пустоте, где испускаемые электроны не встречают препятствия своему движению.

Чем больше *сила* света, тем больше *количество* испускаемых электронов.

Что же касается *скорости* электронов, то оказывается, что она от силы света совсем не зависит, а только от *длины волны* его: чем меньше длина волны действующего света, тем больше скорость вылетающих электронов. Так, например, по опытам Ладенбурга, при освещении пластинки из платины ультрафиолетовыми лучами с длиною волны $\lambda = 0{,}25\ \mu$ и $\lambda = 0{,}2\ \mu$ эта скорость оказалась в $0{,}6 \cdot 10^8$ и $10^8 \frac{см}{сек}$. Наиболее точные опыты по этому вопросу были произведены Милликэном. Об этих опытах мы расскажем подробнее в последней главе.

Самые большие скорости электронов можно получить при освещении металлов жесткими лучами Рентгена, длина волн которых, как мы знаем, гораздо меньше длины волн ультрафиолетовых лучей.

Впрочем, к некоторым телам это общее правило неприменимо. По опытам Эльстера и Гейтеля, натрий теряет свой отрицательный заряд даже при освещении красным светом; но, правда, опыт идет быстрее при голубом свете; напротив того, рубидий теряет заряд в желтом свете скорее, чем в голубом.

Эльстер и Гейтель показали, кроме того, что для калия фотоэлектрический эффект в 12 раз сильнее в том случае, когда

электрическое поле света находится в плоскости, перпендикулярной к поверхности металла, чем в том случае, когда электрическое поле параллельно этой поверхности. Это последнее обстоятельство заставляет предполагать, что мы имеем здесь дело с явлением электрического резонанса.

Ленард, подробно изучавший явления *фосфоресценции*, т. е. свечения твердых тел под действием света, которое наблюдается, например, в сернистом цинке, высказал предположение, что при всех подобных явлениях прежде всего под действием света появляются электроны, т. е. образуется явление фотоэлектрическое, а затем под действием толчков этих электронов возбуждается свечение тел, т. е. люминесценция. Дальнейшие опыты, повидимому, подтверждают это предположение.

532. Опыты Уильсона. — Мы уже говорили выше (стр. 635, **520**) об опытах Томсона над сгущением паров воды в ионизированном воздухе. Уильсон воспользовался этим явлением для того, чтобы сделать видимыми некоторые подробности процесса ионизации и даже зафиксировать этот процесс фотографически.

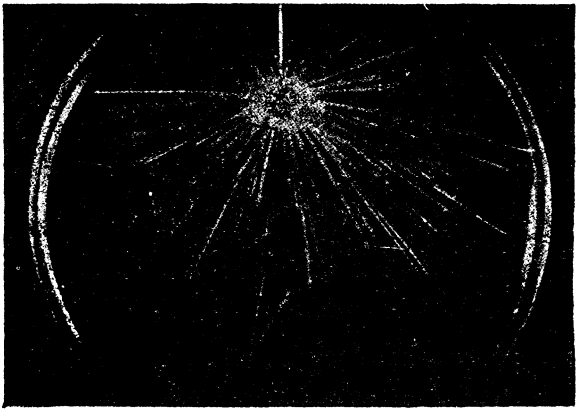


Рис. 585.

Ионизируя воздух, насыщенный водяными парами, при помощи лучей Рентгена или толчками α-лучей радия (см. гл. XI), Уильсон производил быстрое разрежение этого воздуха с целью вызвать конденсацию паров воды на ионах. Затем, тотчас же после наступившей конденсации паров, пока еще отдельные капельки не успели сдвинуться с места, Уильсон делал с них моментальные фотографические снимки. Таким образом капельки воды на фотографии обозначили собою те места, где произошло действие ионизатора.

На рисунке 585 мы видим целый ряд радиально расположенных прямых линий. Это пути α-лучей радия, т. е. быстро несущихся ионов *гелия*, выбрасываемых постоянно из себя металлом радием. Ионы гелия на своем пути ионизировали толчком молекулы воздуха, и на получившихся ионах воздуха образовались капельки воды.

На рисунке 586 видно, как атом гелия на своем пути два раза столкнулся с молекулами воздуха, причем первый толчок только немного изменил направление движения атома гелия, между тем как при втором толчке атом гелия отклонился от своего пути почти на 60°. Одновременно с этим гелий сообщил молекуле воздуха такую скорость,



Рис. 586.

что она, в свою очередь, произвела ионизацию воздуха толчком; это видно по небольшому отростку вправо вниз у перелома пути атома гелия.

На рисунке 587 изображена фотография, снятая с ионизации воздуха при проходе сквозь него узкого горизонтального пучка лучей Рентгена. Это есть не что иное как фотоэлектрическое действие *X*-лучей на молекулы воздуха. На фотографии мы видим, что, благодаря

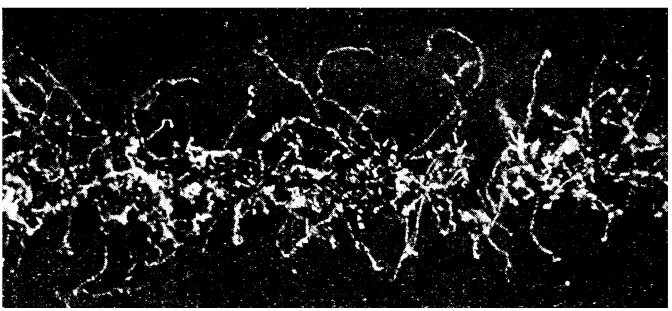


Рис. 587.

малой длине волн *X*-лучей, электроны выбрасываются с такими большими скоростями, что они сами ионизируют воздух толчком; на рис. 587 отдельные пути выброшенных из молекул электронов обозначились зигзагообразными линиями.

533. Раскаленные тела. — Испускание электронов поверхностями металлов может происходить и без действия внешних ионизаторов, под влиянием высокой температуры.

Необходимо предварительно заметить, что если испарять заряженную электричеством воду, то, несмотря на испарение воды, электри-

чество все же остается на ее поверхности. Но если нагревать какой-либо металл, то уже при температуре около 300° можно заметить, что металл начинает терять *положительное* электричество и сам заряжаться отрицательно. Однако опыт показывает, что это явление зависит не только от самого металла, а в сильной степени и от окружающего этот металл газа. Кроме того это явление не постоянно, и с течением времени свойство испускать положительное электричество пропадает.

Гораздо правильнее происходит испускание раскаленными металлами *отрицательного* электричества; это явление мало зависит от окружающего тело газа и не зависит от времени. Его легко наблюдать, если впаять в обыкновенную лампочку накаливания еще один электрод, например, небольшую алюминиевую пластинку, и соединить эту пластинку с гальванометром, другой полюс которого соединен с одним из полюсов лампочки; при накаливании лампочки гальванометр отклониться, обнаруживая ток в несколько миллиампер. Направление тока внутри лампочки будет от пластинки к проволочке; следовательно, электроны двигаются от проволочки к пластинке. Опыты Венельта и Дж. Томсона показали, что этот ток образован действительно электронами, выбрасываемыми раскаленными телами; это они доказали, определив отклонение выбрасываемых частичек в магнитном поле. Венельт нашел, что выбрасывание электронов в особенности обильно в некоторых окисях, как, например, в окисях бария, стронция и кальция.

Наиболее подробные исследования в этой области были произведены Ричардсоном (O. W. Richardson, 1909). Ричардсон показал, что испускание электронов раскаленными телами растет чрезвычайно быстро с температурой, по формуле

$$i = a\sqrt{\vartheta}\, e^{-\frac{b}{\vartheta}}.$$

В этой формуле i означает максимальную силу тока, выраженную в *миллиамперах*, которую можно получить с каждого квадратного *миллиметра* раскаленного металла (ток насыщения); a и b — два коэффициента, зависящие от материала раскаленного тела, ϑ — абсолютная температура каления, а e — основание натуральных логарифмов.

Как пример приведем наиболее часто употребляющийся для этих опытов металл вольфрам, потому что он выдерживает очень высокие температуры каления (до 2 500°). Для вольфрама $a = 2{,}36 \cdot 10^2 \frac{\text{mA}}{(\text{мм})^2}$ и $b = 5{,}25 \cdot 10^4$. При повышении температуры вольфрама от 2 000° до 2 100°, т. е. всего на 5 %, сила тока насыщения увеличивается почти

вчетверо. Обыкновенно на практике для того, чтобы проволочки из вольфрама не слишком быстро портились, температуру каления берут не свыше 2 300° (абсолютной температуры), и тогда можно с каждого квадратного миллиметра поверхности проволочки получить 0,11 миллиампера. Из окисей некоторых металлов можно получить при накаливании несравненно бо́льшие токи насыщения, но для практических целей они недостаточно прочны и не выдерживают высоких температур.

Ричардсон дал теорию подобных явлений, которая аналогична теории испарения жидкостей. В основу теории положен закон распределении скоростей Максвелла (стр. 543, **453**), который Ричардсону удалось проверить и на опыте с вылетающими из раскаленного тела электронами. Далее, Ричардсон показал, что электроны при вылетании и прохождении сквозь поверхность накаленного тела встречают определенное сопротивление, на которое требуется затратить некоторую работу, что тела при испускании электронов охлаждаются, а при поглощении электронов нагреваются. Как видим, все это напоминает собою явления испарения и конденсации жидкостей.

Если в трубке с разреженным газом один электрод раскален, а другой холодный, то электрический ток гораздо легче будет проходить от холодного электрода к горячему, чем в обратном направлении, потому что у горячего электрода мы уже имеем готовое отрицательное электричество. Этим свойством пользуются для устройства выпрямителей переменного тока. О подобных выпрямителях мы уже говорили в главе о радиотехнике и при описании трубок Кулиджа для получения лучей Рентгена (см. также стр. 663, **543**).

534. Ионизация пламени. — Газы при высоких температурах обладают весьма заметной электропроводностью; так, например, давно было известно, что посредством пламени можно снимать заряды со стекла и эбонита и отводить проводники к земле. Если в пламя бунзеновой горелки вводить различные соли, как это обыкновенно делается при спектральном анализе, то электропроводность пламени может возрасти иногда в 1000 раз.

Причину ионизации пламени нужно искать в увеличении скорости молекул газа при повышении его температуры. Таким образом здесь мы тоже имеем случай ионизации газа *толчком*, только толчки эти производятся не ионами, а самими молекулами. Мы знаем (стр. 544, **453**), что живая сила газовых молекул растет пропорционально абсолютной температуре; но ионизация пламени не будет подчиняться этому закону, потому что до тех пор, пока молекулы газа не обладают еще достаточной для ионизации живой силой, они совсем не будут иони-

зировать газ, и только при переходе через эту предельную величину живой силы можно ожидать сильной ионизации. Эта предельная величина живой силы, необходимой для ионизации, оказывается для различных молекул различною. Кроме того не нужно забывать, что скорости и живые силы различных молекул при данной температуре вообще различны, и не все молекулы одновременно достигают предельной живой силы. Поэтому хотя с повышением температуры и ионизация тоже повышается довольно быстро, тем не менее даже при температуре вольтовой дуги (4000°) далеко не все молекулы оказываются ионизированными.

Впрочем, опыты Уильсона показали, что хлористый натрий, введеный в пламя бунзеновской горелки (1000°), ионизируется почти полностью.

535. Различные типы разрядов.— В предыдущих параграфах мы рассмотрели действие различного рода ионизаторов газов, когда эти ионизаторы действуют в отдельности. Но иногда разряд происходит при одновременном действии нескольких из них. Если два электрода, соединенных с полюсами электростатической машины, поместить на значительном расстоянии друг от друга (рис. 588, *a*), то, благодаря ионизации толчком, происходит разряд, и между электродами наблюдается *сияние*. При этом сияния у положительного и отрицательного полюсов оказываются разными, что объясняется различным составом и различными скоростями ионизирующих ⊕- и ⊖-ионов. При сближении электродов они начинают нагреваться, и, кроме ионизации толчком, у нас появляется еще ионизация раскаленными электродами; тогда вместо сияния мы наблюдаем уже более яркое свечение, так называемую *вольтову дугу* (рис. 588, *c*), в которой светится не только воздух, но и раскаленные пары тех металлов, из которых сделаны электроды. Промежуточным типом между *сиянием* и *вольтовой дугой* служит *искровой разряд* (рис. 588, *b*), когда разность потенциалов достаточна для ионизации газа толчком, но количество электричества, притекающего к электродам, недостаточно для поддержания тока постоянной величины.

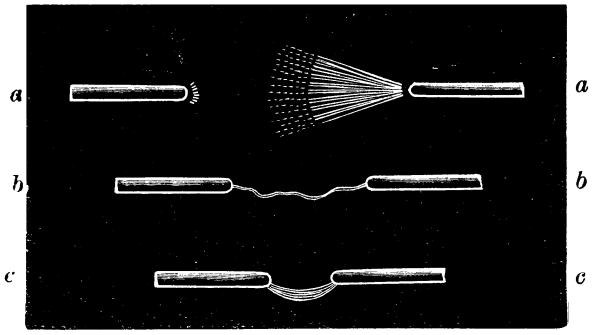


Рис. 588. a) сияние, *b*) искра и *c*) вольтова дуга.

Если оставить расстояние между электродами постоянным, а уменьшать постепенно давление газа, выкачивая [1] его из трубки (рис. 589), то мы будем наблюдать следующие явления.

При нормальном давлении и большом расстоянии между электродами (около метра) разряд происходить не будет, ибо для этого потребовались бы очень большие разности потенциалов.

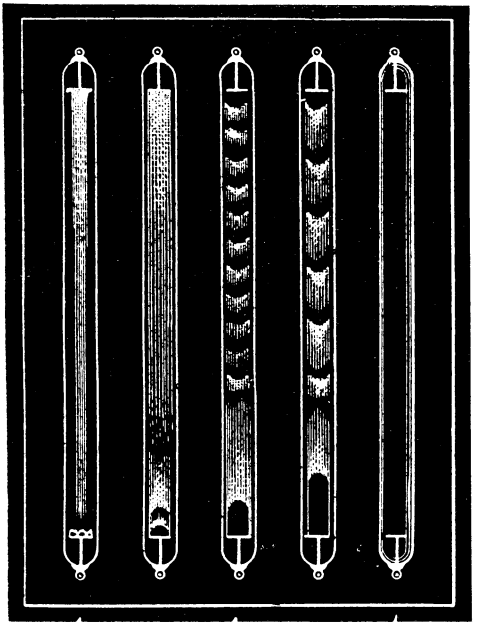


Рис. 589. Разряды в разреженных газах.

Но по мере выкачивания воздуха из трубки длина свободного пути ионов увеличивается, они начинают ионизировать воздух толчком, и мы наблюдаем между электродами тонкий искровой разряд. При дальнейшем выкачивании до 0,01 атмосферы ионизация увеличивается настолько, что вместо тонкой искры электрическому току предоставляется уже большая площадь, которая и обозначается внутри трубки широким светящимся столбом (рис. 589, *a*); свечение этого столба у анода (рис. 589, наверху анод, внизу катод) и у катода оказывается разным, и эта разница с понижением давления (рис. 589, *b*, *c*, *d*) все увеличивается. Сияние, исходящее из анода,

[1] Для выкачивания воздуха из трубок служат различные ртутные насосы — Теплера, Гейслера, Кальбаума и др. Быстрее всего действует вошедший в недавнее время в употребление ртутный насос Гэде. При помощи этих насосов можно достичь давления в 0,00001 *мм* ртутного столба, что составляет почти одну стомиллионную долю атмосферы. При выкачивании полезно бывает нагревать трубку и ее электроды, чтобы освободить их от поглощенных (окклюдированных) ими газов. Иногда удобно бывает для достижения крайних разрежений и для поддержания вакуума пользоваться свойством угля, полученного из скорлупы кокосового ореха; уголь имеет свойство при низких температурах поглощать в себя газы. Снабдив эвакуируемую трубку ответвлением и положив в нее кокосовый уголь, погружают это ответвление в сосуд с жидким воздухом; при этом малейшие следы газов из трубки переходят в ответвление и здесь поглощаются углем. Таким образом можно поддерживать долгое время давление ниже 0,00001 *мм*. Наконец, в самое последнее время Лэнгмюр изобрел оригинальный насос, в котором воздух увлекается движением паров ртути. Подобные насосы в настоящее время очень распространены.

имеет в воздухе розоватый оттенок, у катода — сияние голубоватое. С понижением давления катодное сияние оттесняет собою розоватое сияние анода, а последнее иногда распадается на отдельные слои (рис. 589, *c*, *d*).

Наконец, при давлениях около миллионной атмосферы (рис. 589, *e*), анодное сияние совсем отсутствует, и из катода выходят описанные выше катодные лучи. При этом уже не воздух в трубке, а стекло ее светится зеленоватым светом и испускает из себя лучи Рентгена.

536. Отдельные части разряда. — При более детальном рассматривании разряда в разреженных газах мы можем заметить следующие отдельные его части.

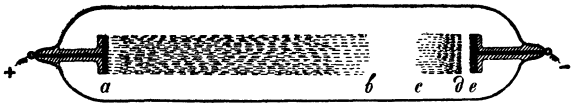


Рис. 590. Отдельные части разряда.

Непосредственно за анодным сиянием *ab* (рис. 590) следует так называемое фарадеевское темное пространство *bc*; катодное сияние *ce* тоже разделено на две части узким круксовым темным слоем *de*. Свечение слоя *e*, непосредственно прилегающего к катоду, обусловлено ионизацией толчком ⊕-ионов, потому что в этом месте ⊖-ионы катода еще не успели приобрести достаточной скорости; с другой стороны, свечение слоя *dc* обусловлено толчками ⊖-ионов (в данном случае это — чистые электроны без материи). На пути *dc* ⊖-ионы, ионизируя газ, постепенно теряют свою скорость и в пространстве *cb* уже не в состоянии больше его ионизировать, вследствие чего *cb* остается темным. Зато напряжение поля по мере приближения к *b* все увеличивается и, наконец, делается достаточным для того, чтобы вновь сообщить ⊖-ионам живую силу, необходимую для новой ионизации, которая и происходит теперь в светящемся слое *ba*.

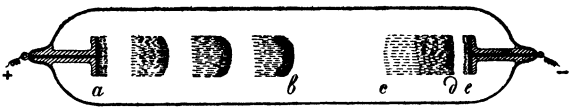


Рис. 591. Слоистый разряд.

В некоторых газах ⊖-ионы ионизируют слой *ba* в несколько приемов, то теряя свою скорость вследствие совершенной ими ионизации, то вновь приобретая ее под действием электрического поля. В таком случае анодное свечение *ab* состоит из целого ряда светлых слоев (рис. 591) с темными промежутками.

537. Вольтова дуга. — Так называемая *вольтова дуга* (стр. 155, **142**) отличается от других типов разрядов в газах главным образом присутствием паров тех веществ, из которых сделаны электроды. Опыт

показывает, что необходимым условием возникновения вольтовой дуги является нагревание *отрицательного* электрода — катода. Что же касается раскаленного состояния анода, наблюдаемого обыкновенно при угольных электродах, то оно является лишь следствием удара электронов, приходящих из катода. Чем выше температура раскаленной части катода и чем больше его площадь, тем больше получается из него катодных частиц, и тем легче возникает вольтова дуга.

Обыкновенно, при малой разности потенциалов, для образования вольтовой дуги сближают электроды до соприкосновения (стр. 155, **142**; стр. 250, **227**), причем концы их раскаляются; после этого уже можно растянуть дугу на более или менее большое расстояние. Расстояние это зависит от разности потенциалов между электродами и от степени ионизации газов, образующих вольтову дугу; прибавление к положительному углю легко ионизирующихся солей позволяет получить более длинную дугу.

Если после образования дуги прекратить ток, то дуга тухнет, и для нового ее зажигания требуется вновь сблизить электроды до соприкосновения. Однако если между размыканием и замыканием тока прошло не более 0,1 секунды, так что угольные электроды еще не успели охладиться, то дуга восстановляется и без сближения электродов. При металлических электродах, а в особенности при металлическом катоде, благодаря хорошей теплопроводности металла, этот опыт восстановления дуги совсем не удается.

Отсюда становится понятным, почему для вольтовой дуги *переменного* тока, в котором сила тока по необходимости переходит через нуль, металлические электроды совершенно непригодны, тогда как угольные электроды для этого часто применяются.

538. Скорости ионов в газах. — Для определения скоростей ионов в газах можно поступить следующим образом. Устанавливают на некотором расстоянии друг против друга два электрода A и B, сделанные из металлической сетки; соединив A с положительным полюсом батареи, а B — с электрометром, ионизируют газ между A и B каким-нибудь ионизатором, например лучами Рентгена. При этом положительные ионы направляются к электроду B и заряжают электрометр. Если мы будем продувать воздух сквозь сетчатые электроды по направлению от B к A, то движение ионов по отношению к электродам будет замедляться, и если скорость воздуха будет равна скорости $\oplus$-ионов, то эти последние совсем не будет доходить до электрода B, и электрометр не будет заряжаться. Измеряя необходимую для этого скорость воздуха, мы получим скорость $\oplus$-ионов. Подобным же образом

можно определить скорость ⊖-ионов, если соединить A с отрицательным полюсом батареи.

Опыты показали, что при обыкновенном давлении в воздухе, при напряжении поля E, равном одному вольту на *см*, скорости обоих ионов равны около $.3\ \frac{см}{сек}$. При температуре 2000° скорость ⊕-иона достигает $60\ \frac{см}{сек}$, тогда как скорость ⊖-иона — до $10^4\ \frac{см}{сек}$. Электропроводность пламени, так же, как и разреженных газов, отличается тем, что скорость ⊖-ионов гораздо больше скорости ⊕-ионов. Выше мы видели, что в сильно разреженных газах анодные лучи имеют скорость $10^7\ \frac{см}{сек}$, тогда как катодные — $10^{10}\ \frac{см}{сек}$.

539. Распределение потенциала. — При слабых токах катодное свечение *e* (рис. 590, стр. 654) занимает лишь часть площади катода; затем площадь свечения растет пропорционально силе тока и при сильных токах покрывает весь катод. Варбург нашел, что разность потенциалов в круксовом темном пространстве *de* (рис. 590) не зависит ни от силы тока ни от давления газа в трубке до тех пор, пока катодное свечение не покрывает всего электрода. Это так называемое *нормальное падение потенциала у катода* является характерным для данного газа и данного материала катода. Если же катодное свечение уже покрыло весь катод, то падение потенциала начинает расти вместе с увеличением силы тока.

В нижеследующей таблице даны некоторые из этих нормальных потенциалов в вольтах.

Газ / Электрод	N	H	He	O	Ne	Воздух
Pt	232	300	160	369	152	345
Mg	207	168	125	310	94	224
Na	178	185	80	—	75	—
K	170	172	69	—	68	—

Мы видим, что эти потенциалы, вообще говоря, довольно значительны.

С другой стороны, у анода наблюдается лишь небольшое падение потенциала в 20—40 вольт. Некоторые газы, например, пары иода,

сильно увеличивают электрическое поле у анода и тем самым способствуют появлению анодных лучей (стр. 599, **505**).

В вольтовой дуге, вследствие присутствия в ней паров раскаленных электродов, условия совершенно иные; здесь падение потенциала у анода бывает иногда больше, чем у катода. Так, например, при электродах из Zn, Fe падение потенциала у катода около 15 вольт. у анода около 12 вольт; в ртутной лампе у катода 7,5 вольт, у анода 5,4 вольт; напротив того, в вольтовой дуге при угольных электродах падение потенциала у катода 9 вольт, тогда как у анода 23 вольта.

Нужно заметить, что падения потенциалов у анода не отличаются тем постоянством, которое найдено Варбургом для катодных потенциалов, а изменяются с силою тока. Кроме того и для катода данные выше *нормальные* потенциалы наблюдаются только до тех пор, пока сила тока настолько мала, что катодное свечение еще не покрывает всей поверхности катода. При более сильных токах падения потенциала у поверхности катода делаются значительно бо́льшими.

540. Характеристика разряда. — Ввиду сложности явлений электрического разряда в газах и трудности дать для него общую теорию. Кауфман предложил для каждого рассматриваемого случая, т. е. для данного расстояния между электродами и данного материала, чертить кривые зависимости силы тока от разности потенциалов; он же показал, каким образом можно пользоваться этими кривыми для решения различного рода вопросов. Эти кривые носят название *характеристик*. Пусть по горизонтальному направлению (рис. 592) отложены силы тока J, а по вертикальному направлению — соответствующие разности потенциалов между электродами V. Пока ток слаб, разность потенциалов растет почти пропорционально току (закон Ома), но когда начинается ионизация толчком, то сила тока растет сильнее, и при разности потенциалов V_0 наступает искровой разряд, причем ионизация газа делается настолько сильною, что сила тока увеличивается при одновременном уменьшении разности потенциалов (рис. 592, кривая $V_0 a$). Затем наступает момент, когда начинают испаряться электроды. Это обстоятельство влечет за собой новое увеличение электропроводности газа, сила тока еще более увеличивается, а разность потенциалов сразу падает с несколь-

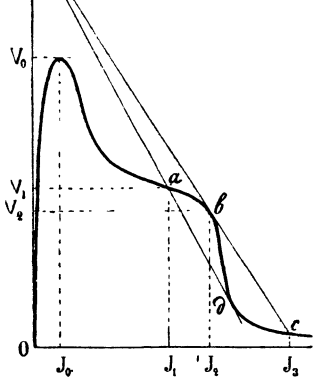


Рис. 592. Характеристика разряда.

ких сот вольт до нескольких десятков вольт (рис. 592, *bd*); разряд принимает вид вольтовой дуги.

Теперь покажем, как можно пользоваться данной характеристикой. Положим, что нам дана разность потенциалов V (рис. 592) и мы вводим последовательно к данным электродам сопротивление R; спрашивается, каков будет разряд, какова будет сила тока J_1 и какова разность потенциалов у электродов V_1? Так как падение потенциала на сопротивлении R будет равно J_1R, то, очевидно, должно быть соблюдено условие:

$$V = V_1 + J_1R.$$

Если на нашем чертеже 592 мы проведем из точки V прямую линию под углом α так, чтобы $\operatorname{tg}\alpha = R$, то в точке a пересечения этой линии с характеристикой мы получим решение поставленного выше вопроса. Действительно, из чертежа видно, что разность между V и V_1, т. е. длина VV_1, равна $J_1 \operatorname{tg}\alpha = J_1R$.

Посмотрим, что будет происходить с разрядом при изменении сопротивления R.

При уменьшении $R = \operatorname{tg}\alpha$ точка a постепенно будет двигаться по ab.

В точке b проведенная нами прямая касается характеристики, и в то же время она пересекает характеристику в точке c; очевидно, что разряд в это время будет в неустойчивом состоянии и только при дальнейшем уменьшении сопротивления мы получим спокойную вольтову дугу.

Если мы после этого опять будем увеличивать сопротивление, то раз образовавшаяся вольтова дуга будет продолжать существовать, разность потенциалов и сила тока будут изменяться по линии cd; в точке d, как легко видеть, у нас опять получится скачок, и форма разряда опять сразу изменится, перейдя на точку a. Мы видим, таким образом, что при уменьшении сопротивления и при увеличении его разряд проходит неодинаковые стадии. Это явление было открыто Симоном и названо им *гистерезисом вольтовой дуги*; оно действительно напоминает собою гистерезис ферромагнитных тел (стр. 199, **185**). Гистерезис вольтовой дуги играет важную роль при переменном токе, и Симон показал, почему характеристики вольтовой дуги для постоянного и переменного токов не одинаковы.

541. Применение газовых разрядов. — Из различных технических применений разрядов в газах мы приведем здесь наиболее важные.

Всем известны громоотводы в виде острых стержней, устанавливаемых на крышах зданий и на дымовых трубах. Действие этих громо-

отводов основано на свойстве острия терять свой заряд; благодаря этому между острием и атмосферой не может образоваться большой разности потенциалов, что до некоторой степени уменьшает разрушительное действие молнии.

Для того, чтобы при ударе молнии в воздушные сети проводов телеграфа, электрического освещения и трамвая не портились соединенные с этой сетью приборы, устанавливают в различных местах сети искровые промежутки, один полюс которых соединяется с сетью, а другой — с землею. Искровые промежутки делают такой величины, чтобы линейный ток не мог образовать искры. При ударе молнии, конечно, образуется искра, но, вследствие большой самоиндукции сети и приборов, лишь небольшая часть тока молнии идет в сеть, другая же, бо́льшая часть идет через искровой промежуток в землю. Если линия, снабженная такими громоотводами, сама имеет значительное напряжение, например в несколько тысяч вольт, то при образовании искры линия оказывается соединенной с землею, причем в искровом промежутке образуется вольтова дуга. Для того, чтобы дуга эта тотчас же прекращалась, искровой промежуток делают обыкновенно из двух расходящихся кверху проволок (рогообразный громоотвод); образовавшаяся в узком месте вольтова дуга от действия теплоты поднимается кверху, где, вследствие слишком большого расстояния между электродами, она тотчас же тухнет. После этого линия опять оказывается изолированной от земли.

Мы уже указывали на различное применение вольтовой дуги (стр. 155, 157). Здесь мы можем прибавить еще, что для увеличения силы света вольтовой дуги нашли выгодным пропитывать угли солями натрия, кальция и т. п., отчего цвет дуги делается красновато-желтым, но зато вместо 0,5 уатт на свечу (стр. 160) в этих так называемых *пламенных дугах* тратится только 0,22 уатт на свечу.

При горении вольтовой дуги в воздухе образуются окислы азота, и этим стали уже пользоваться в широких размерах для получения азотной кислоты, а затем и селитры, столь необходимой для удобрения.

Были сделаны многочисленные попытки применения разрядов в разреженных трубках для целей освещения. В системе Мак-Фарлан-Мура употребляются стеклянные трубки с разреженным воздухом до 300 *м* длиною и около 6 *см* диаметром. Трубки эти снабжаются на концах угольными электродами и, присоединенные к вторичной цепи трансформатора в 6 000 вольт, светятся розоватым светом (спектр азота). Особое приспособление поддерживает в трубке давление около 0,5 *см*.

Купер-Юитт ввел в практику освещение вольтовой дугой, образующейся в парах ртути, заключенных в стеклянную трубку при ртутных же электродах. Трубки Купер-Юитта около метра длиною могут давать до 1 000 свечей при расходе около 0,36 уатта на свечу. Свет их зеленоватый (спектр ртути). Благодаря присутствию в этом свете большого количества актиничных (действующих фотографически) лучей лампы Купер-Юитта употребляются для различных фотографических целей.

Спектры металлов, между прочим, и ртути, содержат в себе большое количество ультрафиолетового света. Так как ультрафиолетовые лучи

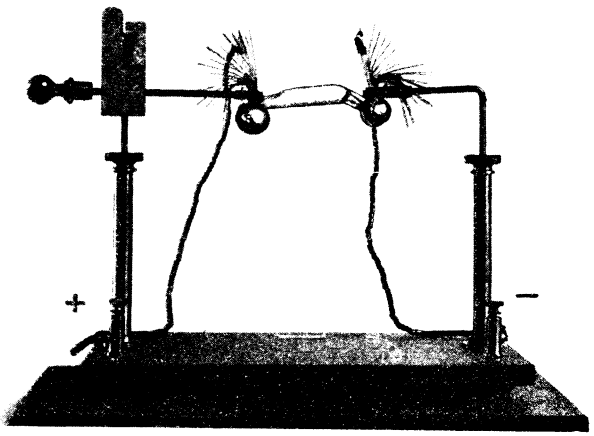


Рис. 593. Кварцевая лампа Гереуса.

сквозь обыкновенное стекло не проходят, а между тем они сильно действуют фотографически, то часто делают трубки Купера-Юитта из специального стекла, которое более пропускает ультрафиолетовых лучей, чем обыкновенное; такие лампы носят название *увиолевых*.

Еще лучше пропускает ультрафиолетовые лучи кварц (горный хрусталь); поэтому ртутные лампы стали делать из кварца.

Кварц обладает еще тем преимуществом, что плавится только при температуре около 2 000°; поэтому кварцевая лампа выдерживает гораздо более сильные токи, чем стеклянная. На рис. 593 представлена кварцевая ртутная лампа, изготовленная на кварцевом заводе Гереуса. Она представляет собою небольшую кварцевую трубку с уширениями на концах; в уширениях заключена ртуть, в которую погружены платиновые проволочки, соединяющие ртуть с внешней цепью.

Для лучшего охлаждения трубки ее электроды (рис. 593) снабжены веерообразно расположенными медными листами.

При зажигании ртутных ламп необходимо их наклонить (для этого служит ручка, рис. 593) так, чтобы ртуть, переливаясь, замыкала собою оба электрода, после чего и образуется вольтова дуга.

Кварцевая лампа дает такое большое количество физиологически сильно действующих ультрафиолетовых лучей, что обращение с нею требует особой осторожности. Свет этой лампы очень вреден для глаз, и уже после нескольких минут действия он вызывает воспаление кожи. Ультрафиолетовый свет убивает некоторых бактерий, а потому служит для различных лечебных целей, и, между прочим, им пользуются для стерилизации воды.

542. Газовые выпрямители. — При описании действия алюминиевого выпрямителя Греца (стр. 588, **496**) мы выяснили, что его *униполярная* электропроводность обусловливается тонким слоем газа, облегающего алюминиевый электрод; в этом слое и происходят разряды. При этом алюминий легче теряет свои электроны, чем находящаяся против него окись, а потому, когда алюминий служит катодом, являются более благоприятные условия для возникновения разряда, чем когда катодом служит окись. Таким образом объясняется одностороннее действие алюминиевого электрода.

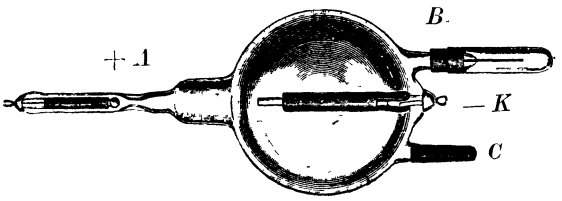


Рис. 594. Газовый выпрямитель.

Аналогичное явление наблюдается в прерывателе Венельта (стр. 269, **245**).

На рис. 594 представлен выпрямитель, который часто употребляется при рентгеновых трубках (стр. 614, рис. 566). Один из электродов A заключен в узкую стеклянную трубку, другой же K находится в широком сосуде; в этом электроде K могут гораздо легче образоваться катодные лучи, и электрический разряд происходит легче по направлению AK, чем по обратному направлению. Проволочка B, закрытая снимающимся стеклянным колпачком, сделана из палладия и предназначена, как и в рентгеновых трубках (стр. 611), для регулировки электропроводности газа. Отросток C служит для соединения трубки с насосом при выкачивании газа.

Действие этого выпрямителя объясняется таким образом. Мы видели (стр. 656, **539**), что разность потенциалов при разряде распределяется неравномерно по длине трубки и что гораздо большее падение

потенциала наблюдается около катода, чем около анода; другими словами: удельное сопротивление газа у катода гораздо больше, чем у анода. Поэтому, если мы сузим сечение трубки около катода, то это гораздо сильнее увеличит сопротивление всего разрядного пространства, чем если мы сузим сечение около анода. Отсюда ясно, что при прохождении электрического тока от широкого места трубки к узкому, когда K (рис. 594) представляет собою анод, сопротивление трубки будет больше, а сила тока меньше, чем в том случае, когда ток идет от узкого места к широкому и когда K представляет собою катод. Разница в сопротивлениях в обоих этих случаях и влечет за собою выпрямляющее действие такой трубки.

В последнее время в технике появились выпрямители Купер-Юитта, представляющие собою вольтову дугу

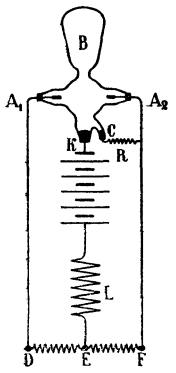


Рис. 595.

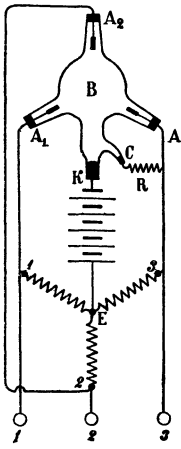


Рис. 596.

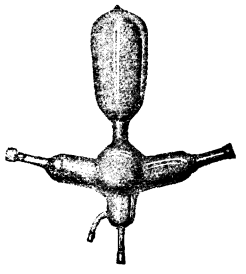


Рис. 597.

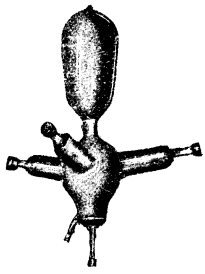


Рис. 598.

Ртутный выпрямитель.

в парах ртути. Один из электродов вольтовой дуги сделан из ртути, а другой из графита. Ртутный электрод сам собою постоянно поддерживается в горячем состоянии и, таким образом, в особенности пригоден играть роль катода. Напротив того, холодные графитовые электроды катодами быть не могут. Поэтому, если соединить такую ртутную лампу с источником переменного тока, то ток внутри лампы будет итти только в направлении от графита к ртути.

Ртутный выпрямитель Купер-Юитта представляет собою стеклянный сосуд AKB (рис. 595), из которого выкачан воздух; отростки K и C содержат в себе ртуть, A_1 и A_2 суть электроды, сделанные из графита. Колпак B служит для охлаждения паров ртути, которые затем падают в виде капелек обратно в отросток K. Цепь переменного тока примыкает к точкам D и F трансформатора DF, средняя точка E которого соединяется с ртутным электродом K.

Для приведения выпрямителя в действие его наклоняют немного так, чтобы ртуть электродов K и C образовала замыкание. Образующаяся при этом вольтова дуга ионизирует пары ртути в сосуде, после чего ток начинает проходить между электродами A и K; таким образом добавочный электрод C служит только для приведения снаряда в действие. Так как ртуть постоянно сохраняет высокую температуру, а угольные электроды остаются холодными, то ток может проходить только от угля к ртути. Легко видеть, что если в течение одной половины периода переменного тока ток шел от электрода A_1 к K, то в течение другой половины он должен итти от A_2 к K.

Как в том, так и в другом случае мы получим в цепи KE электрический ток постоянного направления, а именно от K к E. Но, конечно, этот ток не будет постоянным по силе; амплитуда его будет меняться по той же самой кривой, которую мы получили в коммутаторе динамомашины (стр. 415, рис. 391). Для того, чтобы не дать току спускаться до нуля, что повлекло бы за собою прекращение действия выпрямителя, в цепи KE устанавливается самоиндукция L, которая сглаживает острые концы кривой тока. Между K и L на рис. 595 показана батарея аккумуляторов, которую пользуясь выпрямителем, можно заряжать от сети переменного тока.

На рис. 596 показана схема присоединения подобного же выпрямителя к цепи трехфазного тока.

На рис. 597 и 598 представлен внешний вид выпрямителей для однофазного и трехфазного токов.

Эти выпрямители устраиваются в настоящее время для токов в 30 ампер, 120 вольт и дают более 80 % полезного действия.

543. Катодные выпрямители. — При больших разностях потенциалов в несколько тысяч вольт вышеописанные ртутные выпрямители уже непригодны; тогда применяются *катодные* (термоионные) выпрямители, о которых мы уже говорили в беспроволочной телеграфии (стр. 512) и при описании трубки Кулиджа (стр. 615). Около раскаленного катода образуются электроны, которые под действием больших разностей потенциалов несутся к аноду и поглощаются этим последним; в обратном направлении электроны, находящиеся уже у раскаленной проволочки, не успевают разбежаться.

На рис. 599 представлен внешний вид катодного выпрямителя. Катод образован из нескольких спиралей вольфрамовой проволочки. Воздух тщательно выкачан и удален из стенок трубки и из электродов. Разность потенциалов может доходить до 150 000 вольт; максимальная сила тока зависит от площади проволочки.

На рис. 600a показано соединение катодного выпрямителя с конденсатором, который служит резервуаром электричества для более равномерной подачи его в питаемый выпрямленным током аппарат; аппарат нужно себе представлять помещенным влево от рисунка.

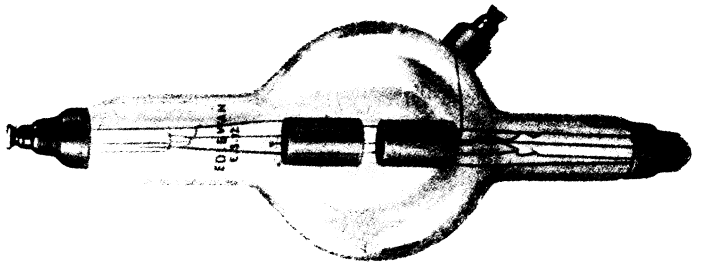


Рис. 599. Катодный выпрямитель.

Источником переменного тока служит вторичная обмотка трансформатора L.

На рис. 600b соединены два выпрямителя параллельно для получения *обеих* половин переменного тока выпрямленными в одну и ту же сторону (на рис. 600b — выход выпрямленного тока вверх и вниз). Это соединение аналогично соединению, показанному на рис. 595 для ртутного выпрямителя.

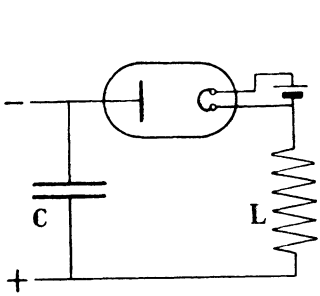


Рис. 600a.

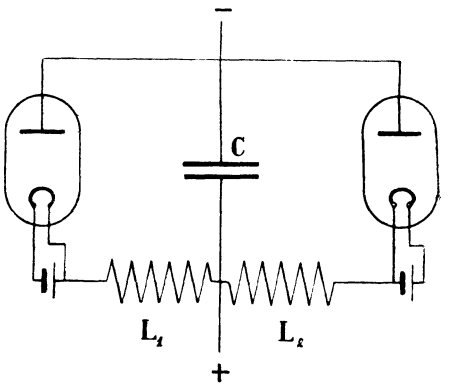


Рис. 600b.

Схемы включения катодных выпрямителей.

Наконец, на рис. 600c представлено последовательное соединение двух катодных выпрямителей с двумя конденсаторами C_1 и C_2 и самоиндукцией L. Действие этой комбинации подобно действию обыкновенного клапанного насоса. Если в L представить себе поршень

насоса, периодически движущийся вверх и вниз (переменная электродвижущая сила), а в K_1 и K_2 — два клапана (выпрямители), открывающиеся только в одну сторону (для электронов только *влево*), и, наконец, в C_1 и C_2 представить себе резервуары для накопления воды или, как это часто употребляется при насосах, закрытые, наполненные воздухом колпаки, то действие представленной на чертеже схемы катодного выпрямителя станет совершенно ясным без особых объяснений.

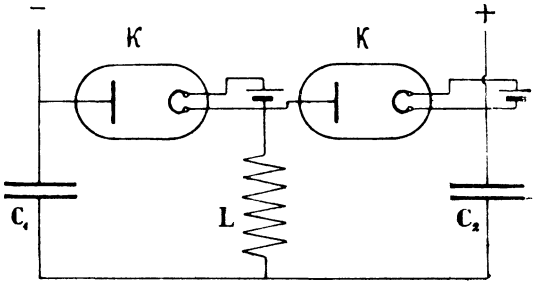


Рис. 600е. Последовательное включение катодных выпрямителей.

РАДИОАКТИВНОСТЬ

I. ОСНОВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

544. Открытие Беккереля. — Вскоре после окрытия новых лучей Рентгеном ученые стали искать другие источники этих лучей, помимо трубки Рентгена. Во время подобных исследований Беккерель (Henry Becquerel, 1896) нашел, что уран испускает из себя такие невидимые лучи, которые проходят сквозь бумагу, подобно лучам Рентгена. Оказалось, что лучеиспускание урана происходит даже *без каких-либо внешних воздействий, самопроизвольно и постоянно.*

Это замечательное свойство урана, а также, как увидим ниже, и некоторых других тел, называется *радиоактивностью.*

545. Исследование радиоактивности. — Лучи радиоактивных тел действуют на фотографическую пластинку, ионизируют воздух и вызывают люминесценцию различных тел, как, например, цинковой обманки, виллемита, платиноцианистой соли бария и т. п.

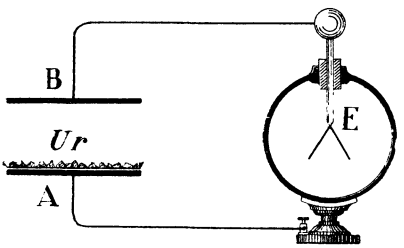


Рис. 601. Наблюдение радиоактивности.

Впрочем, люминесценцию можно наблюдать только от сильно радиоактивных тел, уран для этого совершенно непригоден.

Желая исследовать фотографическое действие урана, завертывают фотографическую пластинку в черную бумагу и кладут поверх бумаги несколько кусочков урана или какого-либо его соединения; затем через несколько дней снимают уран и проявляют пластинку. Тогда оказывается, что пластинка почернела как раз в тех местах, где над ней приходились кусочки урана. Радиоактивность можно исследовать и электроскопом; с этой целью поступают таким образом: металлическую пластинку A (рис. 601) соединяют с землею, а помещенную над ней пластинку B соединяют с электроскопом E. Зарядив электроскоп, убеждаются предварительно, что он хорошо изолирован. Затем на пластинку A надвигают другую пластинку, на которой насыпан слой урана или другого радиоактивного тела; листочки электроскопа тотчас же начинают постепенно опускаться. По быстроте опускания листочков судят о степени радиоактивности данного тела.

Для того, чтобы и при слабой радиоактивности опускание листочков происходило не слишком медленно, необходимо иметь электроскоп возможно малой емкости.

При точных количественных опытах определяют степень радиоактивности по *ионизирующей силе* (стр. 637) исследуемого радиоактивного тела, для чего измеряют *ток насыщения*. Для достижения тока насыщения обыкновенно достаточно бывает разности потенциалов от 100 до 600 вольт. Но так как сила тока при этом большею частью очень мала, менее 10^{-12} ампер, то пользование гальванометром является уже неудобным, и приходится измерять силу тока электрометром (стр. 640, **527**).

546. Торий. — Исследуя радиоактивности целого ряда тел, г-жа Кюри, а также и Шмидт, независимо друг от друга, нашли, что, кроме *урана*, обладает радиоактивными свойствами также и *торий*. Радиоактивность тория, измеряемая электроскопом, почти одинакова с активностью урана, но его фотографическое действие несколько слабее. Тем не менее его легко обнаружить на следующем опыте. Берут ауэровскую сетку (чулок), применяемую в газовых горелках и содержащую в себе торий; удалив предварительно вещество, склеивающее сетку, сжиганием, осторожно расправляют ее на картоне, затем покрывают тонкой алюминиевой фольгой и кладут сверх фольги фотографическую пластинку слоем вниз. После двухнедельной экспозиции в совершенной темноте и последующего проявления на пластинке получается отпечаток ауэровской сетки.

Опыты показали, что степень радиоактивности соединений урана или тория зависит исключительно от количества этих элементов, находящихся в данном соединении, и что, следовательно, это есть *свойство атомов урана и тория*.

547. Радий. — При дальнейшем исследовании радиоактивности различных руд, содержащих уран, г-жа Кюри (M. Curie, 1898) сделала открытие, что урановая смоляная руда из Иоахимсталя (Богемия), сверх ожидания, оказалась в 4 раза радиоактивнее чистого урана, между тем как содержание урана в ней было не более 50 %. Из этого супруги Кюри сделали заключение, что эта руда должна заключать в себе какое-то неисследованное еще вещество, которое гораздо радиоактивнее урана. Постепенным выделением из урановой руды все более и более радиоактивного остатка супругам Кюри удалось в конце концов получить новый химический элемент *радий*, радиоактивность коего оказалась в миллион раз больше активности урана.

Выделение радия из урановой смоляной руды производят приблизительно следующим образом. Урановую руду обрабатывают на спе-

циальных заводах для получения из нее урана; получающиеся при этом остатки содержат в себе почти все остальные металлы в виде сернокислых солей. Из этих остатков выделяют сначала барий в виде хлористого бария, причем он оказывается в 60 раз радиоактивнее урана, между тем как обыкновенный барий, полученный другим способом, совсем не радиоактивен. Это объясняется тем, что здесь в смеси с хлористым барием находится и хлористый радий. Однако оба эти элемента настолько сходны по своим химическим свойствами, что отделение их друг от друга представляет значительные затруднения. С этой целью растворяют полученный из урановой руды хлористый барий в воде и затем выкристаллизовывают эту соль. Г-жа Кюри заметила, что кристаллы получаются более активными, чем соль, оставшаяся в растворе. Это означает, что хлористый радий немного менее растворим в воде и скорее выкристаллизовывается, чем хлористый барий. При повторении этого процесса (фракционированная кристаллизация) большое число раз получаются кристаллы, все более и более богатые хлористым радием.

После целого ряда вышеупомянутых сложных и кропотливых операций из 1 000 *кг* (1 тонна) руды можно получить около 0,2 *г* чистого хлористого или бромистого радия. Этим и объясняется дороговизна чистого хлористого радия, а именно, около 200 рублей за 1 миллиграмм.

Несколько позднее (1910 г.) М. Кюри и А. Дебьерн получили чистый радий путем электролиза хлористого радия.

Радий оказался элементом, родственным по своим свойствам барию; его атомный вес теперь определен в 226, и спектр его, установленный Демарсэ, состоит из целого ряда линий, из которых наиболее яркие линии соответствуют длине волны 0,468 μ и 0,381 μ.

Оригинально и характерно для этого открытия Кюри то обстоятельство, что о присутствии нового элемента, а именно радия, можно было заключить не из наблюдения над взвешиванием и не при помощи спектрального анализа, т. е. не теми методами, к которым мы так привыкли и чувствительность которых мы до сих пор ставили выше всего, а, как оказалось, еще более чувствительным новым методом, — при помощи электроскопа.

548. Полоний и актиний. — Одновременно с открытием радия Кюри обнаружила в обрабатываемых ею растворах присутствие еще одного радиоактивного тела, которое Кюри назвала *полонием*. Впоследствии Ретерфорд и Шмидт показали, что полоний есть не что иное как один из продуктов распада самого радия, который был назван *радий-F*.

Полоний по своим свойствам родственен висмуту, и Марквальд показал, что при погружении палочки висмута в раствор, содержащий

полоний, весь почти полоний осаждается на висмутовой палочке. Таким именно путем и приготовляют в настоящее время препараты полония.

Наконец, из тех же растворов, по удалении полония, Дебьерн выделил радиоактивное вещество, названное им *актинием*. Актиний по своим химическим свойствам близок к торию, но его радиоактивность в несколько тысяч раз больше, чем радиоактивность тория.

549. Лучи радиоактивных тел. — При ближайшем исследовании выяснилось, что радиоактивность тел обусловлена целым рядом лучей, различных по своим свойствам. Гизель открыл, что лучи радия отклоняются магнитом подобно катодным лучам, а Ретерфорд и Беккерель показали, что эти лучи отклоняются и электрическим полем; кроме того выяснилось, что радием испускаются также лучи, не отклоняемые магнитом, и, наконец, лучи, отклоняемые в сторону, противоположную отклонению катодных лучей. Лучи, отклоняемые магнитом, оказались несущими на себе электрические заряды и во всем подобными рассмотренным нами выше анодным и катодным лучам, наблюдаемым в эвакуированных трубках.

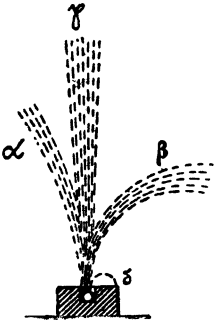


Рис. 602. Лучи радия.

Для отличия друг от друга лучи радиоактивных тел обозначают буквами α, β, γ и δ.

На рис. 602 показано отклонение различных лучей радия в магнитном поле, направленном от наблюдателя к чертежу. Мы приведем здесь краткие сведения обо всех этих лучах.

α-лучи несут на себе *положительный* заряд и отклоняются магнитом подобно анодным лучам. Отношение их заряда к массе и скорость их равны соответственно:

$$\frac{e}{m} = 5 \cdot 10^3 \ \textit{C-G-S-M}, \qquad v \cong 2 \cdot 10^9 \frac{см}{сек}.$$

Отношение заряда к массе приблизительно в 2 раза меньше того же отношения для водорода.

Далее, α-лучи обладают свойством, сталкиваясь с молекулами других тел, вызывать свечение (люминесценцию) и сильно ионизируют воздух толчком. В воздухе они заметны всего на несколько *см* расстояния от испускающего их препарата радия. Это расстояние называется *пробегом* α-лучей.

Различные радиоактивные тела испускают из себя α-лучи различной скорости и, соответственно с этим, различной ионизирующей способности и различных пробегов.

β-лучи несут на себе отрицательный заряд и во всем подобны катодным лучам. Для них

$$\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^7 \ \textbf{\textit{C-G-S-M}}, \qquad v \backsimeq 2{,}5 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}.$$

Скорость β-лучей иногда бывает очень близка к скорости света. β-лучи легко отделить от α-лучей, если пропустить их сквозь листочек алюминия в 0,1 *мм* толщиною, который задерживает почти все α-лучи, но пропускает β-лучи свободно. Ионизирующее действие β-лучей и возбуждаемая ими люминесценция гораздо слабее, чем у α-лучей.

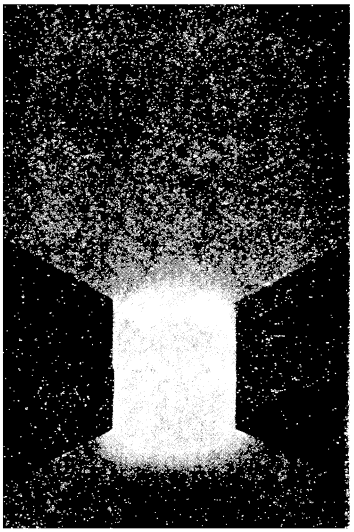


Рис. 603.

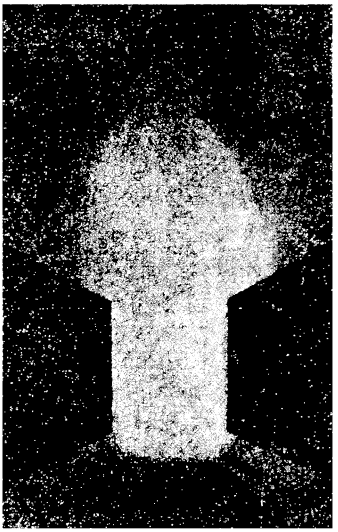


Рис. 604.

Отклонение лучей радия в магнитном поле.

γ-лучи не несут с собою никакого заряда и не отклоняются магнитом; они напоминают по своим свойствам те лучи Рентгена, которые исходят из *жестких* трубок.

Некоторыми радиоактивными телами испускается еще так называемые δ-лучи (см. рис. 602), которые суть не что иное как β-лучи, но с малыми скоростями, — около $10^7 \frac{см}{сек}$.

На рис. 603 представлен снимок лучей радия, завернутого в бумагу и помещенного между полюсами электромагнита; сквозь бумагу проходят только β- и γ-лучи. При пропускании тока по обмотке

электромагнита между его полюсами образуется магнитное поле, которое отклоняет β-лучи кверху (рис. 604), оставляя γ-лучи неотклоненными.

Лучеиспускание радия сопровождается также постоянным выделением теплоты, так что препарат радия всегда немного теплее окружающих его предметов. Точные калориметрические опыты показали, что один грамм радия выделяет 113 малых калорий в час.

Что касается энергии всех перечисленных лучей, то наибольшая часть всей испускаемой радием энергии приходится на долю α-лучей, тогда как на долю β-, γ- и δ-лучей приходится всего около 1%.

550. Эманация. — При растворении бромистого радия в воде и подогревании раствора из него выделяется сильно радиоактивный газ, который назван Ретерфордом и Содди *эманацией*. После выделения эманации из радия радиоактивность радия уменьшается в 4 раза, но затем она постепенно снова восстановляется. Радиоактивность эманации не постоянна, а постепеннно уменьшается, и притом через 3,9 дня она уменьшается вдвое.

Количество эманации, выделяемой радием, чрезвычайно мало; из одного грамма радия можно было бы получить всего-навсего 0,82 кубических миллиметра этого газа. Тем не менее присутствие эманации в воздухе легко заметить благодаря сильной ее радиоактивности. Минерал виллемит, помещенный в трубку, где собрано хотя бы ничтожное количество эманации, сильно светится.

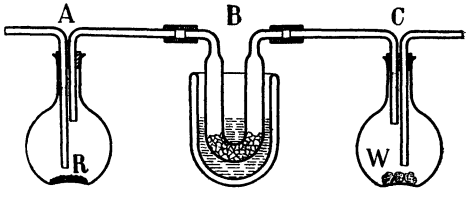


Рис. 605. Опыт сгущения эманации.

По своим химическим свойствам эманация родственна инертным газам: аргону, гелию и неону; она сгущается при температуре — 65°. Судя по медленности, с которой происходит диффузия эманации, ее атомный вес очень велик и лишь немногим меньше самого радия.

На рис. 605 показана схема опыта сгущения эманации. В сосуде A помещен радий R или его раствор. В B и C помещены кусочки виллемита, который при продувании воздуха сквозь ABC сильно светится, указывая на присутствие в воздухе радиоактивного газа — эманации. Если трубку B опустить в жидкий воздух, то виллемит в C уже перестает светиться, ибо вся эманация сгущается в трубке B.

551. Индуцированная радиоактивность. — Опыт показывает, что все тела, находящиеся вблизи радия, сами делаются радиоактивными. Впрочем, эта *индуцированная радиоактивность*, как оказалось, обусловливается не самим радием, а его эманацией. Растворим небольшое

количество радия в воде; одновременно с растворением радия из него выделится и вся его эманация, которая заключалась в нем в окклюдированном состоянии. Если мы будем подогревать немного этот раствор или пропускать через него воздух, то эманация будет переходить вместе с воздухом, и ее можно собрать в сосуде A (рис. 606), где помещена платиновая проволочка CD. Вынув через некоторое время эту проволочку и испытав ее на электроскопе, мы заметим, что она тоже стала радиоактивна. При продолжительном действии эманации индуцированная радиоактивность проволочки C может быть сделана настолько сильною, что вызовет свечение рентгеновского экрана.

Если проволочку C вытереть бумагой, то ее радиоактивность пропадает; но зато бумага делается сама радиоактивной и тоже вызывает свечение экрана. При сжигании бумаги радиоактивность остается в пепле.

Из всех этих опытов мы заключаем, что индуцированная радиоактивность обусловлена каким-то осадком, получившимся из эманации на проволочке CD.

Количество этого осадка настолько ничтожно, что совершенно не могло бы быть обнаружено опытом, если бы этот осадок не был сильно радиоактивен, т. е. не испускал из себя α-лучей.

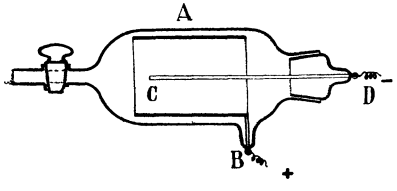


Рис. 606. Опыт с индуцированной радиоактивностью.

Заметим, что осаждение вещества, выделяемого эманацией, идет гораздо быстрее, если зарядить проволочку CD отрицательным электричеством; с этой целью в трубку A (рис. 606) помещают цилиндрик B и соединяют B с положительным, а CD — с отрицательным полюсом какого-либо источника электричества так, чтобы между B и CD образовалось электрическое поле с разностью потенциалов в несколько тысяч вольт. Стремление вещества осаждаться на отрицательно заряженной палочке показывает, что осаждающееся вещество само заряжено положительным электричеством.

Дальнейшие опыты показали, что осадок этот не однороден, а представляет собою смесь из нескольких различных веществ. Вещества эти могут быть отделены друг от друга, ибо одни из них растворимы в сильных кислотах, тогда как другие нерастворимы. Кроме того отделение этих веществ возможно нагреванием проволочки, на которой собрана была индуцированная радиоактивность, ибо температура, при которой эти вещества улетучиваются с проволочки, тоже для различных веществ различна.

II. ТЕОРИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ЯВЛЕНИЙ

552. Гипотеза распада атомов. — В основе теории радиоактивных явлений лежит гипотеза Ретерфорда и Содди. По этой гипотезе, атомы радиоактивных веществ представляют собою *неустойчивые системы*, которые постепенно распадаются, образуя атомы новых веществ, в свою очередь, подвергающиеся более или менее быстрому распадению. Процессы распадения сопровождаются испусканием α-, β- и γ-лучей и выделением тепла.

Пусть q — количество какого-либо радиоактивного вещества, например эманации радия, и пусть ежесекундно распадается количество q'. Количество вещества, распадающееся ежесекундно, будет пропорционально тому количеству вещества, которое находится в данный момент в целом, еще не распавшемся виде; следовательно, можно написать:

$$q' = -\lambda q.$$

Этот закон можно выразить и так: из всех q атомов радиоактивного вещества распадается ежесекундно некоторая часть их, а именно λq.

Само собою разумеется, что, благодаря такому распаду, число наличных атомов радиоактивного вещества будет со временем постепенно уменьшаться, и легко указать, каков будет закон этого уменьшения. Если мы сравним нашу формулу для q' с формулой на стр. 335, **300**

$$y' = -ay,$$

полученной нами из формулы

$$y = Ae^{-ax},$$

то сейчас же можем заключить, что количество радиоактивного вещества q должно уменьшаться по закону:

$$q = q_0 e^{-\lambda t}.$$

Здесь q_0 — то число атомов радиоактивного вещества, которое было в нашем распоряжении при начале опыта, т. е. когда $t = 0$.

Коэффициент λ, как показывает опыт, является характерным для каждого из радиоактивных веществ; поэтому, наблюдая быстроту падения активности — λq, мы можем отличать различные радиоактивные тела друг от друга.

На рис. 607 нисходящая кривая изображает постепенное уменьшение радиоактивности эманации радия согласно с выведенным выше законом. Кривая эта показывает, что эманация радия распадается наполовину в 3,9 дня, т. е. в $0{,}34 \cdot 10^6$ секунд; подставляя $t = 0{,}34 \cdot 10^6$ в формулу:

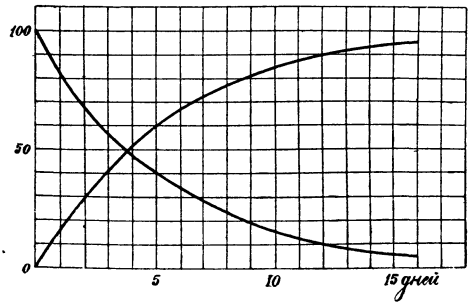


Рис. 607. Кривая распада эманации радия.

$$q = \frac{1}{2} q_0 = q_0 e^{-\lambda t}$$

и зная, что

$$\lg (2) = 0{,}69,$$

получаем:

$$\lambda = \frac{0{,}69}{0{,}34 \cdot 10^6} = 2{,}03 \cdot 10^{-6}.$$

Значит, из миллиона атомов эманации ежесекундно распадается около двух атомов.

Одновременно с сим нарождается два атома нового вещества, обнаруживаемого в явлении индуцированной радиоактивности.

Иногда вместо коэффициента λ для характеристики данного радиоактивного вещества дают величину, обратную λ, которую называют *среднею продолжительностью жизни* данного вещества:

$$T_m = \frac{1}{\lambda};$$

так, для эманации радия средняя продолжительность жизни будет:

$$T_m = \frac{1}{2{,}03 \cdot 10^{-6}} = 5 \cdot 10^5 \text{ секунд} = 5{,}6 \text{ дня}.$$

Легко видеть, что средняя продолжительность жизни T_m связана с временем T, в течение которого вещество распадается наполовину, соотношением

$$T = 0{,}69 \cdot T_m.$$

553. Радиоактивное равновесие. — Мы указали выше, каким образом из радия можно выделить окклюдированную в нем эманацию, причем эманация эта постепенно исчезает. С другой стороны, радий, из которого была добыта эманация, тоже не остается неизменным: его радиоактивность понемногу увеличивается (рис. 607, восходящая кривая), и, когда она снова достигнет своей первоначальной величины, мы снова можем растворить радий и получить опять такое же количество эманации.

Эти опыты приводят нас к заключению, что эманация, с одной стороны, постоянно исчезает, а с другой стороны — постоянно возникает вновь из радия. Отсюда ясно, что количество эманации, находящееся в данном препарате радия, определяется тою относительною быстротою, с которою протекают оба эти процесса одновременно.

Пусть в нашем распоряжении q_0 атомов радия, и положим, что коэффициент распада его λ_0; тогда количество ежесекундно появляющихся атомов эманации будет $\lambda_0 q_0$. Но в то же самое время сама эманация тоже распадается, и если для нее те же величины обозначить через λ и q, то число ежесекундно распадающихся атомов эманации будет λq. Наибольшее количество эманации, которое может накопиться в радии, будет соответствовать тому состоянию, когда прибыль и убыль эманации будут равны друг другу, т. е. когда

$$\lambda_0 q_0 = \lambda q.$$

Это состояние называется состоянием *радиоактивного равновесия*.

Закон радиоактивного равновесия, который применим не только к рассмотренному случаю, но и к случаям более общим, дает нам возможность определить коэффициент распада одного из радиоактивных тел λ_0, зная коэффициент другого тела λ и отношение числа атомов обоих тел $\frac{q}{q_0}$, находящихся в радиоактивном равновесии. Так, например, опыты Рамсэя и Содди показывают, что в одном грамме радия окклюдировано около 0,6 кубического миллиметра эманации. Если принять атомный (и молекулярный) вес эманации равным 222,5, то объем 0,6 $мм^3 = 0{,}0006$ $см^3$ будет соответствовать $6 \cdot 10^{-6}$ $г$.

Имея в виду, что атомные веса радия и его эманации почти одинаковы, можем принять $q : q_0 = 6 \cdot 10^{-6} : 1$.

Далее, так как для эманации мы определили $\lambda = 2{,}03 \cdot 10^{-6}$, то по уравнению радиоактивного равновесия имеем для радия

$$\lambda_0 = 2{,}03 \cdot 10^{-6} \cdot 6 \cdot 10^{-6} = 1{,}22 \cdot 10^{-11}.$$

Средняя продолжительность жизни радия равна

$$T_m = \frac{1}{\lambda_0} = 0{,}8 \cdot 10^{11} \text{ секунд} = 2\,536 \text{ лет},$$

а время, в которое радий распадается наполовину,

$$T = 0{,}69 \cdot T_m = 1\,757 \text{ лет}.$$

Исследования Мак-Коя, Струтта и Больтвуда над различными рудами, содержащими уран, показали, что всегда количество

находящегося в этих рудах радия бывает в три миллиона раза меньше, чем урана. Предположив, что радий происходит из урана и находится с ним в этих рудах в радиоактивном равновесии, мы приходим к заключению, что средняя продолжительность жизни урана равна около 7 500 000 000 лет и что приблизительно в пять миллиардов лет уран распадается наполовину.

554. Спинтарископ. — Крукс изобрел в высшей степени простой прибор, позволяющий наблюдать действие отдельных α-частиц на люминесцирующий экран. Прибор этот (рис. 608) состоит из небольшого экрана, сделанного из цинковой обманки, перед которым на конце небольшой стрелки A помещена крупинка соли, содержащей радий. Если рассматривать экран в лупу, то можно видеть (рис. 609), как на экране то там, то здесь вспыхивает небольшая звездочка и сейчас же тухнет; этими вспышками обнаруживаются те места экрана, куда попадают отдельные α-частицы.

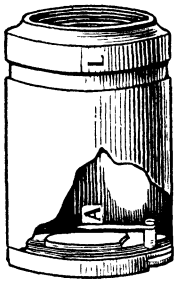


Рис. 608.



Рис. 609.

Спинтарископ.

555. Число α-частиц. — Явления, наблюдаемые в спинтарископе, наводят на мысль о возможности *непосредственного* счета числа α-частиц, испускаемых радием. Для этого необходимо подыскать такие

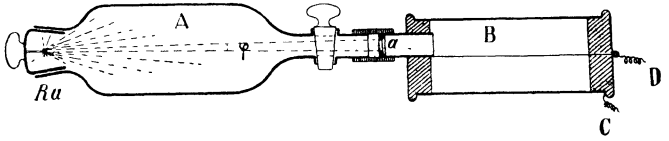


Рис. 610. Опыт Ретерфорда и Гейгера.

условия опыта, при которых число α-частиц, испускаемых ежесекундно, было бы настолько мало, чтобы можно было поспевать их считать. Подобные опыты были произведены при помощи спинтарископа Регенером и при помощи электрометра Ретерфордом и Гейгером. Мы опишем здесь опыты Ретерфорда и Гейгера (1908) как более точные.

Цилиндрический конденсатор B (рис. 610) заряжался электричеством батареей аккумуляторов, и соединенный с обкладкой конденсатора D электрометр показывал слабый ток. Каждый раз, как какая-либо α-частичка попадала в пространство B между обкладками C и D,

она ионизировала находящийся там воздух, вследствие чего ток между C и D усиливался, и тотчас же наблюдалось отклонение электрометра. Уничтожив заряд электрометра соединением с землею, можно было дожидаться нового его отклонения. Для того, чтобы в пространство B попадали не все α-частички, испускаемые препаратом радия, а только небольшая, и притом вполне определенная часть их, Ретерфорд и Гейгер помещали радий R (рис. 610) в особом стеклянном сосуде A, в котором было сделано слюдяное окошечко a, пропускавшее α-лучи в конденсатор B. В это окошечко могла попадать только та часть α-лучей, которая испускалась радием в пределах телесного угла φ. Для того, чтобы α-лучи могли беспрепятственно пройти путь до окошечка a, из трубки A был выкачан воздух.

В опытах Ретерфорда и Гейгера электрометр отклонялся около 3 раз в минуту, и, следовательно, в окошечко a вылетало ежеминутно около 3 α-частиц. Принимая во внимание размер окошечка a, расстояние его от радия R и количество этого последнего, Ретерфорд и Гейгер определили число α-частиц, ежесекундно испускаемых одним граммом радия, в $1{,}4 \cdot 10^{11}$.

После этого тот же препарат радия помещался в конденсаторе, и наблюдалось ежесекундное увеличение заряда электрометра. Этот заряд оказался равным $4{,}2 \cdot 10^{-9}$ ***C-G-S-M***. Таким образом на долю каждой α-частицы приходится количество электричества

$$e_1 = \frac{4{,}2 \cdot 10^{-9}}{1{,}4 \cdot 10^{11}} = 3 \cdot 10^{-20} \ \textit{C-G-S-M}.$$

Мы знаем, что один электрон равен $e = 1{,}6 \cdot 10^{-20}$ ***C-G-S-M***; следовательно, каждая α-частичка несет на себе два элементарных заряда.

Далее, наблюдение тока насыщения (стр. 635), который можно получить под ионизирующим действием α-лучей, позволяет вычислить число ионов, производимых этими лучами ежесекундно. Разделяя это число на число ежесекундно испускаемых α-частиц, получаем число ионов, производимых каждой такой частицей на своем пути. Оказалось, что каждая α-частица способна ионизировать около 200 000 молекул.

556. Гелий. — Опыты над отклонением α-лучей в электрическом и магнитном поле показали, что отношение заряда к массе α-лучей вдвое меньше, чем то же отношение для водорода. Ретерфорд первый высказал предположение, что эти лучи представляют собою ионы гелия, и привел следующие соображения. Так как каждая α-частица несет на себе заряд $2e$ и так как отношение ее заряда к массе вдвое меньше, чем для водорода, то, очевидно, масса ее должна

быть в 4 раза больше массы атома водорода. Как известно, атомный вес гелия равен 4. Что гелий представляет собой элемент, родственный радию, — на это указывало также и то обстоятельство, что все радиоактивные руды содержат в себе и гелий.

Гипотеза Ретерфорда и была подтверждена непосредственным опытом Рамсэем и Содди (1904). Эти ученые собрали по возможности большое количество эманации, очистили ее от посторонних газов и затем стали наблюдать ее спектр, пропуская через трубку, содержащую эманацию, электрические разряды. Вначале был виден только спектр эманации, но, по мере того, как эманация распадалась, стал понемногу появляться спектр гелия, и через 5 дней спектр этот выступил настолько ярко, что уже не было никакого сомнения в том, что он принадлежит именно гелию.

Таким образом впервые было наблюдено на опыте, как из одного химического элемента — радия — получался другой химический элемент — гелий. Однако для полного подтверждения гипотезы Ретерфорда необходимо было еще доказать, что образующийся из радия гелий тождественен с α-частицами. Это доказывается следующим подсчетом, сделанным самим Ретерфордом.

По опытам Дюара, один грамм радия выделяет из себя 0,37 $мм^3$ гелия ежедневно. Это составляет около $5 \cdot 10^{-9}$ $см^3$ ежесекундно, и так как в кубическом сантиметре газа при нормальной температуре и давлении содержится $2{,}7 \cdot 10^{19}$ частиц (ср. стр. 538), то мы видим, что ежесекундно грамм радия испускает из себя

$$n = 4{,}28 \cdot 10^{-9} \cdot 2{,}7 \cdot 10^{19} = 1{,}2 \cdot 10^{11}$$

атомов гелия. Это число действительно близко походит к числу $1{,}4 \cdot 10^{11}$, найденному Ретерфордом (стр. 677) непосредственным счетом α-частиц, испускаемых радием.

Таким образом гипотеза Ретерфорда, что α-лучи состоят из ионов гелия, действительно подтверждается. Позднее Содди удалось получить гелий непосредственно из урана.

557. Обзор радиоактивных элементов. — Мы не можем здесь останавливаться на подробностях радиоактивных превращений, которые были открыты и исследованы за последнее время, — об этом читатель может найти сведения в специальных отделах радиохимии, а мы ограничимся изложением тех общих закономерностей, которые были подмечены в этих превращениях.

Все радиоактивные элементы можно разделить на три семейства, родоначальники которых: *уран, протоактиний и торий*. В прилагаемых трех таблицах (стр. 685, 686) помещены почти все радиоактивны

элементы в том порядке, как они образуются друг из друга. Для каждого элемента даны: условный знак и его название, его лучеиспускание, пробег его α-частиц в сантиметрах, период жизни T и атомный вес. При этом атомные веса, напечатанные жирным шрифтом, были определены непосредственным измерением, остальные же определялись вычислением, а именно: каждое выбрасывание α-частицы, т. е. атома гелия $He = 4$, должно понижать атомный вес на 4. Из таблицы мы видим, что такое вычисление вполне сходится с теми числами, которые получены непосредственными измерениями.

В последнем столбце таблицы указан (римскими цифрами) номер той группы менделеевской таблицы элементов, в которую должен быть помещен данный элемент по своим химическим свойствам.

Все радиоэлементы представляют собою при нормальных условиях твердые тела, за исключением трех *эманаций*, которые суть инертные газы, подобно гелию, неону, аргону и т. п., и потому должны быть помещены в нулевую (или, что то же самое, в восьмую) группу, или столбец, менделеевской таблицы (см. стр. 741).

Все три радиоактивных семейства кончаются свинцом с атомными весами 206 и 208. Хотя обыкновенный свинец имеет атомный вес 207,2, однако Содди и Хонигшмидту удалось выделить из урановых руд свинец с атомным весом 206,1, а из ториевой руды с острова Цейлона — свинец с атомным весом 207,8. Поэтому обыкновенный свинец необходимо считать смесью из двух изотопов с атомными весами 206 и 208.

558. Пробег α-лучей. — Выбрасываемые радиоактивными телами α-лучи обладают, как мы уже говорили (стр. 669, **549**), громадными скоростями и сравнительно громадною энергиею, а потому естественно, что они способны ионизировать воздух своими толчками. Каждая α-частичка, например радия C, по своей энергии способна ионизировать $2{,}37 \cdot 10^5$ молекул воздуха. Однако опыт показывает, что эта ионизация происходит не на всем пути α-частички одинаково и, что в особенности замечательно, в начале пути, где скорость α-лучей наибольшая, число ионизированных молекул воздуха оказывается не так велико, как в конце пути, где скорость и энергия α-лучей уже уменьшилась. Таким образом оказывается, что при очень больших скоростях летящие α-частицы как бы не успевают произвести ионизацию всех попадающихся им на пути молекул воздуха, и только при уменьшении скорости приблизительно до $6 \cdot 10^8 \frac{см}{сек}$ наступают наиболее благоприятные условия для ионизации; при этой скорости ионизируется такое большое количество молекул воздуха, что α-лучи теряют почти всю

свою энергию и дальнейшее их движение уже не сопровождается ионизацией воздуха. Это явление ясно выразилось и на фотографиях Уильсона (стр. 648, **532**), где все пути α-лучей *резко* прерываются. Длина пути от начала до этого перерыва и называется *пробегом* α-лучей.

Каждое радиоактивное тело испускает из себя α-лучи определенной скорости и определенной кинетической энергии движения. Однако непосредственное определение этой скорости сопряжено с известными затруднениями, и гораздо легче наблюдать *пробег* частиц, например при помощи люминесценции. Там, где люминесцирующий экран (сернистый цинк) сразу перестает люминесцировать, кончается и *пробег* α-лучей данного исследуемого вещества. Впрочем, Гейгер вывел из опытов следующее соотношение между начальною скоростью v частиц и величиною их пробега R в воздухе:

$$R = 0{,}98 \cdot 10^{-27} \cdot v^3.$$

Сравнивая различные радиоактивные элементы между собою, Гейгер заметил, что, чем больше начальная скорость выбрасываемых α-частиц и чем больше их пробег R, тем меньше продолжительность жизни $T = \frac{1}{\lambda}$ данного радиоактивного тела. Это легко видеть и в приведенных нами таблицах. Гейгер дал для этих величин следующее соотношение:

$$\lg T = 45 + 66 \lg R.$$

Численные коэффициенты мы дали для радиевого семейства; для двух других семейств первый из этих коэффициентов немного больше.

Если считать, что это соотношение справедливо, хотя бы в первом приближении, для всех радиоактивных тел, то можно из формулы Гейгера определить продолжительность жизни таких элементов, которые непосредственным опытом определить невозможно. Так, на пример, была *вычислена* продолжительность жизни элементов: радия $C' - 10^{-6}$ секунд, тория $C' - 10^{-11}$ секунд.

Пробег α-лучей в различных газах и при различных давлениях, естественно, различен. Так, например, в водороде H_2 и в гелии He пробег α-лучей в 4 раза больше, чем в воздухе. Кроме того пробег α-лучей обратно пропорционален давлению газа и пропорционален абсолютной температуре.

559. Рассеивание α-лучей. Гипотеза Ретерфорда. — Движения α-лучей в воздухе и вообще в газах почти прямолинейны, как это видно и на фотографиях Уильсона, но при прохождении сквозь

металлы α-лучи отклоняются от своего первоначального пути во все стороны, — происходит *рассеивание* лучей. Опыты Гейгера над рассеиванием α-лучей, прошедших сквозь тонкие металлические пластинки, показали, что рассеивание происходит тем сильнее, чем больше атомный вес материала пластинки. Впрочем, угол такого рассеивания был всего около 1,5°. При своих опытах Гейгер обратил внимание на то, что рассеивание α-лучей сопровождается еще и другим явлением, а именно, наблюдаются изредка отклонения α-лучей от своего первоначального направления даже на 150°. Подсчет показал, что при наиболее вероятных отклонениях в 1,5° отклонения в 150° являются совершенно невероятными, и для них нужно искать другой причины. Если мы вглядимся в рис. 586 (стр. 649, **532**), то увидим и на нем два рода отклонения луча: одно небольшое, едва заметное отклонение и другое — больше чем на 60°. Это явление аналогично явлению Гейгера.

Для объяснения этих явлений Ретерфорд предложил в 1913 г. гипотезу о строении атома, которая приобрела в дальнейшем громадное значение. По мнению Ретерфорда, атомы тел состоят из *центрального ядра*, заряженного *положительным* электричеством и окруженного электронами; конечно, незаряженный атом при n электронах должен иметь в своем ядре положительный заряд, равный $E = ne$. Когда α-частичка проносится вдали от атома или даже вблизи окружающих ядро электронов, то она претерпевает только незначительные отклонения. Процесс ионизации или вышибание электронов из атома тоже не может значительно повлиять на путь α-частицы, потому что масса электрона ничтожна, — в несколько тысяч раз меньше массы атома гелия. Но когда α-частичка, несущая на себе два положительных элементарных заряда, случайно попадет *внутрь* атома, в сферу действия тоже положительно заряженного *ядра* атома, то между ними возникает тем сильнейшее отталкивание, чем ближе подойдет α-частичка к этому ядру. Движение α-частички будет при этом происходит по одной из кривых (гипербол), которые изображены у нас на рис. 611. Частичка a, направление движения которой проходит через центр атома, подойдет ближе всех к ядру E, но затем

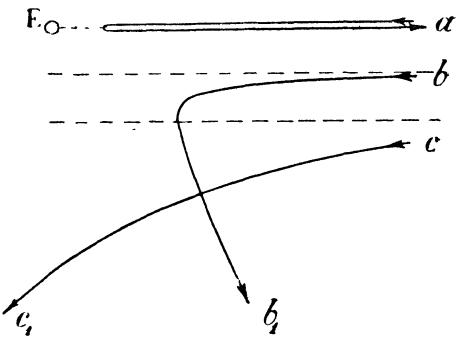


Рис. 611. Путь α-частички в поле атомного ядра.

отклонится на 180°, т. е. полетит обратно; частички b и c, не попадающие прямо в центр, а немного мимо центра, опишут гиперболы и отклонятся на меньший угол, чем частички a. Наблюдая углы отклонения α-частиц (т. е. углы, образуемые асимптотами их гипербол), мы можем вычислить, на какое расстояние подошла к ядру α-частица данной скорости и каков заряд E этого ядра.

На основании подобных опытов, произведенных Гейгером, Марсденом, Чадвиком и другими, Ретерфорд пришел к заключению, что величина центрального ядра атомов должна быть не более 10^{-13} *см* и что заряды ядер атомов меди, серебра и платины в 29, 48 и 78 раз больше заряда электрона.

Если принять во внимание, что атомы, по кинетической теории газов и по расположению их друг около друга в кристаллах, имеют размеры около 10^{-8} *см*, то при величине ядра в 10^{-13} *см* и при такой же приблизительно величине электронов оказывается, что атом не представляет собою сплошного тела, как это прежде предполагалось, а что материя занимает в атоме лишь незначительную часть его объема. Кроме того, оказывается, что атомы и молекулы непроницаемы для других таких же атомов только при небольших скоростях и при небольших энергиях столкновения; а при тех скоростях, которыми обладают α-лучи, выбрасываемые радиоактивными телами, атомы гелия могут проникать *внутрь* атомов других тел.

Необходимо заметить, что к такому же заключению пришел еще раньше Ротерфорда Ленард при исследовании проникания быстро несущихся электронов внутрь материальных тел.

Что же касается заряда ядра, то Ретерфорд указал на связь этого заряда с атомным весом исследованных тел, а Ван-ден-Брук (Van den Broek, 1913) обобщил это, предположив, что число элементарных зарядов ядра равно порядковому номеру элемента. *Порядковым номером* называется тот номер, которым определяется положение данного элемента в таблице Менделеева. Порядковые номера меди, серебра и платины как раз равны 29, 47, 78.

Гипотеза Ретерфорда и Ван-ден-Брука с дальнейшим развитием науки все больше и больше подтверждается.

560. Правила смещений. Изотопы. — Если мы взглянем внимательно на нижеприведенные таблицы радиоактивных элементов, то увидим, что каждый раз, как элемент выбросит из себя одну α-частицу, он по своим химическим свойствам переходит на две группы ниже. Так, например, уран I, превращаясь в уран X_1, переходит из VI группы в IV; торий, превращаясь в мезоторий I, переходит из IV группы во II, и т. д. С другой стороны, при выбрасывании одной

β-частицы получается элемент одной группой выше; из урана X_1 IV группы делается уран X_2 V группы. Эти правила смещений были установлены почти одновременно Содди и Фаянсом на основании исследования химических свойств радиоэлементов. Легко показать, что правила смещений являются прямыми следствиями гипотезы Ретерфорда—Ван-ден-Брука. Действительно, при выбрасывании α-частицы ядро атома лишается *двух* элементарных зарядов, уносимых с собою гелием, а потому его порядковый номер делается на *две* единицы *меньше*, и элемент переходит на две группы *ниже*. Наоборот, при выбрасывании одной β-частицы, уносящей с собою один *отрицательный* заряд, *положительный* заряд ядра *увеличивается* на единицу, а одновременно с этим оно передвигается в следующую высшую группу менделеевской таблицы.

Обращаем внимание читателя на ту существенную разницу, которая наблюдается, с одной стороны, при отщеплении одного наружного электрона какого-либо атома, т. е. того электрона, который помещается вне ядра, и, с другой стороны, при выбрасывании одного электрона *изнутри* самого ядра. В первом случае мы имеем дело с явлением *ионизации* и из атома какого-либо элемента мы получаем *ион* того же элемента; между тем при выбрасывании электрона из ядра атома (β-лучи) наступает превращение элемента в *другой элемент* с другими химическими свойствами.

Возвращаясь опять к нашим таблицам, мы видим, что благодаря целому ряду превращений у нас в одном и том же месте менделеевской таблицы накопляется несколько элементов. Так, например, уран I и уран II оказались на одном и том же месте менделеевской таблицы, и притом в 7-м ряду и в VI группе; точно так же радий A, радий C′ и полоний — в 6-ряду той же группы, Такие элементы, одинаковых химических свойств и занимающие поэтому одно и то же место в таблице Менделеева, называются *изотопами* (*изо* — одинаковый, *топос* — место). Изотопы были впервые открыты в семействах радиоактивных элементов, потому что здесь имелась возможность выделить эти элементы не по химическим признакам, которые у них одинаковы, а по степени их радиоактивности. Затем были открыты изотопы и между обыкновенными, нерадиоактивными элементами при помощи массового спектрографа Астона (стр. 604, **507**), о котором мы уже говорили раньше.

Изотопы, занимающие одно и то же место, могут, как мы видим, иметь атомные веса, значительно разнящиеся друг от друга, и тем не менее обладать одинаковыми химическими свойствами. Отсюда следует, что расположение химических элементов в менделеевской таблице по

их атомным весам хотя и оказало громадную услугу химии, но должно быть в настоящее время заменено расположением по *порядковым номерам*, т. е. по *числу* элементарных положительных зарядов ядра атомов этих элементов. Это *число* зарядов ядра определяет химический характер каждого из химических элементов и одновременно с этим определяет собою конструкцию атома и, как мы видели раньше (стр. 629, **518**), спектр испускаемых им X-лучей.

561. Открытие Ретерфорда. — В 1919 году Ретерфорду удалось при помощи α-лучей из атомов азота выделить водород.

Перед тем, как описывать это открытие, мы должны, однако, указать на следующее обстоятельство. Уже на фотографиях Уильсона мы видели, как под влиянием толчка α-лучей были приведены в движение и молекулы воздуха (стр. 649, рис. 586), и притом с такой большою скоростью, что сами эти молекулы своими толчками тоже оказались в состоянии ионизировать другие молекулы.

По расчетам Ч. Г. Дарвина, α-частица, ударившись *центрально* в атом водорода, может сообщить ему скорость в 1,6 раза бóльшую, чем скорость α-лучей. Но мы видели из опытов Гейгера, что вообще пробеги частиц, т. е. длина пути, на котором может быть наблюдаема ионизация толчком, пропорциональна третьей степени скорости частиц. На этом основании мы можем ожидать, что атом водорода после удачного толчка α-частицей будет иметь пробег в 4 раза больший, чем эта частица. Опыты Марсдена подтвердили это предположение, и, когда Ретерфорд примешал в воздух немного водорода и подверг эту смесь действию α-лучей радия C', пробег которых равен около 7 *см*, то при помощи экрана из сернистого цинка он мог наблюдать свечение на расстоянии до 28 *см* от препарата радия. На таком большом расстоянии α-лучи не могли производить люминесценцию экрана; очевидно, что она была произведена быстро летящими атомами водорода. Скорость α-лучей радия равна $2 \cdot 10^9 \frac{см}{сек}$, а скорость частиц водорода должна была получиться в $3 \cdot 10^9 \frac{см}{сек}$.

Когда Ретерфорд произвел подобные опыты с *чистым азотом*, в котором не могло быть и следа водорода, то получил свечение экрана тоже на расстояниях, значительно превосходивших пробег α-частиц радия C', и опыты с отклонением в магнитном поле убедили его, что он имеет и здесь дело с быстро несущимися водородными частицами. Таким образом в этом опыте мы имеем первый случай искусственного получения одного элемента — водорода — из другого, а именно из азота. Само собою разумеется, что число удачных толчков и число

получающихся таким образом атомов водорода ничтожно: на 10^{10} толчков может получиться всего один атом водорода. Тем не менее научное значение открытия Ретерфорда громадно.

Распространив свои опыты и на другие элементы, Ретерфорд наблюдал появление водорода из следующих элементов: бора, фтора, натрия, алюминия и фосфора. Замечательно, что из всех элементов, атомный вес которых делится без остатка на 4 (гелий), водорода не получалось. Водород, получившийся из алюминия и фосфора, оказался с таким большим пробегом (80 *см*), что его кинетическая энергия *превысила* энергию α-частички. Это служит указанием, что энергия частичек водорода берется не от толчка α-лучей, а изнутри атомов Al и P, и что в явлении Ретерфорда мы имеем особый вид искусственно возбужденной радиоактивности.

Семейство урана

Знак	Название	Лучи	Пробег в *см*	Период *T*	Атомный вес	Группа	
U_1	Уран I	α	2,7	$4{,}5.10^9$ лет	**238,2**	VI	Седьмой ряд
UX_1	„ X_1	$\beta\gamma$	—	24 дня	234	IV	
UX_2	„ X_2	$\beta\gamma$	—	1,2 минуты	234	V	
U_2	Уран II	α	3,1	10^6 лет	234	VI	
Jo	Ионий	α	3,2	10^5 лет	230	IV	
Ra	Радий	α	3,39	1 600 лет	**226**	II	
Em	Эманация Ra	α	4,12	3,85 дней	222	0.VIII	
RaA	Радий A	α	4,72	3 минуты	218	VI	Шестой ряд
RaB	„ B	$\beta\gamma$	—	26,8 минуты	214	IV	
RaC	„ C	$\beta\gamma$	—	19,5 минуты	214	V	
RaC′	„ C′	α	6,97	10^{-6} секунд	214	VI	
RaD	„ D	$\beta\gamma$	—	16 лет	210	IV	
RaE	„ E	$\beta\gamma$	—	5 дней	210	V	
Po	Полоний	α	3,92	136 дней	210	VI	
RaG	Радиев. свинец	—	—	—	**206**	IV	

Семейство актиния

Знак	Название	Лучи	Пробег в *см*	Период *T*	Атомный вес	Группа	
Pa	Протоактиний	α	3,67	10^4 лет	230	V	Седьмой ряд
Ac	Актиний	β γ	—	20 лет	226	III	
RdAc	Радио-актиний	α	4,68	19 дней	226	IV	
AcX	Актиний X	α	4,37	11,5 дней	222	II	
AcEm	Эманация Ак.	α	5,79	3,9 секунды	218	0.VIII	
AcA	Актиний A	α	6,58	10^{-3} секунд	214	VI	
AcB	„ B	β γ	—	36,1 минуты	210	IV	Шестой ряд
AcC	„ C	α	5,51	2,2 минуты	210	V	
AcC″	„ C″	β γ	—	4,8 минуты	206	III	
AcD	Актин. свинец	—	—	—	206	IV	

Семейство тория

Знак	Название	Лучи	Пробег в *см*	Период *T*	Атомный вес	Группа	
Th	Торий	α	2,72	$1{,}5.10^{10}$ лет	232,2	IV	Седьмой ряд
$MsTh_1$	Мезоторий I	β	—	6,7 лет	228	II	
$MsTh_2$	„ II	β γ	—	6,2 часа	228	III	
RdTh	Радио-торий	α	4,02	1,9 лет	228	IV	
ThX	Торий X	α	4,35	3,64 дня	224	II	
ThEm	Эманация тор	α	5,06	54,5 секунды	220	0.VIII	
ThA	Торий A	α	5,68	0,14 секунды	216	VI	
ThB	„ B	β γ	—	10,6 часа	212	IV	Шестой ряд
ThC	„ C	β	—	60,8 минуты	212	V	
ThC′	„ C′	α	8,62	10^{-11} секунд	212	VI	
ThD	Торнев. свинец	—	—	—	208	IV	

ЭЛЕКТРОНЫ И КВАНТЫ

I. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ

562. Электрон.—Понятие *электрона* как *атома электричества* встретилось нам в первый раз при изучении явления электролиза. Существование таких атомов электричества, как это показал Гельмгольц, непосредственно вытекает из закона Фарадея. Затем мы видели, что те же электроны играют роль в самых разнообразных явлениях, наблюдаемых при прохождении электрического тока в газах. При этом оказалось, что поток отрицательных электронов, изолированных от материи, образует собою катодные лучи, наблюдаемые в гейслеровых, круксовых и рентгеновых трубках; те же электроны испускаются раскаленными телами, обусловливают фотоэлектрические эффекты и, наконец, появляются в виде β- и δ-лучей радиоактивных тел. Однако этого мало; понятие об электроне оказалось возможным применить не только для объяснения вышеперечисленных явлений, но и для объяснения целого ряда других, как электрических, так и оптических явлений. В настоящее время теория электронов приобрела такое громадное значение в физике, химии и других науках, что мы считаем необходимым дать о ней некоторое представление. Развитием этой теории мы обязаны главным образом Лоренцу.

Прежде чем перейти к краткому изложению электронной теории, мы еще раз сопоставим все те данные, которые мы добыли до сих пор об *отрицательном* электроне.

Заряд электрона $e = 4{,}774 \cdot 10^{-10}$ ***C-G-S-E*** $= 1{,}591 \cdot 10^{-20}$ ***C-G-S-M.***

Отношение заряда к массе $\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^{7}$ ***C-G-S-M.***

Масса электрона $m = 0{,}9 \cdot 10^{-27}$ *г*.

По сравнению с массой атома водорода масса электрона почти в 2 000 раз меньше.

Впрочем, опыты Кауфмана показали, что отношение заряда к массе электрона не есть величина постоянная, а зависит от его скорости. Это видно из нижеследующей таблицы, полученной Кауфманом из опытов над электронами, испускаемыми радием (см. табл. на стр. 688).

Как видим, отношение $\frac{e}{m}$ с увеличением скорости уменьшается, а так как заряд электрона остается тот же, то, очевидно, масса его

v	$\frac{e}{m}$
$2{,}23 \cdot 10^{10}$	$1{,}16 \cdot 10^{7}$
$2{,}37 \cdot 10^{10}$	$1{,}06 \cdot 10^{7}$
$2{,}52 \cdot 10^{10}$	$0{,}93 \cdot 10^{7}$
$2{,}67 \cdot 10^{10}$	$0{,}74 \cdot 10^{7}$
$2{,}81 \cdot 10^{10}$	$0{,}62 \cdot 10^{7}$

увеличивается. Мы уже указали раньше (стр. 320, **292**), что кажущееся увеличение массы должно наблюдаться тогда, когда заряженное тело движется со скоростью, близкою к скорости света; это действительно и подтверждается на опытах Кауфмана с электронами. Более того: сравнение результатов этих опытов с теорией показывает, что массу электрона нужно считать обусловленной *исключительно его электромагнитным полем* и, следовательно, электрон нужно считать чистым электричеством, без материи.

Предполагая, что электрон шарообразен и применяя формулу электромагнитной массы движущегося заряженного шарика (стр. 319, **291**)

$$m = \frac{2}{3}\frac{e^2}{ac^2},$$

мы можем вычислить радиус a этого шарика.

Оказывается, что

$$a = 1{,}85 \cdot 10^{-13}\ см.$$

По сравнению с радиусом атома водорода этот радиус в 10^4 раз меньше. Отсюда выводим, что объем электрона в 10^{12} раз меньше объема атома водорода.

563. Диэлектрики. — Явление разряда в газах и явление радиоактивности, с которыми мы познакомились в предыдущих главах, привели нас к заключению, что электроны должны находиться во всяком теле; но электроны в изоляторах, очевидно, нужно себе представлять связанными с молекулами диэлектрика, тогда как в проводниках электроны должны быть более свободны в своих движениях.

Под действием электрического поля электрон, не выходя из молекулы диэлектрика, может немного смещаться из своего обычного положения равновесия, и если даже до этого смещения положительные заряды молекул и отрицательные заряды электронов не давали заметного внешнего поля, то после такого смещения должно возникнуть

электрическое поле, и у нас должно получиться явление, которое мы назвали *поляризацией диэлектрика* (стр. 29, **30**). Электрическое поле смещенных электронов P сложится с внешним электрическим полем E, и оба поля вместе дадут то, что мы называли *электростатической индукцией* D:

$$D = E + P.$$

Если e — заряд электрона, а x — величина его относительного смещения, то произведение ex называется *электрическим моментом*; оно вполне аналогично понятию магнитного момента (стр. 178, **164**). Если в 1 $см^3$ n таких электронов, то nex будет электрический момент в единице объема, а это, как мы знаем (стр. 179, **164**), равно плотности поверхностной электризации

$$\sigma_1 = nex.$$

Коэффициент электризации (стр. 55, **53**) равен отношению плотности электризации к электрическому полю:

$$k = \frac{\sigma_1}{E} = ne\frac{x}{E},$$

а диэлектрическая постоянная равна

$$\varepsilon = 1 + 4\pi k = 1 + 4\pi ne\frac{x}{E}.$$

Величину смещения электрона x можно в первом приближении принять пропорциональной действующей на электрон силе eE:

$$eE = bx,$$

где b есть коэффициент пропорциональности. Таким образом,

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi ne^2}{b} = 1 + n\chi.$$

Если в молекуле диэлектрика имеется несколько электронов с различными коэффициентами χ, то будем иметь вообще

$$\varepsilon = 1 + \Sigma n\chi.$$

Из этой формулы мы можем заключить, что, согласно электронной теории, диэлектрическая постоянная данного вещества должна быть тем больше, чем больше в нем электронов и чем слабее они связаны с молекулой. Когда эта связь $b = 0$, то диэлектрическая по-

стоянная обращается в бесконечность, а диэлектрик превращается в проводник.

564. Металлы. — Изучая явление электропроводности электролитов и газов, мы выяснили, что электропроводность эта обусловливается подвижностью заряженных частиц, или *ионов*; мы видели также, что ионы эти могут быть самого разнообразного состава и только при разрядах в газах, в катодных лучах, а также в β-лучах отрицательными ионами являются чистые электроны. Оказывается, что если сделать предположение, что электропроводность металлов обусловлена тоже ***чистыми электронами***, то можно объяснить целый ряд явлений, которые до этого не находили себе объяснения. Электронная теория электропроводности металлов была предложена Друде, Рике и Лоренцом.

Итак, предположим, что в данном металле имеются свободные электроны, которые ведут себя так, как растворенные в воде ионы или как заключенный в сосуде газ. Подобно газовым молекулам, отдельные электроны внутри металла будут в постоянном беспорядочном движении, они будут сталкиваться друг с другом и с молекулами самого металла.

Из уравнения кинетической теории газов (стр. 541, **452**) мы можем даже подсчитать эффективную скорость движения электронов в металле. Для водорода при температуре 0° мы получили скорость $v = 1\,800 \frac{м}{сек}$, а так как масса электрона почти в 4000 раз меньше массы молекулы водорода H_2, то скорость движения электронов при тех же условиях будет в $\sqrt{4\,000} = 63$ раза больше, т. е. будет более 100 километров в секунду.

Под действием электрического поля к этому беспорядочному движению электронов прибавится еще движение, направленное в одну сторону, а именно, *против* тока, потому что электроны заряжены *отрицательно*. Если в каждом $см^3$ металла имеется n электронов и это добавочное движение будет происходить с некоторою *среднею* скоростью u, то в проводнике получится электрический ток, плотность коего равна

$$i = neu.$$

Движение электрона не будет равномерным, ибо, пока он находится в пространстве между молекулами и на него действует электрическое поле с силою eE, он должен двигаться с ускорением

$$a = \frac{Ee}{m}.$$

Обозначим через t время, протекающее от одного столкновения до другого. В течение t времени скорость электрона будет равномерно увеличиваться, и в конце этого периода скорость увеличится на $\frac{eE}{m}t$. Поэтому за *среднюю* скорость движения электрона u мы можем принять половину этой величины. Подставляя вместо t длину свободного пути l, деленную на скорость v беспорядочного движения электронов, получаем среднюю скорость движения, обусловленную электрическим полем:

$$u = \frac{1}{2}\frac{Ee}{m}\frac{l}{v},$$

а для плотности тока

$$i = neu = \frac{ne^2l}{2mv}E.$$

Сравнивая это с формулою Ома (стр. 122, **113**) $i = kE$, мы видим, что электропроводность металла по электронной теории будет выражаться:

$$k = \frac{ne^2l}{2mv}.$$

Наконец, приняв во внимание, что (стр. 544, **453**) $\frac{mv^2}{2} = B\vartheta$, можем написать:

$$k = \frac{ne^2lv}{4B\vartheta}.$$

Из этой формулы следует, что с увеличением температуры электропроводность металла должна уменьшаться, что и наблюдается на самом деле. Впрочем, полученную нами формулу нельзя непосредственно проверить на опыте, потому что она содержит еще величины n и l, которые нам неизвестны и которые, в свою очередь, могут изменяться с температурою. Но если мы сопоставим эту формулу *электропроводности* с формулою *теплопроводности металлов*, причем сделаем гипотезу, что теплопроводность металлов обусловлена теми же электронами, то оказывается возможным исключить неизвестные величины.

Коэффициент теплопроводности по кинетической теории газов выражается формулою:

$$\varkappa = \frac{nlvB}{3};$$

поэтому, если взять отношение теплопроводности к электропроводности

$$\frac{\varkappa}{k} = \frac{4}{3}\left(\frac{B}{e}\right)^2\vartheta,$$

то получается выражение, которое содержит в себе только одни известные величины, и притом не зависящие от материала рассматриваемого металла.

Из нашей формулы следует, что, чем лучше данный металл проводит электричество, тем более он должен быть теплопроводен, если принятые нами гипотезы верны.

Это постоянство отношения коэффициентов теплопроводности и электропроводности для всех металлов было подмечено уже давно и носит название закона Видемана и Франца (1853). Благодаря электронной теории, мы можем это отношение получить теоретически. Подставляя $B = 2 \cdot 10^{-16}$; $e = 4{,}7 \cdot 10^{-10}$ ***C-G-S-E***, получаем для $\vartheta = 273°$

$$\frac{\varkappa}{k} = 6{,}3 \cdot 10^{-10} \ \textit{C-G-S-E}.$$

Кроме того это отношение должно расти пропорционально абсолютной температуре, т. е. его температурный коэффициент должен быть равен

$$a = \frac{1}{273} = 0{,}00366.$$

Опыты Егера и Диссельгорста довольно хорошо подтверждают оба эти предположения, как это видно из следующей таблицы:

Металл	$\frac{\varkappa}{k}$ ($\vartheta = 291°$)	a
Медь	$6{,}65.10^{-10}$	0,0039
Серебро	$6{,}86.10^{-10}$	0,0037
Никель	$6{,}99.10^{-10}$	0,0039
Цинк	$6{,}72\ 10^{-10}$	0,0038
Свинец	$7{,}15\ 10^{-10}$	0,0040
Константан (60 Cu + 40 Ni)	$11{,}06.10^{-10}$	0,0023

Для сплавов, а также для металлов с более плохою электропроводностью согласие теории с опытом менее удовлетворительно. Очевидно, тут играют роль еще другие обстоятельства, не принятые теорией во внимание.

565. Электрические свойства металлов. — Что касается остальных электрических свойств металлов, то их электронная теория находится в настоящее время лишь в зачаточном состоянии; поэтому мы ограничимся лишь краткими указаниями на некоторые попытки объяснить

с точки зрения электронов различные электрические явления в металлах.

Разность потенциалов, получающуюся при соприкосновении двух металлов (явление Вольты, стр. 109, **99**), стараются объяснить различным притяжением электрона молекулами различных металлов. Кроме того для электронов играет существенную роль и окружающий оба эти металла воздух. На это обстоятельство мы указывали уже на стр. 110, **100.**

Термоэлектрические свойства металлов объясняются следующим образом. Если две точки проволоки имеют разную температуру, то в них электроны будут иметь разное давление, и мы должны получить движение электронов от нагретого места к более холодному. Это означает, что мы должны наблюдать электрический ток (движение *положительного* электричества) от холодного места к нагретому. Подобное явление, открытое Томсоном (стр. 165, **150**), наблюдается в сурьме. В висмуте же явление меняет свой знак, что можно объяснить зависимостью числа электронов от температуры.

В месте спая двух различных металлов давление электронов будет, вообще говоря, различное; зависимость этого давления от температуры будет причиною явления Зеебека и Пельтье (стр. 161 и 162).

Впрочем, все эти объяснения с количественной стороны не всегда согласны с опытом, а потому мы ограничимся этими краткими указаниями.

566. Опыты Р. Толмана и Т. Стюарта. — Основное предположение только что изложенной теории электропроводности металлов, как мы уже сказали, заключается в том, что в металлах имеются *свободные* отрицательные электроны. Поэтому, независимо от дальнейших выводов теории, было бы очень важно оправдать на опыте это основное ее предположение. Толман и Стюарт сделали это следующим образом. Катушка медной проволоки была соединена с очень чувствительным гальванометром и приводилась в равномерное вращение вокруг своей оси симметрии. При помощи особых неподвижных катушек с электрическим током магнитное поле земли в пределах катушки было настолько тщательно уничтожено, что гальванометр при вращении катушки не обнаруживал никаких индукционных токов. Убедившись в этом, Толман и Стюарт быстро затормаживали вращение катушки, и тогда тотчас же гальванометр отклонялся; это они объясняли тем, что хотя сама катушка остановилась, но электроны в ее проволоке продолжали еще двигаться по инерции и образовали собою *отрицательный* электрический ток, обнаруживаемый гальванометром. Конечно благодаря сопротивлению проволоки этот ток быстро прекращался,

тем не менее величина наблюденного отклонения гальванометра вполне подтвердила теорию и даже позволила определить отношение заряда к массе двигавшегося по инерции электричества. Это отношение оказалось тем же, что и для катодных лучей.

567. Опыты Каммерлинг-Оннеса. Сверхпроводимость. — Мы вывели выше, что электропроводность металлов, по электронной теории, должна быть обратно пропорциональна абсолютной температуре, но указали, правда, что для плохих проводников это соотношение не совсем согласно с опытными данными. Теперь мы должны прибавить еще, что для очень низких температур этот закон и для хороших проводников, как металлы, уже не подходит. Каммерлинг-Оннес в своей знаменитой лаборатории низких температур в Лейдене исследовал сопротивление металлов при температуре кипения гелия, т. е. при —268,5° и ниже. При этом оказалось, что вообще при понижении температуры сопротивление металлов постепенно уменьшается, но что для каждого металла есть определенная температура, при которой его сопротивление сразу падает до ничтожных размеров. Это наблюдается для свинца уже при —265°, для ртути при —268,8°, для олова при —269,2°. При температуре около 2° от абсолютного нуля (—273°) свинец и ртуть имеют сопротивление в 10^{10} раз меньше, чем это следовало бы ожидать по теории. Каммерлинг-Оннес назвал это явление *сверхпроводимостью*. Очевидно, при этих низких температурах в металлах происходит какая-то особая группировка молекул; может быть, атомы тела при этом так близко соприкасаются друг с другом, что движение электронов происходит в среде атомов так же беспрепятственно, как и внутри каждого атома в отдельности. Для объяснения этого явления были сделаны разные предположения, но мы на них не можем останавливаться.

Приведем один интересный опыт, сделанный Каммерлинг-Оннесом с таким сверхпроводником. Он поместил катушку свинцовой проволоки, имевшей при обыкновенной температуре сопротивление 736 омов и самоиндукцию 0,01 генри, в жидкий гелий, в котором при помощи усиленного испарения поддерживалась температура около —271°. Затем при помощи электромагнита в этой катушке возбуждался индукционный ток, сила которого наблюдалась по установленной вблизи катушки магнитной стрелке. Легко подсчитать (см. стр. 336, экстра-ток замыкания), что если бы этот опыт произвести при обыкновенной температуре, то сила индукционного тока уменьшилась бы наполовину в течение одной стотысячной доли секунды, между тем в опыте при —271°, благодаря уменьшению сопротивления свинца почти в 10^{10} раз, индукционный ток продолжал течь в свинцовой спирали более суток!

568. Лучеиспускание. — В диэлектриках мы предположили существование электронов внутри молекулы в *связанном* состоянии, причем электроны, по нашему предположению, способны немного смещаться под действием электрических сил. Смещение электронов x внутри молекулы мы приняли пропорциональным действующей силе и рассматривали только случай равновесия электрона, когда внешняя сила eE и внутренняя сила bx были равны друг другу. В общем же случае электрон будет двигаться под действием разности двух сил $(eE - bx)$, причем по принципам механики произведение из массы электрона m на его ускорение x'' должно равняться действующей силе:

$$mx'' = eE - bx.$$

Из этого уравнения вытекает целый ряд следствий.

Во-первых, когда внешние силы E равны нулю, то мы имеем уравнение:

$$mx'' = -bx,$$

которое характеризует собою *гармоническое колебание* (стр. 339, **303**) с определенным периодом

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{b}}.$$

Это означает, что электрон внутри молекулы способен совершать колебания определенного периода.

Так как электрон несет на себе заряд e, то колебания эти будут представлять собою электрические колебания; от рассматриваемой молекулы во все стороны будут распространяться электрические волны, и если период колебаний достаточно мал, то волны эти будут световыми и могут быть видимы глазом.

Определенный период колебания, свойственный данному электрону, означает определенную длину волны света или определенную полосу спектра при рассматривании в спектроскоп. Длина волны света в воздухе будет равна

$$\lambda_0 = cT_0 = 2\pi c\sqrt{\frac{m}{b}}.$$

Конечно, в каждом атоме данного тела может быть несколько электронов с различными коэффициентами b; поэтому спектр, испускаемый атомом, может состоять из многих полос с различной длиной волны; положение этих полос в спектре будет зависеть от структуры и свойств самого атома и будет характерным для данного тела.

Колебания электронов, раз возбужденные какою-либо постороннею силою, не могут продолжаться вечно; вследствие превращения их энергии в другие виды, колебания будут постепенно затухать. Впрочем, опыты с интерференцией света показывают, что затухание колебаний электронов очень мало.

569. Абсорбция света. — Теперь рассмотрим случай, когда свет падает на данное тело от постороннего источника. Электрическое поле света должно привести электроны в колебание, и, как это мы уже неоднократно выясняли на основании принципа резонанса, амплитуда этого колебания будет тем больше, чем ближе период колебания света подходит к собственному периоду колебаний рассматриваемого электрона. Одновременно с увеличением амплитуды колебания будет увеличиваться и та энергия, которую электрон отдает окружающим его молекулам. Отсюда заключаем, что световая энергия должна поглощаться тем более, чем ближе период колебания света подходит к собственному периоду колебаний электронов данного тела. Другими словами, спектр поглощения тела должен быть одинаков со спектром испускания, при прочих одинаковых условиях. Это — известный закон, открытый Кирхгофом и Бунзеном и объясненный ими тем же принципом резонанса; только теперь мы приписываем этот резонанс электронам.

Пусть под действием переменного электрического поля света

$$E = E_0 \sin at,$$

где

$$a = \frac{2\pi}{T},$$

электрон совершает периодические колебания с тем же периодом T и с некоторою амплитудою A. Отклонение электрона от положения равновесия можно выразить формулою:

$$x = A \sin at,$$

а ускорение его (см. стр. 339, **303**)

$$x'' = -Aa^2 \sin at.$$

Подставляя это в уравнение движения электрона

$$mx'' = Ee - bx,$$

получим:

$$(b - ma^2) A = eE_0,$$

откуда амплитуда

$$A = \frac{eE_0}{b - ma^2}.$$

Так как величины b и m связаны с собственным периодом колебания электрона соотношением

$$\frac{b}{m} = \left(\frac{2\pi}{T_0}\right)^2 = a_0^2,$$

то можем написать:

$$A = \frac{e}{m} \cdot \frac{E_0}{a_0^2 - a^2}.$$

Когда $a = a_0$, амплитуда делается бесконечною, т. е. электрон должен выйти из сферы действия сил заключавшей его в себе молекулы. Этот случай, вероятно, имеет место в фотоэлектрических явлениях (стр. 646, **531**). Впрочем, A у нас только потому получилось равным бесконечности, что при расчете мы не приняли во внимание передачи энергии от электрона в окружающее его пространство. А в таком случае амплитуда уже не будет равна бесконечности, и мы получим зависимость между периодом падающего света и амплитудою электрона, которую можно изобразить кривою резонанса, приведенною на стр. 359, рис. 341. Аналогичный с этим вид будет иметь и кривая абсорбции света рассматриваемым телом. Чем большую часть энергии электрон передает окружающему его пространству, тем положе будет его кривая резонанса (рис. 341), и тем шире будет полоса абсорбции в его спектре поглощения.

Заметим в заключение, что, наблюдая абсорбцию света, мы можем определить из вышеприведенной формулы отношение $\frac{e}{m}$, и результаты опытов дают величину, близкую к $1{,}77 \cdot 10^7$, характеризующую собой отрицательные электроны.

570. Дисперсия. — Опыт показывает, что всегда параллельно с абсорбцией света идет и дисперсия света, т. е. зависимость показателя преломления от длины волны или от периода колебания света. Это также следует из нашей теории. Действительно, по закону Максвелла (стр. 487, **418**), квадрат показателя преломления равен диэлектрической постоянной данного вещества (если принять $\mu = 1$). Для диэлектрической постоянной мы получили формулу (стр. 689, **563**):

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\varkappa\frac{x}{E}.$$

Подставляя сюда

$$\frac{x}{E} = \frac{A}{E_0} = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{a_0^2 - a^2},$$

получим для показателя преломления формулу:

$$\nu^2 = \varepsilon = 1 + \frac{4\pi n e^2}{m} \cdot \frac{1}{a_0^2 - a^2},$$

из которой видно, что показатель преломления зависит от величины a и, следовательно, от периода падающего света, что и наблюдается в явлении дисперсии.

Формула эта впервые была дана Гельмгольцем, а затем с различными видоизменениями была выведена Лоренцом, Кеттелером, Друде и Планком.

Для более ясного представления о ходе дисперсии будем откладывать по горизонтальному направлению величину $n = \frac{1}{T}$, т. е. число колебаний в секунду, а по вертикальному направлению соответствующую величину ε, т. е. квадрат показателя преломления. Тогда у нас получится кривая, показанная на рис. 612 пунктиром.

Разберем несколько частных случаев формулы дисперсии.

При $n = 0$ и $a = 0$ мы имеем:

$$\varepsilon = \nu^2 = 1 + \frac{4\pi n e^2}{m a_0^2} = 1 + \frac{4\pi n e^2}{b},$$

т. е. ту же формулу, что и для случая постоянного электрического поля (стр. 689, **563**). Этого и следовало ожидать, потому, что $n = \frac{1}{T} = 0$ означает бесконечно большой период колебания, т. е. именно постоянное поле.

Затем, по мере увеличения n, т. е. уменьшения периода колебаний, показатель преломления увеличивается. Это и наблюдается большею частью на опыте; так, например, как известно, в стеклянной призме фиолетовые лучи преломляются сильнее красных.

Когда $a = a_0$, период световых колебаний совпадает с собственным периодом колебаний электрона, т. е. при наступлении резонанса, показатель преломления по нашей формуле делается бесконечным (рис. 612, пунктирная линия). Но здесь мы должны повторить то же, что мы уже сказали относительно бесконечно большой амплитуды колебания, а именно: на самом деле всегда будет иметь место потеря световой энергии, т. е. поглощение света, и при резонансе это

поглощение будет особенно большим. Но легко видеть, что если амплитуда не будет бесконечной, то и второй член формулы для ε тоже не будет бесконечным. Кривая показателя преломления будет на самом деле иметь вид, показанный сплошною линией на рис. 612, т. е. будет иметь перегиб. Этот перегиб и наблюдается в действительности.

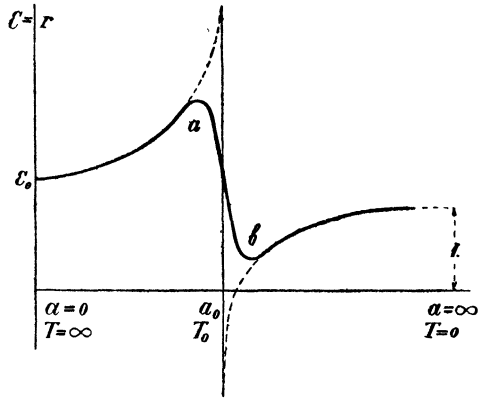


Рис. 612. Кривая дисперсии

Заметим, что в пределах этого перегиба показатель преломления *уменьшается* с увеличением числа колебаний, и такая дисперсия называется *аномальной*. Аномальную дисперсию можно наблюдать в фуксине, в парах натрия и т. д.

Наконец, при $n = \infty$ и $\alpha = \infty$, т. е. для очень быстрых колебаний, показатель преломления $\nu = 1$, т. е. преломления не будет. Это имеет место для лучей Рентгена и для γ-лучей радиоактивных тел.

В нашей формуле приняты во внимание колебания только одного электрона; если имеется несколько электронов с различными свойствами или даже целые системы электронов, то вместо одного второго члена в нашей формуле будет сумма из нескольких подобных членов. Так, например, для кварца Никольсом и Рубенсом была дана формула дисперсии, состоящая из трех добавочных членов, и весь ход дисперсии кварца, наблюденный на опыте, очень близко подходит к теоретическому.

571. Явление Зеемана. — Мы видели, как электроны катодных лучей отклоняются от своего прямолинейного пути под действием магнитного поля; нечто подобное должно происходить и при всяком движении электронов в магнитном поле. Отсюда следует, что магнитное поле должно влиять на сопротивление металлов, и притом увеличивать это сопротивление. Это явление действительно наблюдается в висмуте (стр. 283, **262**); в остальных металлах оно, впрочем, очень слабо.

Далее, магнитное поле влияет на целый ряд других электрических и термоэлектрических свойств металлов, но так как все эти явления очень слабо заметны и еще недостаточно исследованы, то мы на них останавливаться не будем, а перейдем к описанию влияния магнитного поля на *колебания* электронов, которое обнаруживается в так называемом явлении Зеемана.

Зееман (Zeeman, 1895) открыл, что спектр натриевого пламени изменяется, если это пламя поместить в сильное магнитное поле; вместо одной желтой натриевой линии их делается две или три, смотря по тому, наблюдаем ли мы спектр пламени вдоль по магнитному полю или перпендикулярно к нему. Явление это было объяснено Лоренцом приблизительно следующим образом.

Представим себе внутри молекулы натрия колеблющийся электрон. Если при отсутствии магнитного поля электрон колебался по линии LL (рис. 613), то под действием магнитного поля электрон отклонится и вместо того, чтобы пройти путь OL, пройдет путь OaA. Дойдя до своего крайнего положения A, электрон будет возвращаться к своему положению равновесия O, но опять не по прямой линии, а по кривой AbO; затем по инер-

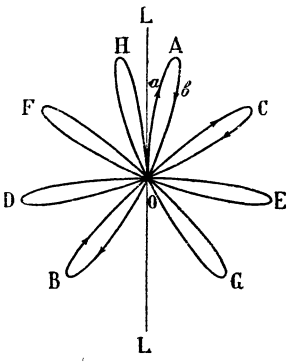


Рис. 613.

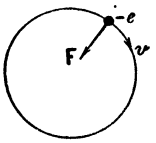


Рис. 614.

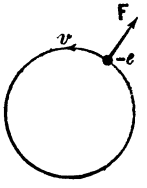


Рис. 615.

Колебание электрона в магнитном поле.

ции он перейдет на другую сторону в B, затем опять возвратится в O и т. д. Мы видим таким образом, что колебания электрона под влиянием магнитного поля сильно осложняются; вместо колебания по прямой линии электрон описывает звездообразную фигуру.

Для того, чтобы упростить себе задачу и сделать ее более наглядной, разложим данное прямолинейное колебание электрона на два круговых движения (рис. 614 и 615), из которых одно будет происходить по стрелке часов, а другое — против стрелки часов. Легко сообразить (ср. стр. 337, **302**), что два таких круговых движения с одинаковым периодом обращения дадут в результате одно гармоническое колебание по прямой линии. Итак, вместо одного колеблющегося электрона с амплитудою A будем рассматривать два вращающихся электрона с радиусом вращения A.

На каждый из этих электронов будет действовать, во-первых, сила, удерживающая его внутри молекулы, — эта сила равна bA (стр. 689), во-вторых, центробежная сила (стр. 338, **302**)

$$mv' = m\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 A = ma^2 A,$$

и, наконец, сила магнитного поля (стр. 312, 287)

$$F = Me\frac{v}{c} = eMa\,A.$$

Эта последняя сила для обоих электронов будет иметь различное направление, а именно, если поле M направлено от наблюдателя к чертежу, то для *отрицательного* электрона, движущегося по стрелке часов (рис. 614), эта сила будет направлена внутрь круга, тогда как для электрона, движущегося против стрелки часов (рис. 615), она будет направлена наружу. Сообразно с этим мы получим для обоих электронов два *различных* уравнения движения:

для правого вращения

$$ma^2 = b + eaM,$$

а для левого вращения

$$ma^2 = b - eaM.$$

Отсюда получим два значения для a, значит, два *разных* периода обращения; а два различных периода обращения при сложении уже не дадут колебания по прямой линии, а дадут именно ту звездообразную кривую (рис. 613), которую мы разобрали выше.

Подставляя в наши уравнения вместо $\frac{b}{m}$ величину a_0^2, которая соответствует периоду колебания при отсутствии магнитного поля, получим:

$$a^2 - a_0^2 = \pm\frac{e}{m}aM.$$

Разница между a и a_0 обыкновенно бывает очень мала, и Зееману удалось ее заметить на опыте только при помощи очень сильного спектроскопа (решетка Роуланда). Имея это в виду, мы можем в левой части нашего уравнения подставить вместо суммы $(a + a_0)$ почти равную ей величину $2a$, и тогда получим:

$$a - a_0 = \pm\frac{e}{m}\frac{M}{2}.$$

Это соотношение было подтверждено Зеема̀ном на опыте.

При рассматривании в сильный спектроскоп вдоль магнитного поля Зееман увидал вместо одной натриевой линии (рис. 616, *а*) две, из которых одна, сдвинутая к красному концу спектра (рис. 616, *b*), была поляризована по правому, а другая — по левому кругу.

Это показывает, что заряд e действительно отрицательный. Вычисленное из этих опытов отношение $\frac{e}{m}$ оказалось соответствующим отношению заряда к массе, найденному для катодных лучей.

Мы рассмотрели сейчас влияние магнитного поля только на те электроны, которые колеблются перпендикулярно к магнитному полю; что же касается тех электронов натриевого пламени, которые колеблются *вдоль* по магнитному полю, то они не изменят своего движения, ибо на них магнитное поле действовать не будет. Следовательно, в спектре натриевого пламени, несмотря на присутствие магнитного поля, мы должны наблюдать не только смещенные спектральные ли-

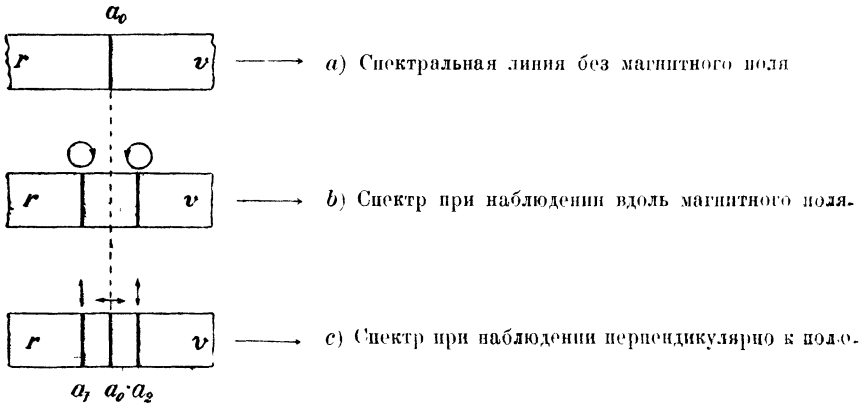


Рис. 616. Явление Зеемана.

нии, но и линию, соответствующую величине a_0. Однако эту линию нельзя видеть при наблюдении *вдоль* магнитного поля; это сделается сейчас же ясным, если взглянуть на колебания вибратора (стр. 481), который не дает поля вдоль линии своих колебаний. Мы можем видеть несмещенную линию a_0 только при наблюдении *перпендикулярно* к полю. Колебания света этой линии должны происходить параллельно магнитному полю.

Одновременно с сим. при наблюдении спектра перпендикулярно к магнитному полю, мы увидим и сдвинутые линии, причем их круговые движения будут здесь проектироваться в виде прямолинейных колебаний, перпендикулярных к магнитному полю. Таким образом при наблюдении перпендикулярно к магнитному полю мы увидим три линии (триплет) (рис. 616, *c*); все они будут поляризованы, но средняя линия и две крайние будут поляризованы в плоскостях, перпендикулярных друг к другу.

Все эти следствия из теории Лоренца были блестяще подтверждены на опытах Зеемана.

Впоследствии Зееманом и другими исследователями были открыты в этой области еще и другие, более сложные явления. Кроме того Штарк открыл действие *электрического* поля на спектры тел. Однако эти явления требуют для своего объяснения еще добавочных гипотез (см. теорию квант), а потому мы здесь не будем на них останавливаться.

572. Явление Фарадея. — В связи с явлением Зеемана находится еще другое явление, которое было открыто гораздо ранее Фарадеем.

Некоторые тела обладают свойством повертывать плоскость поляризации проходящего сквозь них света; этим свойством обладают, как известно, сахар и кварц. Объясняется это явление особой несимметрической структурой молекул этих тел, благодаря которой лучи света, поляризованные по правому и по левому кругу, имеют различную скорость распространения.

Фарадей открыл, что подобное же явление можно наблюдать в некоторых сортах стекла (фарадеевское свинцовое стекло), если поместить его в сильное магнитное поле и направить поляризованный луч вдоль по линиям сил поля. Впоследствии это явление было открыто во многих других телах.

Если мы станем на точку зрения электронной теории явления Зеемана и примем во внимание то, что нами было выше сказано о связи между явлениями лучеиспускания, абсорбции и дисперсии, то легко объяснить себе причину явления Фарадея. Действительно, если под действием магнитного поля лучеиспускания вправо и влево вращающихся электронов становятся различными, то и поглощения и скорости распространения вправо и влево поляризованных световых лучей тоже должны быть различными; а это и означает, что плоскость поляризации луча при прохождении сквозь данное тело должна повернуться.

Сюда же относится и явление, открытое Керром и заключающееся в изменении поляризации луча при отражении его от намагниченного железа; в железе явление Фарадея чрезвычайно сильно.

573. Теория диамагнетизма. — Для объяснения диамагнетизма еще В. Вебером (1852) была предложена теория, основанная на явлении электромагнитной индукции. В. Вебер представлял себе атомы тел абсолютными проводниками, т. е. без всякого электрического сопротивления. Когда эти атомы попадают в магнитное поле, в них возбуждаются индукционные токи, которые, благодаря отсутствию сопротивления, не ослабевают, а остаются неизменной силы все время,

пока атом находится под действием постоянного магнитного поля: когда же действие внешнего магнитного поля на атом прекращается, то новая электромагнитная индукция уничтожает эти индукционные токи, и атомы приходят в свое прежнее состояние. Так как магнитное поле индукционных токов, по закону Ленца, всегда противоположно направлению возбуждающего их поля, то рассматриваемое нами тело будет вести себя как *диамагнитное*.

П. Ланжевен (1905) видоизменил теорию В. Вебера, введя в нее теорию электронов, и, кроме того, привел ее в связь с явлением Зеемана. Однако, прежде чем излагать теорию Ланжевэна, рассмотрим явление Зеемана с точки зрения электромагнитной индукции.

Когда электрон, движущийся по круговой орбите (стр. 700, **571**) подпадает под действие внешнего магнитного поля, то вдоль орбиты (как в круговом проводнике) (стр. 254, рис. 253) должна возникнуть электродвижущая сила индукции, и если возникающее магнитное поле направлено от нас к чертежу, то электродвижущая сила индукции будет направлена *против* стрелки часов. Но так как электрон несет на себе *отрицательный* заряд, то на него будет действовать сила, направленная *по* стрелке часов. Благодаря этому электрон, движущийся по правому кругу (стр. 700, рис. 614), ускорит свое движение, а электрон, движущийся по левому кругу (рис. 615), замедлит свое движение, и в результате у нас получится явление Зеемана. Далее, так как электроны движутся в пустоте и не подвержены никакому сопротивлению, то их дальнейшее движение в постоянном магнитном поле не будет изменяться до тех пор, пока уничтожение магнитного поля не возбудит обратной электродвижущей силы и не восстановит равенства периодов обращения вправо и влево вращающихся электронов. Впрочем, на самом деле этот процесс гораздо сложнее, чем мы описали. Ведь атомы или молекулы тел сами находятся в постоянном беспорядочном движении; скорости этих движений и направление плоскостей орбит электронов относительно магнитного поля будут постоянно меняться, а потому и индукционное действие магнитного поля на *каждый* электрон в отдельности тоже будет постоянно меняться, но в среднем мы получим явление Зеемана, как объяснено выше.

Пусть r — радиус круговой орбиты какого-либо электрона; тогда поток индукции сквозь площадь орбиты будет:

$$N = \pi r^2 M,$$

и электродвижущая сила индукции при возникновении поля M

$$\varepsilon = -N' = -\pi r^2 M'.$$

где M' означает быстроту или скорость увеличения магнитного поля M.

С другой стороны, если через E обозначить напряжение электрического поля, то электродвижущая сила вдоль всей орбиты радиуса r будет, очевидно,

$$\varepsilon = 2\pi r E = -\pi r^2 M',$$

а сила, действующая на электрон e,

$$F = Ee = -\frac{e}{2} rM'.$$

Умножим обе части этого уравнения на время t, в течение которого магнитное поле возросло от нуля до величины M. Тогда справа мы можем написать

$$M't = M,$$

а слева получим произведение силы на время, в течение которого эта сила действовала, т. е. импульс силы; а по закону Ньютона импульс силы равен приращению количества движения

$$m(v_1 - v_0) = -\frac{e}{2} rM.$$

Подставляя сюда вместо линейных скоростей соответствующие угловые скорости a_1 и a_0

$$v_1 = ra_1, \qquad v_0 = ra_0,$$

получаем увеличение угловой скорости одного электрона (рис. 614, стр. 700):

$$a_1 - a_0 = +\frac{e}{2m} M,$$

а другого электрона (рис. 615)

$$a_2 - a_0 = -\frac{e}{2m} M.$$

Разность угловых скоростей обоих электронов будет:

$$a_1 - a_2 = \frac{e}{m} M.$$

В конце концов мы получили по этой теории для явления Зеемана тот же результат, который дала нам теория Лоренца (стр. 701) в первом приближении.

Как видим, коэффициент этот существенно отрицателен, и, следовательно, рассматриваемое тело должно обладать диамагнитными свойствами; к тому же заключению мы уже пришли выше, исходя из общей теории индукционных токов.

Величины n и r, входящие в эту формулу, нам пока еще неизвестны, и для различных тел они будут, вообще говоря, различны. Но если для примерного подсчета положить, например, для воды $n = 60{,}6 \cdot 10^{22}$ (стр. 536), $r = 10^{-8}$ *см*, а значения e и m взять из данных (стр. 687), то получим величину для $\varkappa$ порядка 10^{-6}, что вполне соответствует опытным данным (стр. 197, **183**). Для газов, очевидно, $\varkappa$ будет пропорционально давлению, ибо число молекул в одном *см*^{3}, а следовательно, и число электронов n в *см*^{3} пропорционально этому давлению; но если поддерживать это давление постоянным, то величина $\varkappa$ не должна зависеть от температуры тела.

Все эти выводы теории Ланжевэна согласны с исследованиями П. Кюри над диамагнитными свойствами различных тел.

574. Теория парамагнетизма. — Из только что изложенного мы видим, что диамагнетизм (как и явление Зеемана) должен быть свойственен всем телам без исключения, ибо атомы всех тел заключают в себе электроны. Если даже орбиты этих электронов расположены в атоме настолько симметрично, что результирующий магнитный момент атома равен нулю, то все же под действием внешнего магнитного поля эта симметрия нарушается, и атомы приобретают магнитный момент, *противоположный* внешнему полю. Однако естественно сделать предположение, что атомы, а в особенности молекулы, многих тел могут и не обладать указанной симметрией, а, наоборот, могут образовать систему токов со значительным магнитным моментом. Такие молекулы будут вести себя как молекулярные магнитики В. Вебера (стр. 204, **189**) или как молекулярные токи Ампера (стр. 228, **209**); они будут ориентироваться своим магнитным полем *вдоль* по внешнему магнитному полю, а тело, из них составленное, несмотря на свои слабые диамагнитные свойства, будет все же *парамагнитно*.

Чем сильнее внешнее магнитное поле, тем совершеннее будет ориентировка молекул, а когда все молекулы будут вполне ориентированы, то дальнейшее усиление внешнего магнитного поля уже не будет более увеличивать магнетизм данного тела; таким образом, как и по гипотезе В. Вебера, мы получаем здесь объяснение явления *насыщения* (стр. 204, **189**). Однако, по теории Ланжевэна, *полное насыщение* было бы возможно только при абсолютном нуле температуры, когда все молекулы находятся в покое. При других же температурах молекулы, благодаря своему беспорядочному тепловому движению и

Теперь подсчитаем магнитное поле, образуемое движущимися электронами. Каждый электрон e, движущийся по кругу с периодом T, образует собою круговой ток силою

$$-\frac{e}{T}=-\frac{e}{2\pi}a,$$

где a — угловая скорость вращения электрона. Оба электрона вместе, вращаясь в противоположные стороны, эквивалентны силе тока

$$i=-\frac{e}{2\pi}\left(a_1-a_2\right)=-\frac{e^2}{2\pi m}M.$$

Магнитный момент этого тока P, как мы знаем (стр. 227, **207**), равен силе тока i, умноженной на обтекаемую им площадь πr^2:

$$P=-\frac{e^2}{m}\frac{r^2}{2}M.$$

Если в каждом $см^3$ данного тела n электронов, то магнитный момент одного $см^3$, или так называемая интенсивность намагничивания (стр. 191, **177**) тела, будет:

$$I=\varkappa M=-n\frac{e^2}{m}\frac{r^2}{2}M,$$

а следовательно, коэффициент намагничивания

$$\varkappa=-n\frac{e^2}{m}\frac{r^2}{2}.$$

В этот подсчет необходимо ввести одну поправку, которую мы ради наглядности изложения еще не приняли во внимание. Мы уже указали выше, что не все орбиты электронов будут перпендикулярны к внешнему магнитному полю; а если через α обозначить угол, образуемый внешним магнитным полем с нормалью к плоскости орбиты электрона, то поток индукции и все дальнейшие формулы необходимо умножить на $\cos\alpha$. Кроме того и магнитный момент такого наклонного тока даст по направлению поля M составляющую $P\cos\alpha$. От обеих этих причин мы получим для рассматриваемой орбиты формулу с множителем $\cos^2\alpha$, а *средняя* величина $\cos^2\alpha$ для всех орбит, наклоненных к полю под всевозможными углами α, равна половине (стр. 345, **310**). Поэтому коэффициент намагничивания тела будет вдвое меньше вышеуказанного:

$$\varkappa=-n\frac{e^2}{m}\frac{r^2}{4}.$$

беспрестанным столкновениям друг с другом, будут сбиваться со своего ориентированного положения и тем самым уменьшать предел намагничивания тела. В газах, где молекулы совершенно свободны в своей ориентировке, можно было бы ожидать явления насыщения при любой, даже очень малой величине внешнего магнитного поля; между тем оказывается, что парамагнитные газы, как, например, кислород, при обыкновенной температуре очень далеки от насыщения. Это и объясняется тепловым движением их молекул. По теории Ланжевэна, коэффициент намагничивания парамагнитных тел в первом приближении должен быть обратно пропорционален абсолютной температуре тела, что вполне соответствует результатам опытов П. Кюри (стр. 198, **183**).

575. Теория ферромагнетизма.—Теория парамагнетизма Ланжевэна была распространена П. Вейссом и на ферромагнитные тела, причем П. Вейсс воспользовался для этого мыслью, высказанной еще Вебером, Юингом и Кюри и состоящею в том, что в ферромагнитных телах молекулярные магнитики настолько близки друг к другу, что начинают взаимодействовать своими магнитными полями. Таким образом ориентировка каждой молекулы ферромагнитного тела будет обусловлена не только внешним магнитным полем, но и магнитными полями соседних молекул; а так как соседние молекулы тоже ориентированы, то их действие будет еще увеличивать намагничивание данного тела. Этим объясняется сильный магнетизм ферромагнитных тел. Далее, если мы, намагнитив данное тело, будем постепенно уменьшать внешнее магнитное поле до нуля, то внутреннее молекулярное поле не уничтожится, а все еще будет удерживать молекулы в их ориентированном положении; это и будет *остаточный магнетизм*. А если после этого начать снова увеличивать внешнее магнитное поле, но в противоположном направлении, то молекулы окажутся ориентированными против внешнего поля, и при определенной величине этого последнего (см. *коэрцитивная сила*, стр. 201, **186**) окажутся в неустойчивом положении и должны сразу повернуться на 180°, чтобы стать вдоль по полю.

Эти явления легко демонстрировать на опыте Юинга с системой маленьких магнитных стрелок, помещенных недалеко друг от друга, если сперва приблизить к этим стрелкам магнит, а затем осторожно удалить его.

Подобные же явления П. Вейсс наблюдал в кристаллах магнетита, для которого диаграмма гистерезиса (стр. 199, рис. 188) оказалась в виде прямоугольного четыреугольника со сторонами, параллельными осям M и B.

Впрочем, для большинства других ферромагнитных тел это перемагничивание на 180° происходит не сразу, во-первых, потому что этому препятствуют силы, аналогичные трению, а во-вторых, потому что молекулярное строение таких ферромагнитных тел, как железо или сталь, очень сложно и представляет собою смесь нескольких тел, частью кристаллического, частью аморфного вида. Кроме того направление осей вкрапленных в металл кристаллов может быть крайне разнообразно; поэтому перемагничивание различных частей железа будет происходить при различной величине напряжения внешнего магнитного поля, вследствие чего и диаграмма гистерезиса будет более или менее изогнутой формы.

С увеличением температуры, т. е. с увеличением беспорядочного движения молекул, влияние внутреннего молекулярного поля будет уменьшаться, а вместе с тем должны уменьшаться и остаточный магнетизм, и коэрцитивная сила, и гистерезис, как это и соответствует действительности. Из формул П. Вейсса вытекает, что при некоторой определенной температуре влияние внутреннего молекулярного поля совсем пропадает, и тогда ферромагнитное тело превращается в парамагнитное. Для железа, по исследованиям П. Кюри (стр. 198, **183**), это происходит при температуре около 760°. Температуру превращения ферромагнитного тела в парамагнитное Кюри назвал *критической температурой*, по аналогии с температурой, при которой жидкость превращается в газ.

Опираясь на вышеизложенную теорию, Вейсс показал, что она довольно хорошо объясняет многочисленные опыты, произведенные различными исследователями над ферромагнитными телами при различных температурах. Кроме того из опытов оказалось возможным определить величину внутреннего молекулярного поля; величина эта получилась огромной — до 10^7 гаусс.

576. Опыт Эйнштейна и Гааза. — Если магнетизм тела действительно обусловлен вращением электронов в его атомах, то, когда мы намагничиваем какое-нибудь тело, мы сообщаем его электронам некоторую добавочную угловую скорость вокруг оси, параллельной внешнему магнитному полю; но по законам механики от этого и само тело должно притти во вращение. Выведем соотношение между получающимся вращением тел и его намагничиванием.

Мы видели выше (стр. 706, **573**), что магнитный момент тока, образуемого электроном e, движущимся по орбите радиуса r с угловою скоростью a, равен

$$P = \pi r^2 \frac{e}{2\pi} a.$$

С другой стороны, количество движения электрона равно $mv = mra$, и момент этого количества движения

$$u = mr^2a.$$

Сопоставляя обе формулы, имеем:

$$u = \frac{2m}{e} P.$$

Для того периода времени, когда мы возбуждаем намагничивание, буквы u и P будут означать *приращения* соответственных величин.

Распространяя это уравнение на все тело, мы получим в левой части U' — приращение момента количества движения всех электронов тела, а следовательно, и самого тела; но приращение момента количества движения тела всегда равно его моменту инерции K, умноженному на *приобретенную* им угловую скорость ω:

$$U' = K\omega.$$

В правой же части мы получим сумму магнитных моментов всех электронов тела, а это равно интенсивности намагничивания I, умноженной на объем тела Q. Итак, получим искомое соотношение между ω и I:

$$K\omega = \frac{2m}{e} Q.I$$

Эти соображения были высказаны еще Ричардсоном (1908), но только Эйнштейну и Гаазу (1915) удалось их реализовать на опыте. Опыт был поставлен следующим образом. На оси вертикальной катушки была подвешена на тонкой стеклянной нити небольшая железная проволочка. При перемене направления тока в катушке железная проволочка перемагничивалась, и в то же самое время при помощи зеркальца, прикрепленного к проволочке, можно было наблюдать, как она поворачивалась вокруг вертикальной оси то в ту, то в другую сторону, и притом согласно с отрицательным знаком заряда e. Но так как повороты эти были слишком малы, то Эйнштейн и Гааз решили усилить их по принципу резонанса; с этой целью они пропускали по обмотке катушки переменный ток того же самого периода, что и период кручения железной проволочки на стеклянной нити. Благодаря резонансу повороты проволочки сделались настолько велики, что их можно уже было измерить и проверить выводы теории. Измерив на опыте величины K, ω, Q и I, Эйнштейн и Гааз на

основании выше выведенного уравнения определили отношение $\frac{e}{m}$. Величина эта оказалась равной 10^7.

577. Опыт Барнетта. — В только что описанных опытах Эйнштейна и Гааза производилось вращение тела под влиянием намагничивания; но должно иметь место и обратное явление, а именно: намагничивание под влиянием вращения тела. Это, действительно, было подтверждено на опыте Барнеттом (S. J. Barnett, 1914). Барнетт приводил в быстрое вращение железный стержень и измерял образующееся около него магнитное поле при помощи чувствительного магнитометра. Мы знаем, что находящиеся в железе электроны уже вращаются вокруг центральных ядер атомов и без намагничивания, но вращения эти происходят по всевозможным направлениям, и результирующее намагничивание железа равно нулю, как это предполагает гипотеза Вебера и Ампера. Но когда железный стержень, как целое тело, приводится во вращение внешнею силою, то те электроны, вращение которых совпадает с вращением стержня, получат бо́льшую угловую скорость, а те электроны, которые вращались в противоположном направлении, получат меньшую скорость вращения. В результате мы получим то, что у нас изображено на рис. 614 и 615, стр. 700, **571**, т. е. явление Зеемана. Явление Зеемана при таких условиях наблюдать непосредственно до сих пор еще не удавалось, но сопровождающее это явление намагничивание должно выражаться той же формулой, которую мы дали и для явления Зеемана (стр. 701, **571**) и для явления диамагнетизма (стр. 705, **573**). Действительно, обозначим через $\pm a_0$ первоначальную угловую скорость электронов, и через ω угловую скорость вращения железного стержня. Тогда, при вращении, угловые скорости электронов будут:

$$+a_1 = +a_0 + \omega,$$

$$-a_2 = -a_0 + \omega,$$

откуда

$$a_1 - a_2 = 2\omega.$$

Сравнивая это с формулой стр. 705, получаем соотношение между угловою скоростью вращения стержня и его намагничиванием в виде:

$$2\omega = \frac{e}{m} M.$$

Так как в опыте Барнетта угловая скорость была известна и намагничивание M было измерено, то он мог из своих опытов вывести

величину отношения $\frac{e}{m}$. Как Эйнштейн и Гааз, так же и Барнетт получил величину $\frac{e}{m}$, равную около 10^7, т. е. почти вдвое меньше, чем это получается из других опытов, а именно, следовало бы получить $1{,}77 \cdot 10^7$. Происходит ли это различие от недостаточной точности самих опытов или от недостаточности теории, — это покажут дальнейшие исследования.

578. Электроны на земле и на солнце. — Электронная теория начинает бросать свет на некоторые явления атмосферного электричества. Наблюдения уже давно указывали на то, что земля заряжена отрицательным электричеством, а атмосфера — положительным; образующееся при этом электрическое поле имеет напряжение около 3 вольт на $см^3$. Напряжение это уменьшается с высотою и изменяется в зависимости от состояния атмосферы. Значительную роль в этом явлении нужно приписать присутствию в земле радия; его эманация, выходя на поверхность земли и распадаясь, оставляет отрицательный заряд в земле, а положительный переносит в атмосферу. Присутствие эманации в воздухе, исходящем из земли, было констатировано Эльстером и Гейтелем при помощи возбуждения индуцированной радиоактивности (стр. 671, **551**); она была обнаружена также в различных целебных источниках.

Мы видели, что электроны имеют свойство сгущать вокруг себя пары воды; образующиеся при этом капельки падают в виде тумана или дождя на землю и этим увеличивают ее отрицательный заряд. Одновременно с этим может происходить сгущение воды и вокруг положительных ионов, находящихся в воздухе; вследствие этого как между облаками и землей, так и между самими облаками могут возникать значительные разности потенциалов, которые и наблюдаются в явлениях грозы: как известно, длина молнии нередко достигает нескольких километров.

Кроме указанного слоя отрицательных электронов у поверхности земли, обнаружен еще второй слой электронов в верхних слоях атмосферы. Эти электроны в виде катодных лучей служат причиною северных сияний. Так как северные сияния имеют несомненную связь с явлением солнечных пятен, то есть основание предполагать, что электроны высших слоев атмосферы космического происхождения и, может быть, приходят к нам от солнца. По всей вероятности, само солнце ведет себя как радиоактивное тело, испуская из себя катодные и анодные лучи (протуберанцы). Заметим, что на солнце спектр гелия был открыт еще ранее, чем сам гелий был обнаружен на земле, а мы видели, что гелий образуется из радиоактивных тел.

Недавно астроном Гель (Hale) открыл в спектре солнечных пятен явление Зеемана, и наблюдения показали, что около этих пятен образуется магнитное поле с напряжением до 1 000 гаусс.

Гель приписывает открытое им магнитное поле конвекционным электрическим токам (стр. 305, 282), которые образуются при быстром (около 100 *км* в *сек*) вихревом движении материи солнечных пятен. Судя по направлению этого движения и по направлению образующегося при этом магнитного поля, вещество пятна должно содержать в себе отрицательные электроны. В последнее время Гель открыл, что само солнце тоже намагничено и что напряжение магнитного поля у его полюсов равно около 50 гаусс.

II. КВАНТЫ

579. Лучеиспускание. — Мы знаем, что тела при известных условиях способны испускать лучи, т. е. электромагнитные волны. Лучеиспускание происходит, например, при высоких температурах, когда тела раскаляются, но оно может происходить и при низких температурах, при явлении люминесценции (светящиеся составы) или под влиянием толчков электронов (гейслеровы трубки). При помощи призмы, интерференции или диффракции мы можем разложить данное нам лучеиспускание на целую систему синусообразных колебаний определенной длины волны, т. е. получить так называемый *спектр лучеиспускания*. Некоторые волны этого спектра будут ярче, другие слабее, и является вопрос о распределении световой энергии по различным длинам волн в этом спектре.

Если мы обозначим период колебания через T, частоту колебаний, или число колебаний в секунду,— через ν, а через λ обозначим длину волны лучеиспускания при скорости распространения в чистом эфире $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$, то будем иметь между этими величинами следующие соотношения:

$$\nu = \frac{1}{T}; \quad \lambda = cT; \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}.$$

Мы уже говорили о том, что видимый нами свет состоит из лучей, длина волн которых заключается между 0,4 μ и 0,8 μ. Волны большей длины — *инфракрасные* — на наш глаз не действуют, но можно их обнаружить, пользуясь их тепловыми действиями, при помощи термометра, термоэлемента или болометра. Волны меньшей длины — ультрафиолетовые лучи и лучи Рентгена — тоже невидимы нами, то они дей-

ствуют на фотографическую пластинку и производят ионизацию и люминесценцию и таким образом тоже могут быть обнаружены, и их энергия может быть измерена.

Многочисленные исследования показали, что всё разнообразие спектров тел можно разделить на две большие группы, а именно: спектры *сплошные* и спектры *линейчатые*.

Сплошные спектры испускаются главным образом твердыми и жидкими телами при высоких температурах. Сплошной спектр образуется также при остановке электронов у антикатода рентгеновой трубки: это *импульсивная* волна Стокса.

Линейчатые спектры испускаются газами и парами тоже при высоких температурах, но их можно получить и при низких температурах под действием электрических разрядов. Линейчатые спектры образуют также *характеристические* X-лучи тел, о которых мы говорили при описании лучей Рентгена.

Мы видели выше, каким образом электронная теория объясняет самый факт лучеиспускания. Находящиеся во всех телах электроны под действием различных причин могут приходить в колебательное движение, колеблющиеся электроны представляют собой не что иное как электрические колебания, которые образуют в эфире электромагнитные волны, как в радиотелеграфии. Однако в таком виде электронная теория дает еще очень мало. Период колебаний какого-либо электрона определяется формулою, стр. 695, **568**:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{b}}.$$

Так как массы m всех электронов одинаковы, то для различных волн, испускаемых телами, пришлось бы предположить и различные величины коэфициента b. Между тем в некоторых линейчатых спектрах насчитывается более 100 000 линий, а в сплошных спектрах разнообразие величин b было бы бесконечно. Но это еще не все; как в сплошных спектрах, так и в линейчатых многочисленные опытные исследования позволили установить целый ряд закономерностей. Эти закономерности электронная теория сама по себе, без каких-либо добавочных гипотез, объяснить не может. Если бы мы знали во всех подробностях строение лучеиспускающих атомов и молекул, то могли бы вычислить и длины волн их спектров. Но строение атомов нам неизвестно, а потому приходится итти как раз обратным путем: на основании лучеиспускания стараться определить строение атомов. В этом направлении в самое последнее время физикам удалось сделать очень много, и мы изложим здесь вкратце главнейшие результаты их изысканий.

580. Лучеиспускание черного тела. — *Линейчатые* спектры тел отличаются от сплошных спектров раскаленных жидких и твердых тел не только своим видом, но еще и тем, что по линейчатым спектрам можно узнавать с о с т а в лучеиспускающего тела, линейчатые спектры суть *характеристические спектры*. Этим обстоятельством пользуются иногда при определении химического состава какого-либо газа по его спектру, а по линейчатым спектрам рентгеновых трубок можно определить, из каких металлов состоит антикатод.

По *сплошному* спектру раскаленного твердого тела мы не можем определить его состав, потому что все твердые тела при одинаковых температурах испускают почти одинаковые спектры. По сплошному спектру можно скорее судить о температуре тела, чем об его составе. Этим обстоятельством действительно пользуются при определении температур в различных калильных и плавильных печах, употребляющихся в технических производствах. Изобретены даже специальные спектрофотометры, служащие для измерений температур по спектру лучеиспускания.

К и р х г о ф первый указал на возможность реализовать такое тело, которое совсем не обнаруживало бы своего состава при раскаливании, а обнаруживало бы только свою температуру. По К и р х г о ф у, для этого необходимо, чтобы такое тело обладало свойством *поглощать все лучи любой длины волны*, не отражая и не пропуская их. Очень близко к этому условию подходят все *черные* тела, как, например, сажа, платиновая чернь и т. п. Но еще лучше можно реализовать полное поглощение лучей, если устроить большой ящик из непрозрачного материала, с небольшим отверстием в его стенке. Всякий луч, вошедший снаружи в это отверстие, попадет внутрь ящика, встретит его внутренние стенки, частью поглотится ими, частью отразится от них. Но отраженный луч не должен непременно попасть снова в отверстие и выйти наружу, для этого потребовались бы исключительные условия; напротив того, чем меньше это отверстие по сравнению с величиною ящика, тем меньше вероятия, чтобы луч, даже после многократных отражений, снова попал как раз в это небольшое отверстие и вышел наружу. Таким образом стоит только сделать ящик побольше, а отверстие поменьше, и мы получим тело, поглощающее почти целиком все попадающие в него лучи, независимо от длины их волны. Отверстие в ящике будет *совершенно черно*, каков бы ни был цвет его внутренних стенок.

Убедиться в справедливости только что сказанного можно на очень простом опыте. Для этого достаточно взять закрытый со всех сторон ящик объемом около половины кубического метра и сделать в его

стенке отверстие диаметром около 5 *см*. Если ящик окрасить снаружи черною матовою краскою, например сажею, и посмотреть на его отверстие, то увидим, что отверстие ящика оказывается еще чернее, чем черная сажа.

Мы можем представить себе отверстие ящика неизмеримо малым по сравнению с его объемом и тогда получим то, что Кирхгоф назвал *абсолютно черным телом*. Но из только что описанного опыта мы видим, что даже при сравнительно большом отверстии мы уже близки к идеально черному телу.

По известному закону Кирхгофа, лучеиспускание каждого тела вполне соответствует его поглощению; поэтому и лучеиспускание абсолютно черного тела, или вышеупомянутого отверстия в ящике, не должно иметь никаких индивидуальных свойств, должно быть независимо от того материала, из которого сделаны стенки ящика, а может зависеть только от его температуры. Поэтому, если мы каким-либо способом, например электрическим током, будем поддерживать внутренность нашего ящика в раскаленном состоянии и будем наблюдать спектр лучей, выходящих из его отверстия, то вид этого спектра, т. е. распределение лучистой энергии по длинам волн, зависел бы только от *температуры* каления и совершенно не зависел бы от того материала, из которого сделаны стенки ящика.

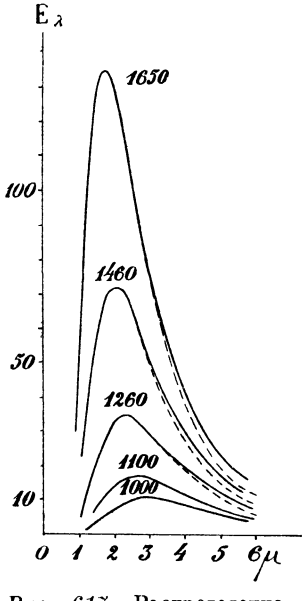


Рис. 617. Распределение энергии в спектре черного тела.

Этот опыт был действительно реализован впервые Луммером и Прингсгеймом. Эти ученые измеряли распределение энергии в спектре такого искусственного абсолютно черного тела при помощи болометра, при различных температурах его стенок. Результаты их исследования представлены у нас на рис. 617. При тех температурах, с которыми имели дело Луммер и Прингсгейм, видимые лучи были еще очень слабы, а потому на рисунке изображена энергия только инфракрасных волн с длинами от 1 μ и до 6 μ.

Из этих кривых мы видим, что с повышением температуры энергия всех лучей быстро повышается. Полная энергия лучеиспускания, как показали опыты Луммера и Прингсгейма, растет пропорционально *четвертой* степени абсолютной температуры. Этот закон был выведен также и теоретически Стефаном и Больцманом из общих зако-

нов термодинамики. На основании опытов Луммера и Прингсгейма и целого ряда других ученых можно определить коэфициент этой пропорциональности и написать закон Стефана-Больцмана в следующем виде. Плотность энергии лучеиспускания

$$u = 7{,}64 \cdot 10^{-15} \cdot \vartheta^4 \frac{эрг}{см^3}.$$

Далее, мы видим на рис. 617, что повышение энергии с температурой в коротких волнах происходит быстрее, чем в длинных, вследствие чего *максимальная* энергия в спектре, т. е. высшие точки кривых передвигаются с повышением температуры к более коротким волнам. Это вполне соответствует тому, что мы знаем о цвете раскаленных тел из обыденной практики. Действительно, мы знаем, что. чем выше температура каления, тем раскаленное тело *белее*. Это означает, что при повышении температуры, кроме красных лучей низкого каления, делаются заметными лучи более коротких волн, т. е. желтые и голубые, которые вместе с красными лучами и производят впечатление белого цвета. Закон передвижения максимума энергии в спектре черного тела при повышении температуры был тоже выведен теоретически В. Вином, а именно: длина волны λ_m *максимальной энергии* в спектре обратно пропорциональна температуре. Опыты Луммера и Прингсгейма позволяют написать закон Вина с определенным численным коэффициентом в следующем виде:

$$\lambda_m \cdot \vartheta = 0{,}294 \; см. \; град.$$

Что же касается *вида* всей кривой лучеиспускания, то ее долгое время не удавалось обосновать теоретически.

581. Теория Планка. — Мы уже сказали, что лучеиспускание абсолютно черного тела *не зависит от материала* тела. Поэтому естественно ожидать, что законы лучеиспускания черного тела и распределение энергии в его спектре не должны зависеть от той или иной конструкции лучеиспускающих молекул или атомов, а скорее должны подчиниться *общим законам беспорядочных явлений*, т. е. законам теории вероятностей. Мы уже встречались с законом Максвелла о распределении кинетической энергии между молекулами газа и видели, что распределение это можно изобразить кривою (рис. 520, стр. 543), которая по виду своему даже несколько похожа на кривые Луммера и Прингсгейма. Однако попытки применить непосредственно к спектру черного тела закон Максвелла не увенчались успехом. Полученные этим путем теоретические кривые начерчены у нас на рис. 617 пунктиром, и мы видим, что пунктир тем более отходит от

кривых, полученных из опыта, чем выше температура и чем больше длина волны.

Для устранения этого разногласия между теорией и опытом Планк сделал предположение, что распределение энергии в лучеиспускающих молекулах хотя и подчинено общим законам теории вероятностей, но происходит не в любых количествах, как это имеет место в движущихся молекулах какого-либо газа, а только отдельными *порциями*, или *квантами*. Если обозначить величину этого *кванта энергии* через ε, то, по Планку, каждая молекула может при лучеиспускании выделять только *целое число* таких квантов: $n\varepsilon$.

Не нужно, однако, думать, что квант энергии, подобно электрону, представляет собою постоянную для всех тел величину. Величина кванта энергии, по теории Планка, оказывается пропорциональной частоте лучеиспускания ν:

$$\varepsilon = h\nu,$$

а потому для разных длин волн и величина кванта энергии будет разная. Но величина h для всех тел и для всех температур одна и та же. Применяя те же рассуждения теории вероятностей, которые привели к закону Максвелла, Планк получил для распределения энергии в спектре абсолютно черного тела формулу:

$$E_\lambda = \frac{c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^x - 1}; \quad x = \frac{\varepsilon}{k\vartheta} = \frac{h\nu}{k\vartheta},$$

которая вполне соответствует кривым Луммера и Прингсгейма. Из этой формулы, как следствия, вытекают и формулы Стефана—Больцмана и Вина, которые мы привели выше, если положить

$$h = 6{,}54 \cdot 10^{-27} \text{ эрг. сек}; \qquad k = 1{,}369 \cdot 10^{-16} \frac{\text{эрг}}{\text{град}}.$$

В последнее время на еще более точных опытах Рубенса формула Планка подтвердилась самым блестящим образом, а потому ее нужно принять как закон, соответствующий действительным фактам.

По поводу гипотезы Планка, положенной им в основу теории лучеиспускания черного тела, естественно возникает целый ряд вопросов: чем вызывается такое квантовое, или порционное, лучеиспускание энергии, почему лучеиспускание молекул происходит тоже по квантам, между тем как лучеиспускание, например, антенны в радиотехнике никакими квантами не ограничено? Однако на все эти вопросы мы до сего времени еще не имеем определенных ответов.

Тем не менее гипотеза Планка оказалась в высшей степени плодотворной. Позднейшие исследования показали, что ту же самую гипотезу о квантах можно применять не только к сплошному спектру черного тела, но и к линейчатым спектрам и вообще к целому ряду других молекулярных явлений, которые без этой гипотезы оставались необъясненными.

В настоящее время гипотеза Планка разрослась в обширную *теорию квантов*. Мы здесь ограничимся изложением только тех ее отделов, которые имеют непосредственное соприкосновение с учением об электричестве.

582. Закон Эйнштейна.—Вскоре после появления теории Планка Штарк обратил внимание на то, что, принимая соотношение Планка $\varepsilon = h\nu$, можно объяснить, почему в явлении фотоэлектричества (стр. 647) энергия вылетающих из металла электронов тем больше, чем больше частота ν действующего света. Затем Эйнштейн, высказав предположение, что вообще всякий обмен энергии в молекулах происходит по квантам, установил для фотоэлектрических явлений следующий закон:

$$\varepsilon = h\nu = \frac{mv^2}{2} + P.$$

В этой формуле ε представляет собою один квант энергии падающего на металл света с частотою ν. Этот квант энергии в фотоэлектрическом процессе тратится, *во-первых*, на сообщение электрону кинетической энергии $\frac{mv^2}{2}$ и, *кроме того*, на работу отделения электрона от поверхности металла P.

Если электроны в металле свободны, а на поверхности металла имеется скачок потенциала K, который можно назвать *контактною разностью* потенциалов между данным металлом и прилегающей средою (ср. стр. 108, **99**), то потеря энергии электроном e, при проходе сквозь поверхность металла наружу, будет равна eK. Мы знаем, что контактная разность потенциалов вообще невелика, и если мы примем $K = 1{,}5$ вольта, или $1{,}5 \cdot 10^8$ ***C-G-S-M***, то потеря энергии электрона будет равна

$$eK = 1{,}56 \cdot 10^{-20} \cdot 1{,}5 \cdot 10^8 = 2{,}3 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}.$$

Применим формулу Эйнштейна к тем данным, которые мы привели выше на стр. 647, **531**. Для длины волны ультрафиолетовых лучей $0{,}2\mu$, что соответствует $\nu = 1{,}5 \cdot 10^{15}$, мы получим:

$$h\nu = 6{,}56 \cdot 10^{-27} \cdot 1{,}5 \cdot 10^{15} = 10 \cdot 10^{-12} \text{ эрг},$$

и для энергии электрона получаем:

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - eK = 10 \cdot 10^{-12} - 2{,}3 \cdot 10^{-12} = 7{,}7 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}.$$

Подставив сюда массу электрона

$$m = 0{,}9 \cdot 10^{-27} \text{ г},$$

получаем для скорости электрона

$$v = 12 \cdot 10^7 \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Эта величина действительно довольно близко подходит к тому, что было найдено на опыте.

Для проверки закона Эйнштейна были затем предприняты более точные опыты, из которых в особенности замечательны опыты Милликэна.

583. Опыты Милликэна. — Прежде чем описывать опыты Милликэна, заметим, что скорости электронов, вылетающих из металла под действием света данной длины волны, могут быть вообще очень разнообразны, а энергии вылетающих электронов не подчинены законам квант, а подчинены закону Максвелла, как и кинетические энергии газовых молекул. Поэтому, когда один квант световой энергии попадет на металлическую пластинку и начнется вылетание из пластинки электронов, то большинство электронов возьмет для своей кинетической энергии только *часть* этого кванта, и скорости их будут *меньше* той, которая определяется квантовым соотношением. Закон Эйнштейна дает только *максимальную* возможную скорость электронов.

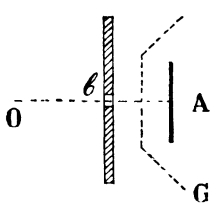


Рис. 618.
Опыт Милликэна.

Имея это в виду, Милликэн расположил свои опыты следующим образом.

На металлическую пластинку A (рис. 618) падает свет источника O, прошедший сквозь диафрагму b. Перед пластинкой установлена сетка G, и между сеткой и пластинкой может быть образовано электрическое поле при помощи особой батареи B с регулятором (потенциометр). Направление поля было от A к G. При действии света электроны, вылетающие из пластинки A, образуют между электродами A и G электрический ток, который можно наблюдать гальванометром, установленным в цепи AGB, но электрическое поле AG задерживает движение электронов. Увеличивая постепенно электрическое поле между A и G, Милликэн мог довести силу тока в

цепи AGB до нуля. *Максимальная* необходимая для этого разность потенциалов между A и G и определяла собою *максимальную* энергию вылетающих из пластинки электронов. На рис. 619 справа показано, как уменьшалась сила тока в гальванометре с увеличением разности потенциалов при освещении пластинки из лития ультрафиолетовым светом с длиною волны $\lambda = 0{,}2536$ μ. Из этого рисунка мы видим, что максимальный потенциал, необходимый для полной остановки всех электронов, мог быть определен довольно точно.

Обе пластинки A и G помещались внутри стеклянного сосуда, из которого был тщательно выкачан воздух. Поверхность металлической пластинки от времени до времени очищались специально устроенным ножом, помещенным внутри того же стеклянного сосуда и приводи-

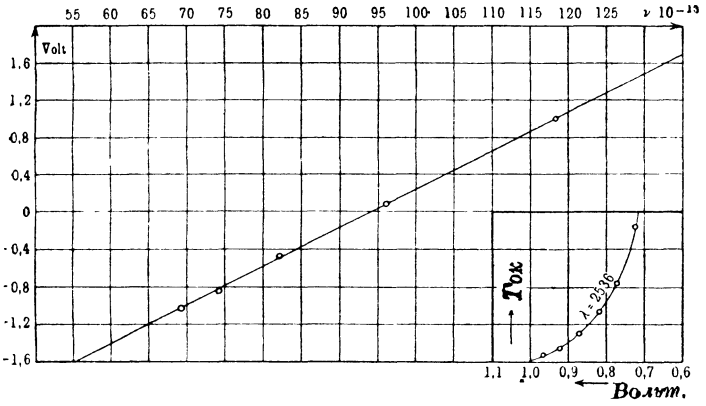


Рис. 619.

мым в движение снаружи при помощи электромагнита. Контактная разность потенциалов K исследуемого металла пластинки определялась, тоже не вынимая металл из сосуда. Вообще, как видим, Милликэн принял всевозможные предосторожности для того, чтобы получить опыт в возможно чистом виде.

Результаты этих опытов, произведенных поочередно с пятью разными линиями ультрафиолетового спектра паров ртути при пластинках из натрия и лития, показаны на рис. 619. Здесь по горизонтальному направлению отложены частоты падающего света ν, а по вертикальному направлению — соответствующие разности потенциалов пластинки и сетки. Из рисунка мы видим, что зависимость разности потенциалов, а следовательно, и максимальной энергии электронов, вылетающих из пластинки, от частоты колебаний светового луча изображается совершенно *прямою* линией. Следовательно, обе эти вели-

чины строго пропорциональны друг другу, как этого требует закон Эйнштейна. Кроме того, наклон этой прямой линии дает непосредственно отношение ε к ν, т. е. величину h планковой постоянной. Опыты Милликэна дали для этой величины в абсолютных единицах

$$h = 6{,}58 \cdot 10^{-27} \text{ эрг. сек.}$$

584. Возбуждение лучеиспускания толчком электронов. — Тот же самый закон Эйнштейна применим и к обратному явлению, а именно, когда дана кинетическая энергия $\frac{mv^2}{2}$ электронов и требуется определить, какую частоту колебаний способны возбудить эти электроны толчком.

Если применить этот закон к случаю возбуждения X-лучей катодными лучами, то контактною разностью можно в большинстве случаев пренебречь, положив $P = 0$. Энергия электрона катодного луча равна его заряду e, умноженному на разность потенциалов в трубке V, и мы имеем:

$$E = \frac{mv^2}{2} = eV = h\nu.$$

Для большего удобства при расчетах мы можем представить эту формулу в несколько ином виде.

Пусть разность потенциалов выражена в *вольтах*. Тогда при переводе на абсолютные электромагнитные единицы необходимо умножить V на 10^8. Величина e в тех же электромагнитных единицах равна $1{,}59 \cdot 10^{-20}$, и, следовательно, энергия

$$E = 1{,}59 \cdot 10^{-20} \cdot V \cdot 10^8 \text{ эрг.}$$

С другой стороны, выразим ν через длину волны λ, а эту последнюю будем измерять в микронах ($\mu = 10^{-4}$ *см*); тогда получим:

$$1{,}59 \cdot 10^{-20} \cdot V \cdot 10^8 = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \frac{3 \cdot 10^{10}}{\lambda \cdot 10^{-4}},$$

и, следовательно,

$$V(\text{вольт}) \cdot \lambda(\text{микрон}) = 1{,}234.$$

При остановке электрона у антикатода могут появиться X-лучи самых разнообразных длин волн, но величина $h\nu$ *не может быть больше,* чем N. Это означает, что спектры лучей импульсивной волны Стокса (стр. 616, **513**) должны иметь резкую границу на стороне *жестких* лучей, т. е. малых длин волн.

Многочисленные опыты, произведенные при самых разнообразных потенциалах (ср. рис. 574 и 575, стр. 627 и 628, **518**) в рентгеновых трубках, от 10 до 100 киловольт, вполне подтвердили это следствие закона Эйнштейна и дали

$$h = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \text{ эрг. сек},$$

в согласии с тою величиною, которая была получена на основании опытов Луммера и Прингсгейма с лучеиспусканием черного тела и опытов Миликэна с фотоэлектричеством.

Напомним читателю, что в опытах Франка и Гертца возбуждение ультрафиолетовой линии $\lambda = 0{,}2537$ μ в спектре паров ртути получалось посредством толчка электронов, двигающихся со „скоростью“ 4,9 вольт (стр. 646, **530**). Легко видеть, что это вполне соответствует закону Эйнштейна:

$$\lambda \cdot V = 0{,}2537 \cdot 4{,}9 = 1{,}243.$$

Тот же закон должен быть применяем и при возбуждении свечения газов в гейслеровых трубках и вообще при светящихся разрядах в газах.

Однако между возбуждением световых и ультрафиолетовых лучей, с одной стороны, и возбуждением *X*-лучей — с другой, наблюдается существенное различие. Световые лучи с частотою ν возбуждаются тотчас же, как только энергия летящего электрона достигнет величины $h\nu$. Между тем в рентгеновых трубках для возбуждения характеристических лучей энергия электрона должна быть не меньше, чем величина $h\nu$ для *самой короткой* волны возбуждаемых *X*-лучей. На рис. 575 (стр. 628) мы видели, что характеристические лучи возбуждаются только при потенциалах выше 100 000 вольт, а между тем для возбуждения линии $\alpha = 0{,}2$ было бы достаточно 60 000 вольт. Зато при достижении 100 000 вольт возбуждается вся серия *K*-лучей данного антикатода.

585. Люминесценция. — В явлениях люминесценции, т. е. при возбуждении свечения тел под действием света или под действием лучей Рентгена, наблюдается общее правило, подмеченное еще Стоксом, что люминесценция всегда состоит из лучей *большей* длины волны, чем длины волн лучей, возбуждающих эту люминесценцию. Так, например, для возбуждения *желтых* лучей бариево-платиновой соли рентгенового экрана необходимы *голубые*, *ультрафиолетовые* или *X*-лучи. Точно так же для возбуждения вторичных *X*-лучей необходимы первичные *X*-лучи, *более жесткие*, т. е. *меньшей* длины волны, чем вторичные, и т. д. Ленард, подробно изучивший явления люми-

несценции, пришел к заключению, что на самом деле процесс возбуждения люминесценции состоит из *двух* частей: прежде всего под действием световых лучей из молекул выделяются электроны, т. е. мы имеем дело с явлением фотоэлектричества; затем эти электроны, возвращаясь в молекулы, вызывают лучеиспускание толчком. Первая часть предположения Ленарда в настоящее время в особенности наглядно подтверждена опытами Уильсона (см. рис. 587, стр. 649, **532**).

Если принять гипотезу Ленарда, то квантовый закон Эйнштейна позволяет объяснить и правило Стокса. Действительно, по Эйнштейну, при каждом из этих двух процессов должно быть удовлетворено условие $\varepsilon = h\nu$.

Но в первом процессе энергии вылетающих электронов, как бы разнообразны они ни были, должны удовлетворять условию, чтобы ε_1 было никак не больше $h\nu_1$, что можно писать так:

$$\nu_1 \geqslant \frac{\varepsilon_1}{h}.$$

Точно так же и при втором процессе величина $h\nu_2$ для всех появляющихся при люминесценции лучей не должна превосходить ε_1, т. е.

$$\frac{\varepsilon_1}{h} \geqslant \nu_2.$$

Отсюда видим, что при люминесценции частота ν_2 возбужденного света не может быть больше частоты возбуждающего света ν_1, а это и есть правило Стокса:

$$\nu_1 \geqslant \nu_2.$$

586. Явление Комптона. — Недавно Комптон (A. H. Compton, 1922) при измерении спектров X-лучей заметил, что при диффузном отражении от молекул какого-либо тела длина волн их увеличивается. Спектрограммы Комптона показывают, что длина волн отраженных лучей на $0{,}02 \cdot 10^{-8}$ *см* больше, чем длина волн падающих лучей. Обыкновенная (классическая) теория волн этого объяснить не в состоянии. Но если применить к этому основной закон Планка, что квант энергии ε равен $h\nu$, и предположить, что при отражении часть энергии теряется, то и величина $h\nu$ должна при этом сделаться меньше, т. е. длина волны должна увеличиться. Более детальный подсчет показал, что и величина изменения длины волны $\lambda_2 - \lambda_1 = 0{,}02 \cdot 10^{-8}$ *см* тоже довольно хорошо сходится с теорией.

587. Кванты действия. — При дальнейшем развитии гипотезы Планка оказалось, что закон о целом числе квантов энергии

$$n \cdot \varepsilon = n \cdot h\nu$$

представляет собою только одно из частных проявлений более общего квантового закона. Это обстоятельство находится в связи с тем, что постоянной для всех тел и для всех молекулярных явлений является не величина ε, а величина h.

Из формулы Планка мы видим, что величина h представляет собою произведение из энергии на время:

$$h = \frac{\varepsilon}{\nu} = \varepsilon T$$

и в абсолютных единицах выражается так:

$$эрг \cdot сек = (дин \cdot сек) \cdot см.$$

Та часть этого произведения, которая заключена у нас в скобки, т. е. произведение из силы на время, называется *импульсом* силы, а произведение импульса на пройденный путь называется *действием* этого импульса. Как видим, действие аналогично работе, только вместо силы здесь поставлен импульс силы.

Так как сила F вообще равна произведению массы m на ускорение v', а ускорение, умноженное на время, равно приобретенной за это время скорости, то легко видеть, что импульс силы равен произведенному им *количеству движения*:

$$p = F \cdot t = mv't = mv.$$

Предположим, что под действием импульса p точка прошла путь q. Разделим пройденный путь q на элементарные участки dq, настолько малые, чтобы в их пределах можно было скорость v, а следовательно, и импульс p считать постоянными. Тогда мы можем положить путь dq равным скорости v, умноженной на элементарный промежуток времени dt, в который был пройден этот путь:

$$dq = v \cdot dt.$$

Действие импульса за время dt выразится у нас через

$$p \cdot dq = pv \cdot dt = mv^2 \cdot dt,$$

а действие за некоторый *конечный* промежуток времени, например за период T, в продолжение которого импульс мог меняться и по величине и по направлению, т. е. полное действие, будет равно сумме подобных выражений, взятой по всем элементарным промежуткам времени dt, составляющим полное время T. Если импульс изменяется

непрерывно, то вместо суммы мы должны написать интеграл; итак, полное *действие* за время T будет равно

$$\int_0^T p\,dq = \int_0^T mv^2 \cdot dt.$$

Сделаем теперь следующую *основную гипотезу.*

Во всех периодических молекулярных процессах величина действия за полный период должна равняться целому числу квант действия $n \cdot h$. Формально наша гипотеза выразится интегралом

$$\int_0^T p \cdot dq = \int_0^T mv^2 \cdot dt = n \cdot h.$$

Применим эту гипотезу к двум случаям: к колеблющемуся и к вращающемуся электрону.

В случае гармонически колеблющегося электрона (вибратор) *средняя* величина mv^2 за ***полный*** период колебания будет равна, как мы знаем (стр. 344, **310**), полной энергии колебаний ε, и, следовательно, наш интеграл даст:

$$\varepsilon T = n \cdot h, \text{ или } \varepsilon = nh\nu,$$

т. е. уже известную нам формулу Планка.

Теперь предположим, что электрон вращается по кругу с постоянной скоростью v (ротатор) вокруг положительно заряженного ядра атома, в соответствии с гипотезой Ретерфорда (стр. 681, **559**). В этом случае величина mv^2 постоянна, и наш закон квантового действия даст непосредственно:

$$mv^2 T = n \cdot h, \text{ или } \frac{mv^2}{2} = n \cdot \frac{h\nu}{2}.$$

Как видим, для ротатора закон Планка несколько изменяется, и кванты *кинетической* энергии равны половине $h\nu$.

Вычислим ***полную*** энергию для этого последнего случая.

Потенциальная энергия двух зарядов $-e$ электрона и $+e_0$ ядра, находящихся на расстоянии r друг от друга, равна (стр. 87, **79**)

$$W_{pot} = C - \frac{ee_0}{r},$$

где постоянная величина C зависит от *начала* счета потенциальной энергии. При вращении электрона вокруг ядра, подобно планете во-

круг солнца, взаимное их притяжение должно уравновешиваться центробежною силою; поэтому имеем:

$$\frac{ee_0}{r^2} = \frac{mv^2}{r},$$

и выражение для потенциальной энергии мы можем представить в виде:

$$W_p = C - mv^2.$$

Кинетическая энергия электрона равна

$$W_k = \frac{mv^2}{2}.$$

Сумма потенциальной и кинетической энергии, или *полная* энергия вращающегося электрона, будет выражаться формулой:

$$W = W_p + W_k = C - \frac{mv^2}{2}.$$

Имея в виду дальнейшие применения, введем во все вышенаписанные уравнения угловую скорость обращения электрона вокруг ядра

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu.$$

Положив $v = r\omega$, получим для равновесия сил притяжения и центробежной силы уравнение закона Кеплера:

$$mr^3\omega^2 = ee_0.$$

И для разности *полных* энергий электрона на двух каких-либо орбитах:

$$W_1 - W_2 = \frac{m}{2}\left(v_2^2 - v_1^2\right) = \frac{m}{2}\left[(r_2\omega_2)^2 - (r_1\omega_1)^2\right].$$

Оба полученных нами уравнения нам сейчас понадобятся.

588. Теорема Бора. — Значительный шаг вперед в применении теории квантов был сделан датским физиком Бором (Niels Bohr, 1913), которому удалось при помощи теории квантов объяснить *линейчатые* спектры.

В основу своей теории Бор положил гипотезу Резерфорда о строении атома, а именно он предположил, что каждый атом состоит из положительно заряженного ядра, вокруг которого, как планеты вокруг солнца, вращаются электроны. В предыдущем пара-

графе мы уже вывели, что для такого движения должно иметь место соотношение:

$$mr^3\omega^2 = ee_0.$$

Эта формула вполне соответствует известным законам Кеплера о движении планет вокруг солнца, потому что всемирное тяготение также действует обратно пропорционально квадрату расстояния, как и электрическое взаимодействие. Но в уравнении Кеплера расстояния планет от солнца могут быть любые, лишь бы для каждого расстояния r планета двигалась с соответствующею угловою скоростью ω, так чтобы произведение $r^3\omega^2$ было постоянно.

В применении к молекулярным процессам мы должны еще ввести квантовое условие для ротатора, которое мы вывели тоже в предыдущем параграфе, а именно

$$2\pi mr^2\omega = nh.$$

Из сопоставления обоих этих условий, т. е. уравнения Кеплера и уравнения квантов, мы получаем:

$$r = \frac{n^2h^2}{4\pi^2mee_0},$$

$$\omega = \frac{8\pi^3me^2e_0^2}{n^3h^3}.$$

Таким образом, благодаря добавочному квантовому условию, радиусы электронных орбит не могут быть произвольными. Величины n должны быть *целыми* числами, а потому радиусы *возможных орбит* электронов вокруг одного и того же ядра с зарядом e_0 должны относиться, как квадраты целых чисел:

$$1^2 : 2^2 : 3^2 : 4^2 = 1 : 4 : 9 : 16...,$$

а периоды обращений T этих электронов будут относиться, как кубы тех же чисел.

Если бы мы эти периоды обращений электронов отождествили с периодами световых колебаний, испускаемых данным атомом, как это делала прежде электронная теория, то пришли бы к формуле для линейчатых спектров, которая совершенно не соответствует действительности (ср. стр. 714, **579**).

Поэтому Бор был принужден откинуть это предположение и сделать еще добавочную гипотезу. Бор предположил, что электрон, двигаясь по одной из вышевычисленных орбит, совсем не дает никакого лучеиспускания, а что лучеиспускание происходит только тогда, когда

электрон под действием каких-либо внешних причин сбивается с своей орбиты и переходит на другую, тоже возможную для него орбиту. Если обозначить энергии электрона на этих двух орбитах через W_2 и W_1, то частота лучеиспускания ν, получающегося при этом, определяется квантовым уравнением:

$$W_2 - W_1 = h\nu.$$

Заметим, что вновь введенное предположение Бора о том, что вращающийся вокруг центрального ядра атома электрон *не лучеиспускает*, противоречит обыкновенной теории электронов, по которой (стр. 695 **568**) вращающийся электрон (как, например, в явлении Зеемана) должен испускать электромагнитные волны. Но так как предположение Бора привело к результатам, согласным с законами лучеиспускания линейчатых спектров, то нам ничего не остается, как принять его пока и предоставить дальнейшему ходу науки выяснить причины этого противоречия.

Подставляя полученные нами выражения для *возможных* по теории квантов r и ω в выражение разности двух энергий предыдущего параграфа, имеем для двух орбит под номерами n и k:

$$\nu = \frac{2m\pi^2e^2e_0^2}{h^3}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right),$$

где n и k представляют собою любые *целые* числа.

Эта формула, полученная Бором, замечательна не только тем, что она имеет ту же форму, как и эмпирическая формула Бальмера, но в особенности тем, что даже численная величина входящего в нее коэффициента вполне совпадает с данными опыта. Действительно, если подставить в эту формулу значения

$$h = 6{,}55 \cdot 10^{-27};\ m = 0{,}9 \cdot 10^{-27};\ e = 4{,}77 \cdot 10^{-10}$$

и обозначить через Z отношение заряда ядра к заряду электрона, то получаем:

$$\nu = 3{,}27 \cdot 10^{15} \cdot Z^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right),$$

между тем как опыт спектроскопии дает для коэффициента — 3,29.

В спектроскопии эта формула большею частью пишется не для частоты колебаний ν, а для длины электромагнитной волны в пустоте; на основании соотношения $\lambda \cdot \nu = C$ мы можем написать:

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot Z^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right).$$

Наиболее точная величина R, найденная из опытов:

$$R = 109\,737 \ см^{-1}.$$

589. Спектры водорода. — Применим формулу Бора к наиболее простому из атомов, а именно к водороду. В атоме водорода предполагается только один электрон, поэтому $e_0 = e$, или $Z = 1$.

Если положить $n = 1$, то для $k = 2$, 3, 4 и т. д. мы получим целый ряд спектральных линий, или серию линий ультрафиолетового света. Самая короткая из этих линий будет при $k = \infty$ и $n = 1$:

$$\lambda_1 = \frac{1}{R} = 0{,}091\,\mu.$$

Для того, чтобы получить эту линию, необходимо отнять от атома водорода его электрон, т. е. ионизировать водород, отнеся электрон как можно дальше от атома, а затем дать ему падать на ионизированный атом. При падении из бесконечности на первую, ближайшую к ядру орбиту получим линию λ_1.

При падении с других орбит получатся более длинные волны. Большинство этих линий были действительно наблюдены Лиманом.

Если положить $n = 2$, то для $k = 3$, 4, 5 и т. д. получим новую серию бальмеровых линий, которая начинается с фиолетовой линии

$$\lambda_2 = \frac{4}{R} = 0{,}37\ \mu$$

и продолжается в видимом спектре. В числе этих линий находятся давно известные линии водорода ($k = 3, 4, 5$), обозначаемые обыкновенно

$$H_\alpha = 0{,}656\ \mu;\ H_\beta = 0{,}486\ \mu;\ H_\gamma = 0{,}434\ \mu.$$

Наконец, положим еще $n = 3$. Спектр этой серии лежит в инфракрасном. Некоторые из этих линий были найдены Пашеном, а именно длины волн

$$\lambda = 1{,}88\ \mu;\ \lambda = 1{,}28\ \mu.$$

На рис. 620 представлены первые пять орбит электронов в атоме водорода, возможных по теории Бора; радиусами показаны переходы электрона с одной орбиты на другую при лучеиспускании трех вышеупомянутых серий: Лимана, Бальмера и Пашена.

В прежнее время водороду приписывались еще две серии, эмпирические формулы которых были:

$$(\lambda)^{-1} = R\left(\frac{1}{(1{,}5)^2} - \frac{1}{m^2}\right);\ (\lambda)^{-1} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(m + 0{,}5)^2}\right),$$

где m представляет собою целые числа. Однако в этих формулах числа n и k *не целые*, и казалось, что эти серии противоречат теории квантов. Более тщательные опыты показали, что на самом деле эти спектральные линии испускаются не водородом, а ионизированным гелием. У гелия, как мы знаем, два электрона, и заряд его ядра вдвое больше, чем у водорода. Ионизированный гелий потерял при ионизации один электрон; поэтому для ионизированного гелия надо положить $e_0 = 2e$, и величина Z должна быть взята в 2 раза больше, чем для водорода. В таком случае, для получения *тех же* линий, величина, стоящая в скобках, должна быть разделена на 4, и мы получаем:

$$(\lambda)^{-1} = RZ^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right).$$

Теперь числа n и k опять сделались *целыми* в согласии с теорией квантов и с теорией Бора.

Уже из этого примера мы видим, что атом одного и того же элемента при различных условиях может получать различные спектры. Спектры ионизированных атомов и молекул должны отличаться от спектров неионизированных. Это следствие теории хорошо подтверждается опытами Ленарда, которому удалось при помощи электрического поля отделить в вольтовой дуге ионизированные молекулы от неионизированных и доказать, что их спектры разные.

Однако изложенная нами теория спектров водорода тоже представляет собою только первое приближение к истине. Во-первых, электроны не должны непременно двигаться по кругам, как мы это предположили; их орбиты могут быть и эллиптической формы различных эксцентриситетов и различного наклона друг к другу. Затем, как и в нашей солнечной системе, силы взаимодействия будут приводить в движение не только электроны (планеты), но также и ядро атома (солнце). Наконец, при более сложном строении атома, чем у водорода, когда ядро окружено целой системой электронов, число которых может доходить даже до 92 (в элементе уране), движение каждого из них будет зависеть от положения и от движения всех остальных электронов того же атома, и теория спектральных линий для таких элементов будет, конечно, очень сложною; она до сих пор еще далеко не разработана. Только для тех простейших случаев, когда наружный электрон находится на довольно *большом* расстоянии от остальной части атома, мы можем при расчете считать эту остальную часть за ядро; заряд этого эффективного ядра нужно будет принять равным заряду действительного ядра, за вычетом заряда окру-

жающих его остальных электронов. Очевидно, что спектры таких тел должны быть похожи на спектр водорода. Это и подтверждается на опыте.

590. Спектры характеристических *X*-лучей. — Спектральные формулы для *X*-лучей были впервые установлены Мозелеем (стр. 630, **518**), они аналогичны формулам Бальмера и имеют вид:

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z-S)^2\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{k^2}\right).$$

Теория Бора объясняет эти формулы следующим образом.

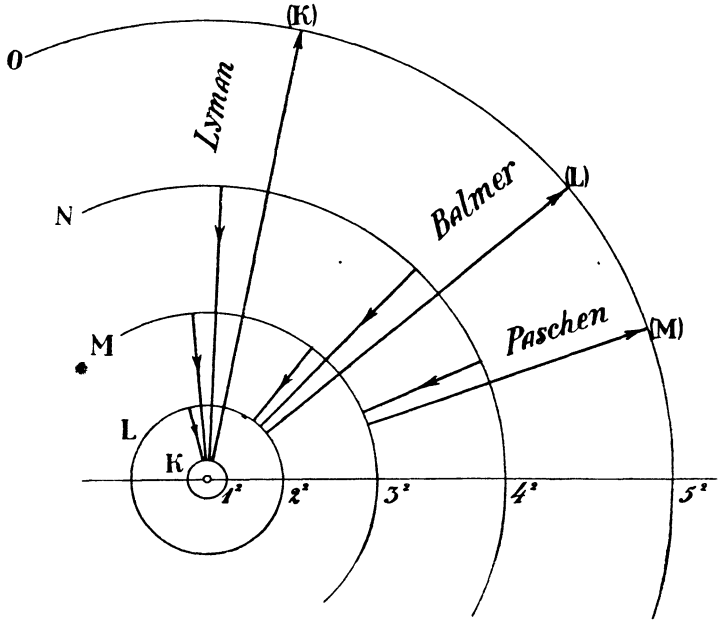


Рис. 620. Орбиты водородного атома.

Центральное ядро атома химического элемента несет в себе положительный заряд Ze, где Z — порядковый номер элемента в таблице Менделеева, а e — элементарный заряд, равный заряду одного электрона. Центральное ядро атома окружено электронами, расположенными в целом ряде слоев, которые мы назовем K, L, M... (рис. 620).

Если под действием каких-либо причин, толчком быстро несущегося электрона или под действием жестких лучей Рентгена, мы вытолкнем из внутреннего слоя K один электрон, то его место тотчас же заполнится другим электроном, упавшим из вышележащих слоев L, M, N. Но каждое падение электрона из одного слоя в другой

должно, по теории Бора, сопровождаться лучеиспусканием по закону $W_2 - W_1 = h\nu$. Так как слоев несколько и падение в слой K может происходить из любого высшего слоя, то в спектре у нас получится целая серия спектральных линий. Все эти линии вместе будут образовывать K-лучи.

Если выталкивание произошло из L-слоя, то подобным же процессом замещения недостающего электрона из вышележащих слоев мы получим серию L-лучей. Выталкивание из M-слоя даст M-лучи и так далее.

Мы видим, таким образом, что теория образования спектров X-лучей вполне аналогична с теорией спектров водорода.

Однако между этими двумя случаями имеются существенные различия.

Во-первых, заряд ядра, величина Z, для тех металлов, которые обыкновенно употребляются как антикатоды в рентгеновских трубках, значительно превосходит величину $Z = 1$ для водорода. Поэтому и частота получающихся лучей будет значительно больше. У нас вместо видимого света должны получиться лучи с малыми длинами волн, которые лежат далеко за ультрафиолетовым концом спектра, т. е. X-лучи, как это на самом деле и наблюдается.

Во-вторых, около ядра атома водорода расположен всего только один электрон. При наличности многих электронов, расположенных в нескольких слоях, действие центрального ядра на каждый из этих электронов будет изменено. Так как электроны должны отталкиваться друг от друга, то вообще можно сказать, что притяжение центрального ядра будет ослаблено, причем ослабление для более далеких слоев будет больше, чем для более внутренних слоев. Все эти соображения действительно оправдываются результатами опытов Мозелея и позднейших ученых, потому что величина S в формулах Мозелея, которая вычитается из Z, растет при переходе от K-лучей к L-лучам и так далее.

Присутствие целого ряда слоев, находящихся в атоме, влияет на лучеиспускание еще в другом отношении. Хотя выталкивание электронов возможно из любого слоя, лишь бы на это хватило энергии, однако вытолкнуть электрон нужно непременно *наружу* атома, за самый крайний слой электронов, потому что в *цельном* атоме, где все электронные слои уже заняты, для выталкиваемого электрона в них нет места. Энергия, необходимая для выталкивания электрона наружу, может быть определена из вышенаписанной формулы, если положить в ней $k = \infty$, а именно:

$$W_\infty = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = hcR(Z-S)^2 \frac{1}{n^2}.$$

Если толчок произведет такую работу, то электрон будет вытолкнут, и последующее падение электронов из вышележащих слоев даст сразу *целую серию* спектральных линий. Если же выталкивание происходит из последнего, наружного слоя, то в зависимости от силы толчка электрон может перейти на одну из следующих, возможных для него по теории Бора орбит, а при обратном падении он может дать спектр, состоящий всего только из *одной* линии от целой серии. Это имело место, например, в опытах Франка и Гертца при возбуждении толчком электронов спектральной линией $\lambda = 0{,}25\ \mu$ в парах ртути.

Так как возбуждение X-лучей в принципе ничем не отличается от возбуждения лучеиспускания из наружных слоев атома, то для наглядности описания этих процессов мы можем пользоваться тем же рисунком 620, который нам служил для наглядного изображения возникновения спектра водорода.

Обратимся к схеме рис. 620 для выяснения вопроса о жесткости различных X-лучей. Для возбуждения K-лучей необходимо, как мы сказали, вытолкнуть электрон из *первого* внутреннего слоя K *наружу* [см. стрелку у радиуса (K), рис. 620]. Последующее падение электронов из слоев L, или M, или N в слой K (см. стрелки) дает спектральные линии, которые принято обозначать через K_γ, K_β, K_α.

Для возбуждения L-лучей требуется меньше энергии, потому что вытолкнуть электрон из слоя L наружу легче, чем из слоя M. Соответственным образом и при падении электронов из вышележащих слоев в слой L получатся X-лучи, более мягкие, с большею длиною волны, чем K-лучи и т. д.

Изложенная нами здесь вкратце теория возникновения X-лучей тоже представляет собою только *первое приближение* к истине. Подробное изучение спектров показало, что слой L не ординарный, а состоит из трех слоев, точно так же слой M состоит из пяти, а слой N — даже из семи слоев, и т. д.

Во всяком случае нужно признать, что в *основе своей* эта теория соответствует действительности.

591. Поглощение X-лучей.—Когда X-лучи попадают внутрь какого-либо тела, поставленного на их пути, то происходят три явления: рассеяние X-лучей, выбрасывание ими электронов и возбуждение вторичных X-лучей.

Рассеяние X-лучей в данном теле происходит тем сильнее, чем выше порядковый номер элемента, чем больше величина Z, т. е. чем больше электронов находится в тех атомах, которые луч встретил на своем пути. Рассеивание жестких лучей вообще слабее, чем лучей мягких.

Выбрасывание электронов, или образование вторичных катодных лучей, представляют собою не что иное как фотоэлектрическое явление, теорию которого мы уже разобрали выше (стр. 719, **582**).

Возбуждение вторичных характеристических лучей первичными X-лучами тоже представляет собою явление люминесценции, только невидимой нашим глазом, и к нему тоже применимо правило Стокса. Для возбуждения люминесценции необходимо прежде всего вытолкнуть электрон из какого-либо слоя атома наружу, и на это выталкивание требуется энергия W_∞ (стр. 733, **590**). Все первичные лучи, у которых величина $h\nu$ *больше* этой величины W_∞, могут возбудить вторичные катодные и вторичные X-лучи; все же лучи, у которых $h\nu$ меньше W_∞, не в состоянии вызвать люминесценции, они будут только рассеиваться.

Если мы поставим на пути X-лучей пластинку из какого-либо материала и будем изучать при помощи спектрографа лучи, прошедшие сквозь эту пластинку, то увидим так называемый *спектр поглощения*. В том месте спектра, которое соответствует условию $h\nu = W_\infty$, мы увидим резкую границу: все лучи с большей длиной волны будут ослаблены только *рассеиванием*, между тем как все лучи, у которых $h\nu = W_\infty$ и больше, кроме того, будут и *поглощены*; их энергия частью будет истрачена на возбуждение люминесценции.

Для различных тел, поставленных на пути первичных X-лучей, получаются различные границы в спектрах поглощения, и в одном и том же спектре могут быть несколько таких резких границ. За каждой резкой границей, где $h\nu = W_\infty$, обыкновенно наблюдается более слабое поглощение, затем наступает вторая резкая граница, и т. д. Измеряя величины ν для этих границ, мы можем определить соответствующие им энергии. Это и будут те энергии, которые необходимы для выталкивания электрона из различных слоев атома K, L, M наружу. Полученные таким образом данные вполне согласуются с крайними границами лучеиспускания (т. е. для $k = \infty$) характеристических лучей (стр. 732, **590**) данного тела.

592. Теория Зоммерфельда.— Из предыдущего мы видим, что теория Бора дает прекрасные результаты в применении к простейшим случаям, как, например, к спектру водорода, с одной стороны, и спектру X-лучей — с другой. Распространение этой теории и на другие, более сложные случаи стало возможным благодаря работам Зоммерфельда. Изучая теорию движения электронов внутри атомов не только по кругам, но также и по эллиптическим орбитам (как это, между прочим, имеет место и в нашей планетной системе), Зоммерфельд показал, что теория квантов в применении к этому более

общему случаю позволяет вывести целый ряд новых замечательных следствий, о которых мы можем дать здесь только самые краткие сведения.

Во-первых, теория квантов, по Зоммерфельду, выбирает из бесконечного разнообразия всевозможных эллиптическах орбит только некоторые, определенной *величины*, определенный *формы* (эксцентриситета) и определенного *наклона* плоскостей орбит друг к другу. На каждой из этих допускаемых теориею квантов орбит электрон обладает определенной величины энергией. Разность энергий при переходе с одной орбиты на другую дает, как и в теории Бора, определенную величину ν и, следовательно, особую линию в спектре. Строение спектров при этом получается гораздо более сложное, чем при элементарной теории, как это и соответствует действительности, в особенности для тех атомов, у которых имеется несколько слоев электронов.

Далее, при движении по эллипсу скорость электрона *не постоянна*, как это имеет место в круговых орбитах; при приближении к ядру скорость электрона должна увеличиваться, а при удалении от ядра она должна уменьшаться. Это прямо следует из закона сохранения энергии и наблюдается при движении планет вокруг солнца. Между тем мы знаем, что при больших скоростях движения уже обнаруживается зависимость массы электрона от его скорости (стр. 688, **562**), а в таком случае, как показывает теория, движение электрона не будет происходить все по одному и тому же эллипсу, а сам эллипс будет менять свое положение, оставаясь, однако, в той же плоскости. В результате подобного более сложного движения и в спектре должны получаться вместо одной линии двойные линии, или так называемые *дублеты*. Такие дублеты действительно наблюдаются и в видимом спектре и в спектрах X-лучей, и расстояния между линиями этих дублетов оказались в точности совпадающими с предсказаниями теории Зоммерфельда.

Так как по теории Зоммерфельда не только величина и форма, но и *ориентировка* орбит электронов подчиняется квантовым условиям, то при действии на атом *магнитного* или *электрического* поля различные ориентировки орбит относительно этих полей дают различные величины энергии. Основываясь на этом, Зоммерфельду, Эпштейну и другим удалось дать теорию явлений Зеемана и Штарка (стр. 699, 703, **571**), которая обнимает собою гораздо большее число наблюденных фактов, чем это может объяснить простая теория электронов без применения квантовой гипотезы.

В последнее время теория квантов стала с успехом применяться и к объяснению строения линейчатых спектров и других тел более слож-

ного строения, чем водород, а также к объяснению так называемых *полосатых* спектров. Однако эта теория значительно сложнее той, которую мы излагали выше, и, кроме того, она еще только начинает разрабатываться и потому не может быть включена в рамки этой книги.

593. Строение атомов химических элементов. — В предыдущих параграфах мы уже пользовались неоднократно современными гипотезами о строении атомов, и теперь нам необходимо подвести общий итог.

Первое указание на то, что все химические элементы родственны друг другу и что строение их имеет много общего, мы имеем в знаменитой периодической системе химических элементов Д. И. Менделеева. При возникновении таблицы Менделеева казалось, что периодичность химических свойств получается сама собою, если располагать все элементы по возрастающим *атомным весам*. Хотя правильное возрастание атомных весов нарушалось в четырех местах таблицы, нельзя было подыскать никакой причины подобной аномалии. Теперь мы знаем, что порядок химических элементов в таблице устанавливается не атомным весом тел, а *электрическим зарядом* центрального ядра их атомов. Центральное ядро может содержать только целое число элементарных зарядов Z, и это же целое число и представляет собою *порядковый номер* элемента в таблице Менделеева. Атомный вес, правда, в большинстве случаев растет с порядковым номером, но не всегда, а потому он не может служить точным руководящим принципом при составлении таблицы.

В особенности ясно это сделалось после открытия изотопов, т. е. элементов с одинаковыми химическими свойствами, занимающих одно и то же место в таблице, но имеющих весьма различные атомные веса.

Далее, в *незаряженном* атоме, кроме положительно заряженного ядра, должны заключаться и отрицательно заряженные электроны, и притом в количестве, равном тому же порядковому номеру Z. В известных до сих пор химических элементах число электронов бывает от 1 до 92.

По всей вероятности, эти электроны расположены вокруг ядра несколькими слоями. При этом наружные слои, от строения которых должны главным образом зависеть *химические свойства* элементов, должны быть в сходных элементах, т. е. в элементах одного и того же столбца (группы) таблицы, сходны по конструкции. Это обстоятельство заставляет нас предполагать, что наружный слой электронов должен иметь не более 8 электронов в соответствии с числом элементов первого ряда. Что же касается внутренних рядов электронов, от

которых зависят спектры X-лучей, то здесь никакой периодичности не наблюдается: коэффициенты $(Z-S)$ в спектральных формулах X-лучей все время возрастает с порядковым номером элемента. Очевидно, внутренние слои электронов построены для элементов одинаково. Это выразилось, между прочим, и в том обстоятельстве, что мы для схемы X-лучей пользовались тем же чертежом, что и для спектра водорода.

Атомы *водорода* имеют около ядра только один электрон, а атомы *гелия* имеют два электрона. Вот эти-то два электрона и будут составлять первый слой электронов во всех химических элементах.

Второй ряд элементов в таблице начинается с элемента *лития*, для которого заряд ядра $Z=3$ и у которого число электронов во втором, т. е. наружном, слое будет 1. Такое же число электронов наружного слоя мы можем ожидать и в натрии и вообще во всех сходных между собою элементах первого столбца (первой группы) таблицы.

Прибавляя дальше по одному электрону на каждый номер первого ряда таблицы, мы доходим, наконец, до *неона*, у которого в наружном слое будет 8 электронов.

С *натрия* нужно начать *новый*, т. е. третий, слой электронов, для того, чтобы иметь и в нем, как и у сходного с натрием *лития*, только один наружный электрон. В натрии мы будем, следовательно, иметь в его трех слоях 2, 8, 1 электрон; в *хлоре* мы получим 2, 8, 7 электронов, и весь третий период элементов закончится *аргоном*, у которого крайний наружный слой опять будет иметь 8 электронов, как и у *неона*.

Продолжая таким образом далее, мы можем понемногу установить все слои электронов и всю основную конструкцию атомов химических элементов. В нижепомещенной таблице мы привели распределение электронов по слоям в инертных газах, т. е. в элементах последнего столбца таблицы элементов, в которых наружные слои закончены:

He : 2	= 2
Ne : 2 + 8	= 10
A : 2 + 8 + 8	= 18
Kr : 2 + 8 + 18 + 8	= 36
X : 2 + 8 + 18 + 18 + 8	= 54
Em : 2 + 8 + 18 + 32 + 18 + 8	= 86

На рис. 621 даны схемы строения некоторых наиболее простых атомов: H — водорода, He^+ — ионизированного гелия, He — гелия, двух изотопов Li — лития, F — фтора, Ne — неона, Na — натрия, по одному изотопу Cl — хлора и A — аргона.

Не нужно, однако, думать, что электроны в атомах действительно расположены по окружностям, как это у нас показано на схемах ради наглядности. Большинство физиков предполагает, что электроны находятся в постоянном движении, как это принимает и теория Бора, однако никаких подробностей в этом отношении пока еще не выяснено.

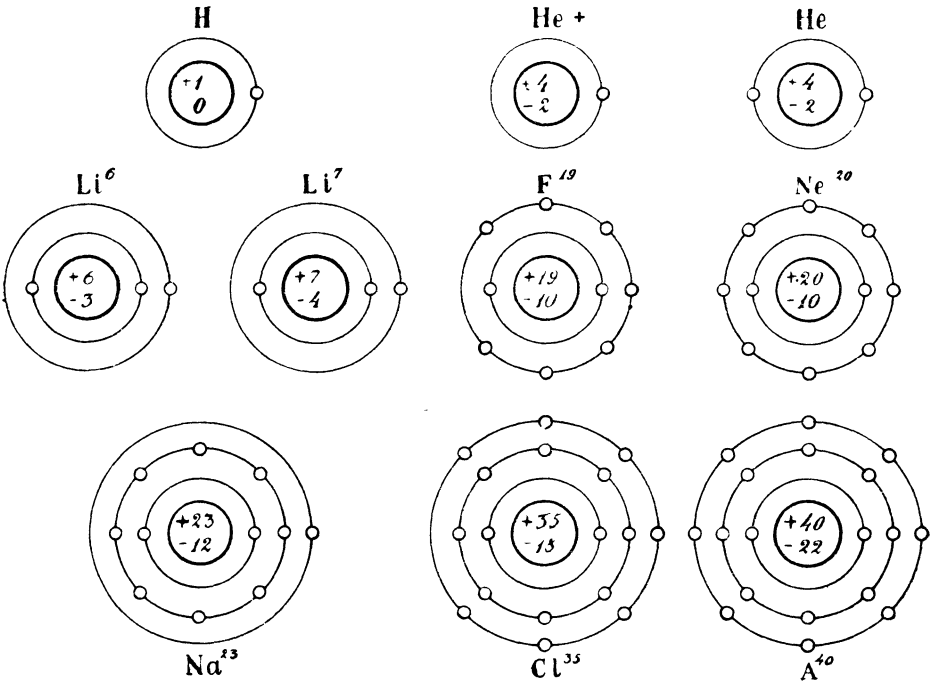


Рис. 621. Строение атомов химических элементов.

Тем не менее из этого представления о строении атомов, которое в настоящее время еще только намечается, мы может вывести целый ряд следствий.

Прежде всего заметим, что в последнем столбце менделеевской таблицы, где находятся элементы с вполне сформировавшимся наружным слоем, состоящим из 8 электронов, размещены так называемые *инертные газы,* которые не образуют никаких химических соединений. Повидимому, конфигурация из 8 электронов представляет собою наиболее *устойчивую* систему; но причина этой устойчивости нам пока неизвестна.

Мы уже сказали, что в *первом* столбце таблицы атомы имеют в наружном слое по *одному* электрону. Эти элементы легко *теряют* свой электрон, т. е. имеют свойство легко заряжаться положительным эле-

ктричеством, образовывать *положительные ионы*. Это — так называемые *электроположительные* элементы. Наоборот, в VII столбце помещаются *электроотрицательные* элементы: они легко *принимают* в себя электрон и образует *отрицательные ионы*. Таким образом, как элементы первого столбца, так и элементы седьмого столбца стремятся образовать наружный слой из *восьми* электронов и тем самым сделать его более устойчивым, по образцу инертных газов.

На рис. 621 у нас изображена схема атомов лития и натрия, у которых в наружном слое по одному электрону, и атомы фтора и хлора, у которых в наружном слое нехватает до полных восьми тоже одного электрона. При соединении этих атомов в молекулу фтористого лития и хлористого натрия опять достигается устойчивая конфигурация из восьми электронов. Для кристаллов фтористого лития Дебай и Шерер действительно доказали, что один электрон лития перешел к фтору. Это следует из того, что интенсивности отражения *X*-лучей от атомов лития и фтора, находящихся в кристалле фтористого лития, относятся, как 2 : 10, а не как 3 : 9, как этого можно было бы ожидать. Следовательно, атомы фтора в этом кристалле имеют, кроме внутреннего слоя из двух электронов, *полный* наружный слой из 8 электронов, подобно неону.

Можно себе представить, что при образовании воды два атома водорода, соединяясь с одним атомом кислорода, тоже пополняют наружный слой этого последнего до устойчивой конфигурации восьми электронов неона и т. д.

Однако все эти предположения имеют пока значение только общей ориентировки. Они будут иметь под собою твердую почву только тогда, когда удастся подтвердить их *количественно* и когда появится возможность на основании гипотез о строении атомов *вычислять* энергии химических реакций.

Гораздо определеннее стоит дело в физических вопросах.

Явление ионизации состоит или в отщеплении одного из *наружных* электронов или в выталкивании одного из внутренних электронов. Необходимые для этого энергии в большом числе случаев известны.

Наружные электроны, возвращаясь обратно к ионизованному атому, образуют спектры инфракрасных, видимых и ультрафиолетовых лучей, серии Пашена, Бальмера, Лимана, которые для простейших элементов могут быть предвычислены на основании строения атомов. При выталкивании внутренних электронов, кроме ионизации и появления вторичных катодных лучей, возникают характеристические *K*-, *L*-, *M*-лучи. Длины волн этих лучей тоже могут быть вычислены из предположения о строении внутренних слоев электронов в атоме.

Таблица химических элементов

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	**1** H 1,008							**2** He 4,00
2	**3** Li 6,94	**4** Be 9,01	**5** B 11,0	**6** C 12,00	**7** N 14.01	**8** O 16,00	**9** F 19,00	**10** Ne 20,0
3	**11** Na 23,00	**12** Mg 24,32	**13** Al 27,1	**14** Si 28 3	**15** P 31,04	**16** S 32,06	**17** Cl 35,46	**18** A 39,88
4 →	**19** K 39,10 **29** Cu 63,57	**20** Ca 40,07 **30** Zn 65,37	**21** Sc 45,1 **31** Ga 69.9	**22** Ti 48,1 **32** Ge 72,5	**23** V 51,0 **33** As 74,96	**24** Cr 52,0 **34** Se 79,2	**25** Mn 54,93 **35** Br 79.92	**26** Fe **27** Co ←→ **28** Ni 55,84 58,97 58.68 **36** Kr 82,92
5	**37** Rb 85,45 **47** Ag 107,88	**38** Sr 87,63 **48** Cd 112.40	**39** Y 88,7 **49** In 114.8	**40** Zr 90,6 **50** Sn 118 7	**41** Nb 93,5 **51** Sb 120,2	**42** Mo 96,0 **52** Te 127.5	**43** Re ←→ **53** J 126.92	**44** Ru **45** Rh **46** Pd 101,7 102,9 106,7 **54** X 130,2
6	**55** Cs 132,81 **79** Au 197.2	**56** Ba 137,37 **80** Hg 200,6	**57—71** Редкие земли **81** Tl 204,0	**72** Hf **82** Pb 207,2	**73** Ta 181,5 **83** Bi 209,02	**74** W 184,0 **84** Po (210)	**75** **85**	**76** Os **77** Ir **78** Pt 190,9 193,1 195,2 **86** Em (222)
7	**87**	**88** Ra 226,0	**89** Ac (22)	**90** Th 232,15 ← →	**91** Pa (23)	**92** U 238,2		

Редкие земли

57 La 139,0	**58** Ce 140,25	**59** Pr 140,9	**60** Nd 144,3	**61** Il	**62** Sm 150,4	**63** Eu 152,0	**64** Gd 157,3
65 Tb 159,2	**66** Ds 162,5	**67** Ho 163,5	**68** Er 167,7	**69** Tu I 168,5	**70** Ad 173,5	**71** Cp 175,0	

Примечание. Жирными цифрами обозначены номера элементов, светлыми цифрами — атомные веса.

Все это вместе служит нам указанием, что по вопросу о строении атомов мы находимся теперь на верном пути, хотя далеко еще не все является вполне выясненным.

594. Состав ядра. — О *строении* ядра атомов мы пока еще ничего определенного сказать не можем. Что же касается до *состава* ядра, то для некоторых тел у нас уже имеются определенные данные, полученные из опыта.

Во-первых, явления радиоактивности несомненно показывают, что атомы радиоактивных тел, как, например, радия, содержат в себе атомы *гелия*; а для того, чтобы из урана сделать свинец, нужно из его атома выкинуть 8 атомов гелия.

Затем Ретерфорд показал, что из атомов азота, бора, фтора, натрия, алюминия и фосфора можно при помощи толчка α-лучей получить атомы водорода.

Наконец, после открытия Астоном изотопов с атомными весами, выражающимися *целыми* числами, гипотеза Проута о том, что атомы всех химических элементов составлены из атомов водорода с атомным весом, равным *единице*, делается в высшей степени вероятною.

На основании всех этих данных мы можем представить себе ядра атомов химических элементов составленными из атомов водорода в числе, равном атомному весу рассматриваемого элемента A. Но не все эти атомы водорода будут иметь при себе полагающийся им электрон; некоторые из них, а именно в числе Z, должны быть лишенными электрона, так как ядро элемента с порядковым номером Z должно быть заряжено положительным электричеством $+Ze$. Будем называть ядро атома водорода, лишенное сопутствующего его обыкновенно электрона, *протоном*, а число электронов, находящихся в *ядре* данного элемента, обозначим через B. Тогда для состава ядра любого химического элемента, подразумевая под этим изотопы, а не их смеси, мы можем написать соотношение:

$$A - B = Z.$$

Все изотопы одной и той же смеси, или, по прежней терминологии, одного и того же элемента, имеющие *одинаковый* номер Z, но *различные* атомные веса A, будут заключать в своих ядрах и различное число электронов, но так, чтобы *разность* между атомным весом A и числом электронов B в ядре равнялась одному и тому же порядковому номеру Z смеси.

На рис. 621 показаны два изотопа лития с атомными весами 6 и 7. Ядро первого изотопа состоит из 6 протонов и 3 электронов, а второй изотоп имеет ядро, составленное из 7 протонов

и 4 электронов. Аналогичным образом мы можем представлять себе состав ядер и других химических элементов.

Ядро атома гелия, т. е. то, что вылетает из радиоактивных элементов в виде α-лучей, согласно только что сказанному, должно состоять из четырех протонов и двух электронов. Эта комбинация обладает, повидимому, очень большой устойчивостью, потому что α-лучи при вылетании из радиоактивных тел не разбиваются на протоны. Точно так же ядро элементов, атомный вес которых делится без остатка на 4, по всей вероятности, содержат в себе *цельные* ядра гелия, потому что Ретерфорду ни из одного из этих элементов не удалось получить атомы водорода.

То обстоятельство, что атомный вес водорода равен 1,0077, а атомный вес гелия и других элементов выражается *целым* числом единиц, при современном состоянии учения об электричестве уже не является противоречием. Действительно, мы уже говорили раньше (стр. 320, **292**), что *масса* тел может быть обусловлена находящейся в них *электромагнитной энергией*. Поэтому масса атомов водорода, образующих ядра химических элементов, т. е. масса протонов, может быть и меньше массы тех же атомов водорода в его свободном состоянии. Вполне естественно, что электромагнитная энергия заряженных электричеством протонов должна зависеть и от взаимного расстояния и от расположения этих протонов друг относительно друга. Мы можем даже подсчитать, какое количество энергии нужно затратить для того, чтобы из четырех атомов водорода составить один атом гелия.

Потеря массы *четырех грамм-атомов* водорода при образовании одного грамм-атома гелия (т. е. для четырех граммов гелия) равна $m = 4 \cdot (1{,}0077 - 1) = 0{,}0308$ *г*.

Соотношение между массой m и энергией W, по теории Эйнштейна, представляется следующей формулой;

$$W = mc^2,$$

где $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$ — скорость света в эфире. Соответствующая потерянной массе энергия будет равна:

$$0{,}0308 \cdot 9 \cdot 10^{20} = 0{,}277 \cdot 10^{20} \text{ эрг}.$$

Такое количество энергии теряется при образовании грамм-атома гелия из водорода. Оно приблизительно в 5 миллионов раз больше той энергии, которая выделяется во время горения тех же четырех грамм-атомов водорода при образовании воды. Такую же громадную

энергию необходимо затратить, чтобы снова разложить один грамматом гелия на водород. Эта громадная энергия вполне соответствует тому. что мы говорили выше об *устойчивости* конфигурации из четырех протонов, образующих ядро гелия.

В заключение этой книги мы обращаем внимание читателя на то многозначительное обстоятельство, что *основы* учения об электромагнетизме, заложенные Фарадеем, Максвеллом и Гельмгольцем, при дальнейшем развитии науки завоевывают себе все бо́льшие и бо́льшие области и постепенно делаются основами не только электромагнитных явлений, но и всех вообще физико-химических явлений природы.

Абсолютная температура 537.
Абсолютные единицы 15, 289.
Абсорбция (поглощение) волн 476.
» » света 528, 696.
Авогадро гипотеза 538.
Аккумуляторов расчет 585.
» соединение с динамомашиной 584.
Аккумулятор Грове 578.
» Планте 114, 578.
» Тюдора 579.
» Фора 579.
Актиний 669.
Александерсона машина большой частоты 499.
Алюминиевые электроды 587.
Алюминия добывание 586.
Альтернатор (генератор переменного тока) 432.
α-лучи 669, 677.
» число 676.
» пробег 679.
» рассеяние 680.
Ампера гипотеза 228.
» явление 221
Амперметр 280.
» » тепловой 282.
Ампервитки 373.
Ампер, сила тока 106.
Амперчасы 582
Амплитуда 340.
Ангстрём, единица длины 532.
Анодные лучи 598.
Анод 549.
Аномальная дисперсия 699.
Антенна 493, 500.
Антикатод 609.
Апериодический разряд 450.
Араго явление 263.
Аррениуса теория 557.
Асинхронные двигатели 435.
Астазирование 273.
Астона массовые спектры 604.
Атома строение 681, 737.
Атомный вес 535, 737.
Атомный вес водорода 605, 743.
Атом электричества (см. Электрон) 34, 554, 635.
Аудион 519.

Баллистический гальванометр 282.
Барнетта опыт 711.
Барабанный якорь 420.
Баркла 617, 628.
Батарея элементов 116, 131.
Батарея лейденских банок 94.
» термоэлементов 166.
Беспроволочный телеграф 492.
Беккерель 162, 666.
Белля телефон 246.
Бернулли, Д. 539.
β лучи 670.
Биения 457, 509.
Бьеркнес 477.
Био и Савара закон 214.
Блондло 472
Бойля-Мариотта закон 537.
Бойса термогальванометр 455.
Болометр 168, 454.
Больцман 539, 716.
Больтвуд 675.
Бор. Теория атомов 727.
Брэгги 623.
Бранли когерер 453.
Брауна вольтметр 100.
» трубка 409.
» беспроволочный телеграф 495.
» рамочная антенна 502.
Бунзен и Кирхгоф 696.
Буравчика правило 208.
Буссоль 172.
Буссоль наклонения 189.
» тангенс 271.

Валентность 535.
Ван-ден Брук 682.
Вант-Гофф 546.
Вебера гипотеза 204.
Векторная диаграмма 347.
Вектор 36.

Вейсс 708.
Венельта катод 650.
» прерыватель 269.
Вестона элемент 115.
Взаимная индукция 260.
Вибратор Гертца 448. 470.
» » , его поле 481.
Видемана и Франца закон 692.
Вина закон 717.
Винера опыты 492.
Вин, М, гальванометр 409.
» возбуждение колебаний 495.
Висмутовая спираль 284.
Вихерт 597.
Влияние магнитное 176.
» электростатическое 21, 36.
Возбуждение индукторов 423.
Волны стоячие 463, 490.
» проходящие 466.
» электрические 441.
» электромагнитные 480
Волн длина 467.
» интерференция 491.
» электрических отражение 469. 484.
» поглощение 476.
» поляризация 489.
» преломление 486.
» таблица 531
Волномер 521.
Вольтаж машины 422.
» элемента 130.
Вольтаметр 137.
Вольтова дуга 155, 250, 654, 659.
» » звучащая 459.
Вольтов столб 116.
Вольтметр 280.
» электростатический 100.
Вольты опыт 108.
» элемент 111.
» закон 110.
Вольт, разность потенциалов 67.
Вращающееся магнитное поле 393.
Вторичные лучи 618.
Вторичные элементы 578.
Выпрямители 382, 512.
Выпрямитель алюминиевый 588.
» газовый 661.
» ртутный 662.
» катодный 663.
Гага и Винд 619.
Гальвакс 648.
Гальвани опыт 108.
Гальванометр 119.
« баллистический 282.
» В. Вина 409.
» д'Арсонваля 277.
» Дюбуа и Рубенса 274.
» Энтговена 409.
Гальванопластика 586.
Гальваноскоп 119.
γ-лучи 670.
Ганса осциллограф 407.
Гармонические колебания 337.
Гартмана и Брауна мостик 404.
» резонанс-тахометр 405.
» » тепловые приборы 282.
Гаусса зеркальный отсчет 272.
» метод определения напряжения магнитного поля 186.
Гаусса теорема 43.
Гаусс, единица напряжения поля 296.
Гейгенса принцип 483.
Гейгер 680, 681.
Гей-Люссака закон 537.
Гейслеровы трубки 471, 653.
Гейтель и Эльстер 647
Гелий 677.
Гель 713.
Гельмгольца вывод формулы индукции 251.
Гельмгольца гипотеза 554.
» теория дисперсии 698.
Генераторы переменного тока 432.
Генри 261.
Гереуса ртутная лампа 660.
Герке 599.
Гертца вибратор 448.
» колебания 451.
» опыты 487.
» резонатор 452.
» стоячие волны в проволоках 471 475.
» фотоэлектричество 646.
Гетеродинный прием депеш 509.
Гизель 669.
Гипербола 331.

Гистерезис 199.
Гитторфа движение ионов 561.
» катодные лучи 591.
Гольдштейна анодные лучи 598.
Гониометры электромагнитные 504.
Гопкинсона формула 236.
Грамма кольцо 414.
Грамм 289.
Грамм-атом, эквивалент, молекула 536.
Гренэ элемент 113.
Греца выпрямитель 588.
Гров элемент 578.
Гротгуса гипотеза 553.
Гюльхера термобатарея 166.

Дальтона закон 539.
Даниэля элемент 112, 577.
Дарвин 684.
Двигатель асинхронный 435.
» переменного тока 433.
» постоянного тока 425.
« репульсионный 439.
» синхронный 433.
Двухфазный ток 391.
Дебай и Шерер 623, 740.
Декремент 449.
Демарсэ 663.
Демпфирование 277, 282.
Деполяризация 576.
Депре-д'Арсонваля гальванометр 277.
Депреца прерыватель 268.
Детектор 453, 512.
» его действие 505.
Де Форест 512.
Джильберт 3.
Джоулево тепло 147.
Джоуля электромагнит 243.
Джоуль 67.
Дина 15.
Динамомашины в соединении с аккумуляторами 584.
Динамомашины переменного тока 432.
» постоянного тока 414.
Диссоциация 547.
» воды 566.
» электролитическая 557.
Диссоциирующая сила 566.
Дисперсия света 528, 697.
Дифференциал 324.
Дифференциальная лампа 251.
Диффузия газов 544.
» электролитов 570.
Диаграмма векторная 347.
Диамагнетизм 190, 195.
» теория 703.
Диэлектриков поляризация 29.
Диэлектрическая постоянная 32, 54, 103.
Долезалека электрометр 102.
Допплера явление 606.
Друде 690.
Дуан и Троубридж 474.
Дудделя осциллограф 406.
» звучащая вольтова дуга 459.
» термогальванометр 455.
Дюар 678.
Дюбуа-Рубенса гальванометр 274
Дюбуа электромагнит 244.
Дюфэй 12.
Дэви 155.

Егер и Диссельхорст 692.
Единицы измерений 289.
Емкость — единица 85.
» аккумулятора 581.
» измерение 283, 404.
» конденсатора 77.
» шара 86.
» переменная 523.
» при быстро переменных токах 462.

Жамена магнит 171.
Железа магнетизм 198.

Замбони столб 116.
Замыкание переменного тока 376.
» цепи 262, 336.
Затухание колебаний 448.
Защита магнитная 194.
» электрическая 19.
Звонок электрический 244.
Зеебек 161.
Зеемана явление 699.
Зейбта-Эрнеке опыты 478.
Земной магнетизм 188.
Зеркальный отсчет 272.
Зигбан 532.
Золочение 587.
Зоммерфельда теория 735.

Икс (*X*) единица длины 532.
Изоляторы (см. Диэлектрики) 5.
Изотерма газа 330.
Изотопы 665, 682.
Индукторы динамомашины 433.
Индуктор Румкорфа 266.
Индукционные токи 252.
» приборы 270, 398.
Индукция взаимная 260.
» магнитная 176.
» электромагнитная 251.
» электростатическая 21, 36.
Интеграл 326.
Интерференция волн 490.
» *X*-лучей 621
Искра 652
Искровой промежуток 446.
Ионизатор 631.
Ионизация 558.
» газов 630.
» толчком 640.
» пламени 651.
Ионов движение 559.
» скорости 564.
» трение 567.
Ион 554.
Испускание электронов накаленными телами 649.

Кабель 134.
Кадмиевый элемент 115.
Калория 292
Каменная соль, строение 625.
Каналовые лучи (см. Анодные) 598.
Камерлинг-Оннес 694.
Катодные лучи 590.
» скорость 597.
Катодная лампа 510.
Катодная лампа с 3 электродами 512.
Катод 549.
Кауфман, масса электрона 668.
Кванты 713, 718.
Кванты действия 724.
Кварцевая лампа 660.
Кельвина формула 444.
Керра явление 703.
Килограммометр 291.
Киловатт 146.
Кинетическая теория газов 539.
Кирхгоф и Бунзен 696.
Кирхгофа правила 132, 239.
» закон 715.
Клаузиус 539.
» гипотеза 557.
Клеменчича термоэлемент 454.
Клемма 134.
Клопфер 453.
Ключ 134.
Когерер 453.
Колебания гармонические 337.
Колебания магнитной стрелки 339
Колебания маятника 443.
» электрические 360, 441.
» энергии 367, 443.
Кольрауша закон 563.
» мостик 452.
Коллектор 416.
Кольцевой якорь 414.
Кольцо Пачинотти-Грамма 414.
Компаунд-машины 424.
Комптона явление 724.
Конвекция электрическая 303.
Конденсатора емкость 77.
» соединение 82.
» устройство 91.
» энергия 85.
Конденсатор сложный 83.
Кондукционный ток 303.
Концентрационный элемент 570.
Концентрация раствора 547.
Корна телефотография 250.
Коэрцитивная сила 201.
Кржицика регулятор 259.
Кристаллов строение 623.
Критическая скорость 295.
Крукса катодные лучи 593.
» спинтарископ 676.
Крутильные весы 13.
Кулидж 611.
Кулона закон взаимодействий 12, 176.
Кулон, количество электричества 16.
Купер-Юитт 660, 662.
Кюри супруги 667.

Лампочка накаливания 158.
Ланжевэн 704.
Лауэ 619.
Лебедев, давление света 530.

Лебедев, термоэлемент 455.
Леблана закон 575.
Лейденская банка 93.
Лекланше элемент 113.
Ленарда опыты 592, 723.
Ленца правило 253.
Леру 163.
Лехера опыты 472.
Ле-Шателье термоэлемент 168.
Либен 512.
Лиман, спектральная серия 730.
Линии сил 37.
» » давления и натяжения 298.
» преломление 58.
Логарифмический декремент 449.
Логарифм 332.
Лоренца теория дисперсии 698.
» формула 311.
» явление Зеемана 703.
теория электропроводности металлов 690.
Лошадиная сила 146, 292.
Лошмидта число 536.
Луммер и Прингсгейм 716.
Лучеиспускание вибратора 481.
» электрона 695.
Лучи анодные 598.
» вторичные 618.
» катодные 590.
» Рентгена 606.
Лучи радия 669.
» электрические 483.
Ленгмюр 512, 653.
Люминесценция 590, 723.

Магазин сопротивлений 139.
Магнетизм 169.
Магнетизм остаточный 201.
Магнита якорь 171.
» подъемная сила 196.
» полюсы 169.
Магнитная индукция 176.
Магнитодвижущая сила 184, 234.
Магнитооптика 699, 703.
Магнитная поляризация 177.
» утечка 240.
» цепь 236.
Магнитное влияние 176.
» поле тока 206.
Магнитный меридиан 172, 188.
» момент 178.
» момент тока 226.
» потенциал 184
» поток 180.
Магнит 169, 170.
Мак-Кой 675.
Максвелла давление света 529
» закон (показатель преломления) 314, 487.
» закон распределения скоростей 543.
» правило 208.
» теория 309.
» теория света 526.
» уравнения 309, 310.
Мариотта закон 537.
Марсден 682, 684.
Маркони клопфер 453.
» телеграф 494.
Масса электромагнитная 316, 319.
Массовый спектрограф 604.
Маятники связанные 456.
Маятник, колебания 443.
Маятник, резонанс 456.
Машины электростатические 87.
Мега 297.
Меллони 167.
Менделеев, таблица элементов 683, 737, 741.
Меридиан 188.
Микро 297.
Микрон 532.
Микрофарад 85.
Микрофон 246.
Милли 297.
Многофазные токи 391.
Многополюсные машины 422.
Милликэн 632, 720.
Мозелей 628.
Молекулярный вес 535.
Молизация 558.
Морзе телеграф 245.
Мостик Кольрауша 402.
» Уитстона 142.
Мотор (см. Двигатель) 425.
Мощность 146, 292.
» переменного тока 363, 367.
» постоянного тока 146.

Мощность трехфазного тока 400.
Муассан 155.
Мультипликатор 119.

Наклонение магнитное 188.
Намагничивания интенсивность 179.
» коэффициент 191, 197.
Направление тока 104.
Напряжение поля магнитного 179.
» » электрического 35, 70.
Незатухающие колебания 461, 497, 519.
Нернст, движение ионов 568.
» лампа 124.
» теория элемента 572.
Никелирование 587.
Николь и Гуль 530.
Нормальный элемент 115.

Однополюсная динамомашина 413.
Однофазный двигатель 439.
Ома закон 120.
» эталон 138.
Омо-сантиметр 122.
Ом 122.
Осмотическое давление 546.
Остаточный магнетизм 199, 201.
Оствальда закон 558.
Острия 96.
Осциллограф Ганса 407.
» Дудделя 406.
Ограждение электрических волн 484.
Отрицательный заряд 10.

Панцырный гальванометр 274.
Паразитные токи 112.
Парамагнетизм 190, 195.
» теория 707.
Парциальное давление 545.
Паульсена телеграф 497.
Пачинотти-Грамма кольцо 413.
Пельтье явление 162.
Переключатель 135.
Переменного тока законы 347.
» » измерения 398.
» » машины 432.
Перерезывание магнитных линий 255.
Период колебания 340.
» колебаний электрических 361.
» тока 340, 349.
Пермеаметр 284.
Перрена опыт 594.
Петров 155.
Печь Гереуса 154.
» Муассана 157.
Планка закон 718.
Планте аккумулятор 111, 578.
Плотность электричества 20.
» энергии 527.
» тока 106.
Плюккер 590.
Поверхность эквипотенциальная 68.
Поггендорфа способ 144.
Поглощение волн 476.
» света 528, 696.
» Х-лучей 734.
Пойтинга теорема 316.
Поле магнита 181.
» магнитное 179.
» магнитное земли 188.
» электрическое 34.
» электромагнитное 298.
Положительный заряд 10.
Полезное действие машины 430.
» » элемента 152, 167.
Полоний 668.
Полупроводники 7.
Полупроницаемая перегородка 545.
Полюсы магнита 169.
Поляризация диэлектриков 29.
Поляризация магнитная 177.
» рентгеновых лучей 617.
» света 489.
» электродов 577.
» электрических лучей 480.
» элементов 112, 575.
Порядковый номер элемента 684, 629, 737
Потенциала падение 70, 125.
Потенциал 65.
» единица 67.
» ионизационный 644.
» падение вдоль цепи 125.
» падение у катода 656.
» разность 66.
» распределение 638.
» резонансовый 646.
» электролитический 573
Поток жидкости 43, 127.
» индукции 41.

Поток энергии 315.
Практические единицы 16, 67, 295.
Предохранитель 160.
Преломление волн 486.
» линий сил 58.
Прерыватели Венельта 269.
» Депрета 268.
» Румкорфа 267.
Прерыватель турбинный 269.
Природа лучей Рентгена 616.
Проводники 5.
Проницаемость 192.
Производная функция 323.
Противовес 501.
Продолжительность жизни радиоактивных веществ 674.

Работа в электрическом поле 64, 68.
» гистерезиса 201.
» единица 291.
» переменного тока 366.
» постоянного тока 145
Радий 667.
Радиоактивное равновесие 674.
Радиоактивность 666.
» индуцированная 671.
Радиоактивных веществ таблицы 685, 686.
Радиотехника 493.
Разряда характеристика 657.
Разрядник 94.
Разрядный потенциал 95.
Разряд апериодический 450.
» в газах 640.
Рамсэй и Содди, эманация 675.
» » гелий 678.
Распад атомов 684.
Распределение заряда 17.
Распыление катодными лучами 611.
Распространение радиоволн 524.
Растворов свойства 545.
Реакция якоря 417.
Регулятор вольтовой дуги 156.
» Кржинцика 250.
Резонанса кривая 359.
Резонанс маятников 456.
» переменного тока 358.
» электрических колебаний 452.
» электронов 697.
Резонатор Герца 452.
Реле 245.
Рентгена лучи 606.
» трубка 609.
» экран 607, 615.
Рентгенотехника 613.
Реостата расчет 160.
Реостат декадный 140.
» ламповый 141.
» штепсельный 139.
Репульсионный двигатель 439.
Ретерфорд гипотеза о строении атомов 681.
Ретерфорд разложение элементов 684.
Ретерфорд и Гейгер 676.
Ретерфорд и Содди, гипотеза распада атомов 673.
Ретерфорд и Содди, эманация 671.
Рике 690.
Ричардсона формула 650.
Роуланд 305.
Ротор 435.
Ртутная лампа 660.
Рубенса опыты 529, 538, 718.
Рубенса термоэлемент 167.
Рубильник 135.
Румкорфа катушка 266.
» прерыватель 267.
Рюдберг 630.

Савара и Био закон 213.
Савари 441.
Самовозбуждение 423.
Самоиндукции вычисление 285.
» измерение 283, 401.
» коэффициент 261.
» переменная 523.
» явление 259.
Сантиметр 289.
Света давление 529.
» магнитное поле 527.
» поглощение 530, 696.
» преломление 528.
» скорость 526.
» электромагнитная теория 526.
Связанные системы 455.
Сдвиг в двигателе 436.
Секунда 289
Секция обмотки 267, 417.
Селен 249.

Сердечник электромагнита 213.
Серия спектральная 628.
Сила ионизатора 637.
» лошадиная 146.
» магнитодвижущая 184. 235.
» магнитного поля 179.
» тока 106.
» электрического поля 35.
» электродвижущая 110. 144.
Силовые линии 37.
Сименса принцип 423.
» якорь 419.
Синхронные двигатели 433.
Системы единиц 219. 289
Скалар 36.
Склонение магнитное 188.
Скорость движения электричества 569.
» ионов 564, 655.
» критическая 295.
» молекул 541.
» распространения электромагнитного поля 314.
Скорость света 526.
Сложение колебаний 346.
Смещений правила 682.
Смит 219.
Смоляная руда 667.
Содди 671, 673, 675. 678. 679. 683.
Соединение емкостей 82.
» проводников 127, 128.
Соединение проводников звездой и треугольником 395.
Соединение элементов 116, 131
Соленоид 211.
» замкнутый 212.
Солнца электроны 712.
Сольваты 567.
Сопротивление 120.
» кажущееся 355.
» удельное 120, 122.
» при быстро переменных токах 462.
Сопротивления измерения 142.
Спектр водорода 730.
» дуговой 646.
» искровой 646.
» линейчатый 714.
» сплошной 714.
Спектральных линий теория 727.
Спектральных линий смещение 606, 724.
Спектры Х-лучей 626, 732.
Спинтарископ 676.
Статор 435.
Стефана закон 717.
Стокса формула 632
» правило 723.
Столб Вольтов 116.
» Замбони 116.
Стоячие волны 468, 490.
» » света 492.
Струтт 675.
Стюарт 693.
Сухой элемент 114.

Тангенс-бусоль 271.
Телеграф беспроволочный 492.
» Морзе 245.
Телефон 246.
» беспроволочный 519.
Телефотография 249.
Термогальванометр 455.
Термоэлектрические батареи 166.
Термоэлектричество 161.
Термоэлементы 161, 454.
Тесла опыты 429.
Ток быстропеременный 461.
» конвекционный 303.
» кондукционный 303.
» многофазный 391.
Ток насыщения 511, 636.
» переменный 347.
» постоянный 104.
» смещения 307.
Толман 693.
Томсона, В., абсолютный электрометр 97.
» квадрантный электрометр 101.
» (Кельвина) формула 444.
» явление 164.
Томсона, Дж., разряды в газах 589.
» формула 310.
» опыты с положительными лучами 601.
Томсона, Э., опыты 375.
Торий, радиоактивность 667.
Трансформатор 264.
» работа 288, 369.
» измерительный 401.
» частоты 385.

Трансформация тока 437.
Трехфазный ток 394.
» » генератор 394.
» » мощность 400.
Троубридж и Дуан 474.
Трубка сил 50.
Турбинный прерыватель 269.

Ваттметр 281, 399.
Ватт 146.
Ультрафиолетовая лампа 660.
Удельное сопротивление 120, 122.
Уильсон 648.
Уитстона мостик 142.
Ультрафиолетовые волны 531.
Умформер 439.
Униполярная машина 413.
» электропроводность 661.
Урана продолжительность жизни 676.
» радиоактивность 666.
Уранова смоляная руда 667.
Усилитель катодный 514.
Утечка магнитная 240.

Фаза 341.
Фарадея электролиз 117, 552, 555.
» машина 412.
» цилиндр 19, 48.
» явление индукции 251.
» теория поля 37.
Фарадея вращение плоскости поляризации в магнитном поле 703.
Фарад, единица емкости 85.
Феддерсен 441.
Феррарис 393.
Ферромагнетизм 198.
» теория 708.
Фиктивная электризация 52.
Флеминг 512.
Фора аккумуляторы 579.
Фотоэлектричество 646.
Франк и Гертц 643
Фуко токи 263.
Функция 323.
Фурье теорема 387.

Характеристика динамомашины 425.
» разряда 657.
» катодных ламп 511.
Характеристические лучи Рентгена 18, 627.
Химические действия тока 118.
» эквиваленты 118, 535.

Целленшальтер 584.
Цепная машина 424.
Цепной электродвигатель 427.
Цепь Гротгуса 554.
» магнитная 236.
» тока 119.

Чадвик 682.
Частота колебаний 405.
Черное тело, лучеиспускание 715.
Число α-частиц радия 676.
» ионов 632.
» переноса ионов 563.
» Лошмидта 536.
» Фарадея 553.
Чувствительность гальванометра 275.

Шмидт, открытие тория 667.
Штарк 606, 703.
Штейнметц 204.
Штепсель 135.
Шунтовая машина 424.
Шунтовый электродвигатель 427.
Шунт 280.

Эдисона лампа 158.
Эйнштейн, зависимость массы от скорости 319.
Эйнштейн квантовый закон 719.
Эйнштейн и Гааз 710.
Эйхенвальд 305, 307, 308.
Эквивалент химический 535.
Эквипотенциальная поверхность 68.
Экстратоки 259.
Электризация трением 3.
» фиктивная 52.
» через влияние 21.
Электрическая сила 3, 34.
Электрический звонок 244.
Электрическое напряжение 38, 70.
Электричества плотность 20.
Электродвигатели асинхронные 435.
» однофазные 439.
» переменного тока 433.
» постоянного тока 425.

Электродвигатели репульсионные 439.
» синхронные 433.
Электродвижущая сила 110, 144.
» » индукции 255, 256.
» » машины 420.
» » по Нернсту 570.
Электродинамометр 278.
Электроды 549.
» алюминиевые 587.
» неполяризующиеся 577.
Электроемкость 77.
Электролиз 548.
Электролитическая медь 585.
Электролитические потенциалы 573.
Электромагнитная индукция 251.
» масса 316, 319.
» теория света 526.
» единица силы тока 218.
Электромагнитное поле 298.
Электромагнитные вращения 229.
Электромагнит 213.
» Джоуля 243.
» Дюбуа 244.
» расчет 241.
Электромашины 87, 412.
Электрометаллургия 585.
Электрометр Брауна 100.
» Долезалека 102.
» Томсона 97, 101.
Электронная теория 687.
» » дисперсии 697.
» » магнетизма 703.
» » металлов 690.
Электрон 34, 555, 633, 687.
» свойства 687.
Электропроводность 120.
» газов 630.
Электропроводность униполярная 661.
» удельная 121, 651, 588.
» эквивалентная 564.
Электроскоп 5.
Электростатическая индукция 21, 36.
Электрохимия 548.
Эльстер и Гейтель 647.
Элементов соединение 116, 131.
Элемент Вольты 111.
» Грене 113.
» Грове 578.
» Даниэля 112, 576.
» кадмиевый 115.
» Лекланше 113.
Элемент сухой 114.
Эманация 671.
Энергии колебание 367.
Энергии плотность 75, 185.
Энергия магнитная 184.
» электромагнитного поля 315.
» электростатическая 62, 73.
Энтговена гальванометр 409.
Эрстедт 206
Эталоны 297.
Эффективные величины 363.
Эффект переменного тока 362, 363.
» постоянного тока 145.

Юза микрофон 246.

Ядро атома 742.
Якоби 586.
Якоря реакция 417.
Якорь динамомашины 412, 429.
» магнита 171.
» Грамма кольцевой 413.
» Сименса барабанный 419.

Мы приводим здесь только небольшой список книг, в которых читатель может найти более подробные сведения по интересующим его вопросам, чем те, которые можно было дать в этом кратком учебнике. В нижеперечисленных книгах справочного характера читатель найдет самые подробные сведения о всех относящихся к учению об электричестве литературных источниках.

О. Хвольсон. Курс физики. Последнее издание, 1923.

L. Grätz. *Handbuch der Elektrizität und Magnetismus*, 1914—1922.

E. Marx. *Handbuch der Radiologie*, 1914—1925.

H. Geiger und K. Scheel. *Handbuch der Physik*, 1926.

W. Wien und F. Harms. *Handbuch der Experimentalphysik*, 1926.

W. Ostwald. *Klassiker der exakten Naturwissenschaft.*

Die Wissenschaft u. Sammlung Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik (Friedr. Vieweg, Braunschweig).

Recueil *des conferences — rapport sur la Physique* (Paris).

(Последние 4 издания представляют собою отдельные монографии по различным вопросам физики: первое из них дает *оригинальные* работы, имеющие наибольшее значение, это — так называемые *„Классики“*, а последние три издания дают прекрасно составленные *рефераты* по отдельным вопросам и снабжены ссылками на источники. Все 4 библиотеки постоянно пополняются.)

J. Cl. Maxwell. *A Treatise of Elektricity and Magnetism* (Cambr. 1873).

M. Abraham. *Theorie der Elektrizität*, 1921.

M. Planc. *Einführung in die Theorie der Elektrizität*, 1922.

W. Nernst. *Theoretische Chemie*, 1926.

A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, 1925 (есть перевод: А. Зоммерфельд. *Строение атома и спектры*. Москва, 1926).

Крамерс и Гольет. Строение атома и теория Бора. Госиздат, 1926.

W. H. & W. L. Bragg. *X-rays and crystal-structure*, 1924.

Астон. Изотопы. Госиздат, 1923.

E. N. da C. Andrade. *The Structure of the Atom*, 1925.

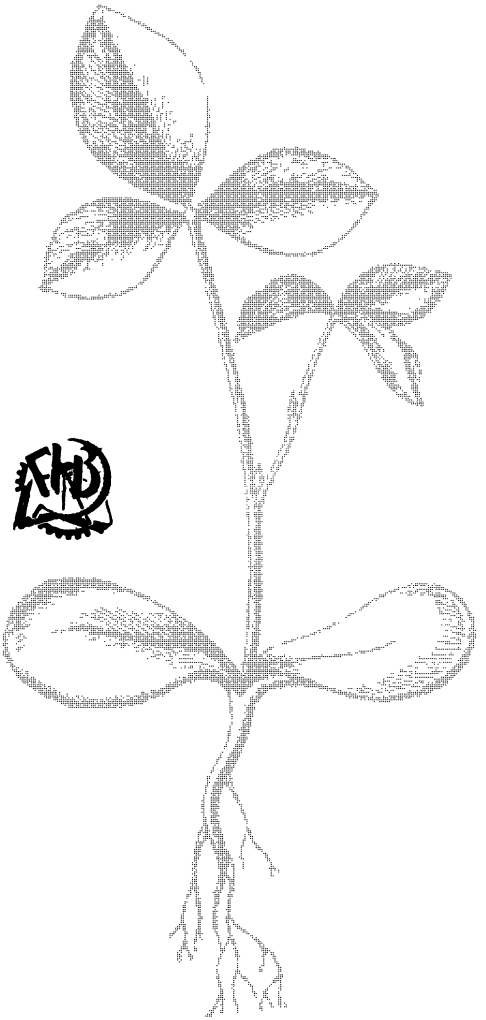
По электрическим измерениям:

E. Kohlrausch. *Lehrbuch der praktischen Physik* (Teubner, 1925).

W. Jaeger. *Elektrische Messtechnik* (J. A. Barth, 1917).

Rein-Wirtz. *Radiotelegraphisches Praktikum* (J. Springer, 1925)

А. А. ЭЙХЕНВАЛЬД * ЭЛЕКТРИЧЕСТВО



Cette thèse
est mise à votre disposition