

538  
М. 664

Академик  
В. Ф. МИТКЕВИЧ

МАГНИТНЫЙ ПОТОК  
И ЕГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ



АКАДЕМИК  
В. Ф. МИТКЕВИЧ

# МАГНИТНЫЙ ПОТОК И ЕГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

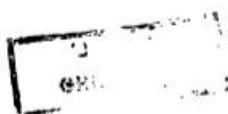
---

1245 / 26  
46

538

ПРОВЕРКА

M. 60% THE 1049



Несколько особенный характер этой книги в значительной степени объясняется моим стремлением возможно ближе придерживаться существа основных установок Фарадея и Максвелла. В полном согласии с общим направлением идей этих ученых мы должны предполагать, что в электромагнитных явлениях особо важную роль играет та их составляющая, которую мы обычно воспринимаем в качестве магнитного поля. В связи с указанным обстоятельством я уделяю в своей книге не мало места доказательствам объективной реальности магнитного потока (Глава I). В основном по этому именно поводу нередко высказывались и, конечно, будут высказываться принципиальные возражения со стороны тех, кто не разделяет проводимых мною фарадеев-максвелловских установок.

В этой книге содержится многое, на что не всегда обращается должное внимание, когда речь идет о магнитном потоке, и что не было до сих пор достаточно определенно высказано или не было объединено в какой-либо отдельной монографии. Помимо нового освещения главнейших определений и некоторых закономерностей, относящихся к области магнитных явлений (Главы II и III), читатель встретится здесь с логическим развитием имеющих весьма важное значение мыслей Фарадея и Максвелла по вопросу о процессах, происходящих в магнитном поле. Сказанное, между прочим, относится к Главе IV, где я, исходя из соображений Фарадея о взаимодействии магнитных полей двух сближаемых магнитов, развиваю учение о преобразованиях магнитного потока. Благодаря этому получается возможность несколько углубиться в рассмотрение многих деталей того, что происходит в магнитном поле различных электромагнитных систем и, в частности, при функционировании электромагнитных генераторов, двигателей и трансформаторов. Глава V в основном посвящена проблеме магнитного экранирования и так называемым униполярным машинам постоянного тока. Наконец, в Главе VI анализируются, с точки зрения Фарадея и Максвелла, общепринятые представления об электрическом токе и делаются попытки по-новому подойти к вопросу о сущности этого электромагнитного явления, в котором особо важную роль играет магнитный поток самоиндукции. Здесь, между прочим, я касаюсь природы элементарных электрических зарядов и на основании результатов, полученных в моих экспериментальных исследованиях, прихожу к выводам, которые на первый взгляд могут показаться совершенно неожиданными. Однако и в данном случае речь идет лишь о развитии общих руководящих установок Фарадея и Максвелла.

В книге нашли свое отражение многие мысли, возникшие у меня за долгие годы работы в области теоретической электротехники, а также собраны воедино мои опубликованные и еще не опубликованные труды,

относящиеся к данной области. Совершенно естественно, конечно, что при этом в книге встречаются некоторые повторения ранее уже сказанного мною, но в общем всё заново переработано, систематизировано и значительно дополнено рядом новых соображений.

Изложение книги рассчитано на читателя, уже знакомого с учением об электрических и магнитных явлениях и с основами теоретической электротехники. Полагаю, что этот мой труд окажется небесполезным, во-первых, для лиц, вообще интересующихся природой электромагнитных явлений, и, во-вторых, для тех электротехников, которым иногда бывает необходимо вникать в рассмотрение не совсем обычных условий работы каких-либо сложных схем, аппаратов и машин, в особенности когда речь идет о новых электромагнитных конструкциях.

Содержание Главы I настоящей книги находится в самой тесной связи с моим сборником „Основные физические воззрения“.<sup>1</sup> В этом сборнике помещены почти все мои статьи, доклады и выступления, главная цель которых состояла в том, чтобы путем рассмотрения некоторых сторон нашего научного мышления подойти к правильным принципиальным установкам в отношении физических явлений вообще. В частности, я стремился в указанном сборнике выявить достаточные основания для утверждения, что магнитный поток представляет собой подлинную физическую реальность. Необходимость всей этой, так сказать, предварительной работы диктовалась следующими соображениями. До настоящего времени всё еще приходится, к сожалению, сталкиваться с физическими воззрениями, которые в значительной степени дисгармонизируют с установками Фарадея и Максвелла. Подобного рода воззрения в общем могут быть охарактеризованы как довольно определенно выраженная склонность к признанию какого-то якобы „физического“ смысла в псевдо-физическом представлении о „действии на расстоянии“, а также к отрицанию специфичности магнитных процессов, реально происходящих в пространстве, окружающем магниты и электрические токи. А всё это весьма тормозит надлежащее восприятие очень плодотворной точки зрения Фарадея и Максвелла и, конечно, должно быть самым решительным образом опровергнуто для обоснования дальнейшего развития руководящих идей этих двух великих ученых, положивших начало физической теории электромагнитного поля.

*Feci quod potui, faciant meliora potentes.*

В заключение выражаю большую благодарность М. А. Шателену, В. С. Шателен, В. А. Толвинскому, П. Л. Калантарову, Л. Р. Нейману, А. В. Миткевич и Е. С. Лихтенштейну, которые в той или иной форме оказывали мне содействие на разных этапах моих работ, имевших отношение к этой книге.

Считаю долгом с чувством горячей признательности обратиться к светлой памяти моих покойных друзей В. К. Лебединского и М. В. Шулейкина. Они полностью воспринимали общие фарадеев-максвелловские установки. Беседы с ними всегда бывали насыщены глубоким содержанием.

За непрестанную помощь в деле осуществления настоящего моего труда особенно благодарю Е. Н. Миткевич.

4 февраля 1944 г.

*В. Миткевич*

<sup>1</sup> Издательство Академии Наук СССР, 3-е изд., 1939.

## ВВЕДЕНИЕ

Среди многочисленных научно-исследовательских работ Фарадея, относящихся к области электрических и магнитных явлений, совершенно исключительное значение имеет сделанное им в конце 1831 г. открытие электромагнитной индукции тока. Открытие это весьма расширило и углубило теоретические представления, с которыми мы оперируем в данной области физических знаний, и предоставило в распоряжение человечества мощное средство для преобразования механической работы, получаемой за счет неисчерпаемых природных ресурсов, в энергию электрического тока. До настоящего времени во всем мире электрические станции применяют электромагнитные генераторы, основанные на фарадеевском достижении.

В самой непосредственной связи с указанным открытием Фарадея стоят его исследования новых, ранее неизвестных свойств магнитного поля. Он сосредоточил особое внимание на различных проявлениях физической реальности, которую мы теперь называем магнитным потоком. По всей справедливости мы должны считать Фарадея основоположником учения о магнитном потоке.

Настоящая книга главным образом посвящена именно рассмотрению и некоторому развитию идей Фарадея, относящихся к учению о магнитном потоке. Мы полагаем, что весьма назидательно и целесообразно хотя бы вкратце ознакомиться с главнейшими обстоятельствами из жизни этого великого ученого, наложившими своеобразный отпечаток на его физическое мышление и методы его научной работы.

Михаил Фарадей родился 22 сентября 1791 г. в семье бедного лондонского кузнеца. Ограниченность средств не позволила отцу Михаила Фарадея дать ему систематическое образование. Не закончив обучения даже в начальной школе, Михаил с 13 лет должен был поступить учеником в переплетную мастерскую, где овладел этим ремеслом. Он проработал в качестве переплетчика до 22-летнего возраста. Побуждаемый необычайной жадью знания, молодой Фарадей всё свое свободное время посвящал чтению книг из области естествознания, преимущественно по химии и физике. Обстоятельства до некоторой степени способствовали этому, так как положение переплетчика при книжной лавке предоставляло в его распоряжение много интересных книг. Кроме того, он не упускал случая посещать по окончании дневного труда различные популярные лекции, дававшие ему более или менее систематизированные знания и будившие его пытливую мысль. Так, путем самообразования и упорного непрерывного труда над собою Михаил Фарадей приобрел много ценных знаний. Ремесло переплетчика уже не удовлетворяло молодого ученого-самоучку, стремившегося к дальнейшему росту. В 1813 г. ему удалось, наконец, поступить на должность лабораторного служителя в Королевский Институт, бывший самым выдающимся научно-исследовательским учреждением в Лондоне.

Постоянное общение с крупнейшими учеными того времени и лабораторная обстановка благоприятствовали попыткам Фарадея начать самостоятельные научные исследования. В 1816 г. была напечатана его первая научная работа. Вскоре он обратил на себя всеобщее внимание несколькими достижениями большого значения. В 1821 г. Фарадею удалось осуществить непрерывное превращение электрической энергии в механическую работу. Он добился длительного вращения проводника с током вокруг магнитного полюса и, наоборот, вращения магнитного полюса вокруг проводника с током. Это открытие, таившее в себе принципиальную схему простейшего электродвигателя, представляло собой чрезвычайно важный вклад в науку и доставило его автору мировую известность.

В 1824 г., в возрасте 33 лет, Фарадей за свои научные заслуги был избран членом лондонской Академии Наук (Королевского Общества). В 1825 г. он был назначен директором лабораторий Королевского Института, в котором 12 лет назад начал работать в самой скромной должности.

Открытое Фарадеем явление электромагнитной индукции тока, значительно пополнившее ряд изучаемых соотношений между электричеством и магнетизмом, дало большой импульс развитию науки. Во всем мире ученые занялись дальнейшим обследованием электромагнитного поля на основе того, что было получено Фарадеем. Наиболее существенное развитие его научных достижений было выполнено Клерком Максвеллом, гениальным продолжателем трудов Фарадея, полностью воспринявшим его основные физические условия. Максвелл облек в математическую форму многое из его идей. Как известно, сам Фарадей не владел математическим анализом и не пользовался им в своей научной работе. В полном соответствии с идеями Фарадея, Максвелл обобщил закон электромагнитной индукции, распространив его на случай какого угодно контура, независимо от того, проводящий он или не проводящий. По существу, половина максвелловых уравнений электромагнитного поля представляет собой не что иное, как именно дифференциальную форму обобщенного закона электромагнитной индукции. Максвелл своими уравнениями положил начало теории электромагнитного поля и учения об электромагнитных волнах. Вместе с тем он установил электромагнитную природу света. Герц, продолжая работу Максвелла, на опыте воспроизвел электромагнитные волны сравнительно большой длины и показал, что они действительно обладают теми же свойствами, что и световые колебания. Вся современная радиотехника возбудилась к жизни после опытных исследований Герца и явилась одним из многочисленных доказательств правильности основных физических воззрений Фарадея.

В предисловии к „Трактату об электричестве и магнетизме“<sup>1</sup> Максвелл коснулся вопроса об особенностях своего труда, отличающих его от других трудов этого рода, опубликованных главным образом в Германии, и приводит по данному поводу следующие разъяснения:

„Одна из причин этого состоит в том, что прежде, чем я начал изучать электричество, я принял решение не читать никаких математических сочинений, посвященных данному вопросу, до прочтения фарадеевских „Опытных исследований по электричеству“ (Experimental Researches in Electricity) от начала до конца. Я был осведомлен, что высказывалось мнение о различии между фарадеевским методом понимания явлений и методами математиков, так что ни Фарадей,

<sup>1</sup> James Clark Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism. 1873.

ни математики не были удовлетворены языком друг друга. Я имел также твердую уверенность в том, что это разногласие не является результатом ошибок той или другой стороны. Я получил такую уверенность прежде всего благодаря сэру Вильяму Томсону,<sup>1</sup> советам и помощи, а также опубликованным трудам которого я очень многим обязан из того, что я изучил по этому вопросу.

Когда я стал углубляться в изучение Фарадея, я заметил, что его метод понимания явлений также оказывается математическим, хотя и не представлен в условной форме математических символов. Я нашел также, что этот метод может быть выражен в обычной математической форме и, таким образом, может быть сопоставлен с методами признанных математиков.

Например, Фарадей своим мысленным оком видел силовые линии, проходящие по всему пространству там, где математики видели центры сил, притягивающие на расстоянии. Фарадей видел промежуточную среду там, где они ничего не видели, кроме расстояния. Фарадей искал сущность явлений в том, что в действительности происходит в среде, другие удовлетворялись тем, что находили эту сущность в способности действия на расстоянии, которою одарены электрические жидкости.

Когда я перевел то, что я рассматривал как фарадеевские идеи, на математический язык, я нашел, что в общем результаты обоих методов совпадают, так что одни и те же явления учитываются обоими этими методами, и они приводят к одним и тем же законам действия...

Я нашел также, что некоторые из наиболее плодотворных методов исследования, открытых математиками, могут быть много лучше выражены в терминах, вытекающих из идей Фарадея, чем в их оригинальной форме.

В связи с приведенными словами Максвелла необходимо подчеркнуть, что формально-математический метод оперирует с внешним эффектом, обнаруживаемым в явлении, в фарадеевском же методе главным объектом внимания служит внутренняя обстановка, при наличии которой и благодаря которой возникает рассматриваемое явление. Ясно поэтому, что метод Фарадея должен приводить исследователя к более тесному контакту с тем, что в действительности происходит в природе.

Стремясь углубиться в понимание сущности физических явлений, Фарадей чутко прислушивался к голосу опыта, практики. Он шел совершенно самостоятельным путем, часто вразрез с общепринятыми установками, имевшими в большинстве случаев чисто формальный характер.

Необычайная плодотворность научных достижений Фарадея теснейшим образом связана именно с его правильным подходом к пониманию физических явлений. Этот гениальный сын кузнеца выковал четкие представления об общем характере процессов, происходящих в области электричества и магнетизма, и, в частности, о природе открытого им явления электромагнитной индукции тока. Подобный характер научного творчества Фарадея необходимо рассматривать в качестве одной из главнейших причин того, что данное открытие оказалось способным немедленно же породить целый ряд практических применений, из которых на первом месте стоят электромагнитные генераторы тока. Трудно и даже совершенно невозможно представить себе в настоящее время теорию и расчет разли-

<sup>1</sup> „Я пользуюсь настоящим случаем для выражения моей признательности сэру В. Томсону и профессору Тэту за многие ценные советы, поданные ими во время печатания этой работы“.

чных электромагнитных механизмов, не основанные на фарадеевском методе физической трактовки процессов, происходящих в этих механизмах.

Электротехники всего мира высоко чтут имя Михаила Фарадея, так как вся современная электроэнергетика развилась на базе его научных работ.

В 70-х годах прошлого столетия Максвелл следующими замечательными словами охарактеризовал значение открытия электромагнитной индукции:

„Всё величие и оригинальность фарадеевского достижения могут быть оценены путем рассмотрения последующей истории этого открытия. Как и следовало ожидать, оно немедленно сделалось предметом исследований со стороны всего ученого мира, но некоторые из наиболее опытных физиков оказались неспособными избежать ошибок в формулировке изучаемого явления, полагая при этом, что они применяют более научный язык, чем язык Фарадея. До настоящего времени математики, которые отвергли фарадеевский метод формулировки его закона как не соответствующий точности их науки, никогда не были в состоянии установить какое-либо существенно отличающееся соотношение для полного выражения содержания явлений без того, чтобы не вводить гипотез относительно взаимодействия вещей, физически не существующих, подобно, например, элементам токов, которые вытекают из ничего, затем текут по проводнику и, наконец, опять входят в ничто.

После почти полувековой работы этого рода мы можем сказать, что, хотя практические приложения фарадеевского открытия возросли и продолжают каждый год возрастать в отношении их численности и ценности, ни одного исключения из формулировки этих законов, данной Фарадеем, не было открыто, ни одного нового закона не было добавлено к ним, и фарадеевская оригинальная формулировка остается по сей день единственной, которая выражает не более того, что может быть установлено экспериментом, и единственной, при помощи которой теория явления может быть представлена так, чтобы она была точна и количественно правильна, оставаясь в то же время в рамках простых методов изложения“<sup>1</sup>.

Эти строки были написаны около 70 лет тому назад и вместе с тем, однако, содержание их производит такое впечатление как будто бы они написаны теперь, в наши дни. Трудно себе представить более меткую и более острую характеристику того разрыва между указанными Фарадеем путями физического мышления и формально-математическими методами рассмотрения физических явлений, — разрыва, который, к сожалению, до сих пор еще имеет место и даже достиг в последнее время своего апогея. В связи с этим необходимо констатировать, что многое из фарадеевских высказываний, относящихся к области физических процессов, еще недостаточно оценено. Его „Опытные исследования по электричеству“ продолжают оставаться арабской книгой за семью печатями для тех, кто вследствие чрезмерного увлечения формальными методами исследования утратил в большей или меньшей степени способность понимать изложенное простыми словами. Всякая же истина, если она действительно есть истина, может и должна найти свое выражение в простых словах.

Фарадей дал нам лучший образец того, чем должна быть физическая мысль. Он был физик-мыслитель в самом высоком значении этого слова.

<sup>1</sup> Encyclopaedia Britannica.

## МАГНИТНЫЙ ПОТОК КАК ФИЗИЧЕСКАЯ РЕАЛЬНОСТЬ

## § 1. Общая характеристика магнитного поля

а. Из числа разнообразных проявлений магнитного поля, известных в настоящее время, механическое воздействие этого поля на расположенные в нем магнитные полюсы раньше всего привлекло к себе внимание со стороны естествоиспытателей. В течение очень длительного периода указанное свойство магнитного поля было главным объектом всестороннего изучения и обследования. Этим именно и объясняется то обстоятельство, что все основные определения и понятия, относящиеся к магнитному полю, носят на себе более или менее явный отпечаток представлений, возникших в связи с механическими проявлениями магнитного поля.

Опыт показывает, что магнитное поле наблюдается в пространстве, окружающем естественные и искусственные магниты. При этом полюсы магнитов механически взаимодействуют между собою. Мы знаем, что разноименные полюсы притягивают, а одноименные отталкивают друг друга. Под влиянием земного магнитного поля, связанного с земным шаром, который представляет собою как бы естественный магнит космического масштаба, небольшая магнитная стрелка, сделанная легко подвижной, стремится расположиться в плоскости магнитного меридиана, т. е. приблизительно в направлении с юга на север. На этом основано устройство магнитных компасов, изобретенных еще в глубокой древности и представляющих собой первое практическое приложение свойств магнитного поля.

Кулон сформулировал основной закон механического взаимодействия магнитных полюсов, установив зависимость силы указанного взаимодействия от расстояния между полюсами и от количества гипотетических магнитных масс (количества магнетизма), сосредоточенного в каждом из полюсов. Этим было положено начало математической теории магнитного поля, получившей большое развитие благодаря последующим трудам ряда крупнейших ученых (Гаусс, Вебер, Кельвин и др.).

После того как Эрстед обнаружил отклонение магнитной стрелки электрическим током, значительно расширилась область представлений о магнитном поле и его источниках. Началось всестороннее изучение магнитного поля, связанного с проводником, по которому течет электрический ток. Труды Ампера, Био и Савара, Лапласа и других ученых был выяснен общий характер магнитного поля тока и был выражен в математической форме закон механического взаимодействия электрического тока и магнитных полюсов, а также закон механического взаимодействия двух электрических токов друг с другом. Вместе с тем была высказана гипотеза о том, что всякий магнит состоит из большого

количества элементарных токов, надлежащим образом ориентированных, и что магнитное поле так называемых постоянных магнитов по существу тождественно с магнитным полем электрических токов. Эта гипотеза всё более и более подтверждалась последующими исследованиями, и в настоящее время можно считать окончательно установленным, что магнитное поле всегда и безусловно всегда сопутствуется электрическим током и, обратно, не существует в природе такого электрического тока, который не сопровождался бы соответствующим магнитным полем, органически связанным с данным током. Значение этого научного достижения чрезвычайно велико.

Электромагнитная индукция, открытая Фарадеем, представляла собою существенно новое проявление свойств магнитного поля. Существенно новым здесь было то обстоятельство, что указанное явление совершение не имеет характера чисто механических действий. Это открытие послужило мощным стимулом к развитию наших знаний, касающихся взаимных соотношений между магнитными и электрическими процессами, и дало повод для пересмотра ряда привычных взглядов на сущность этих процессов.

6. На всем протяжении до-фарадеевского периода физическая мысль, обращавшаяся к вопросу о сущности электрических и магнитных взаимодействий, почти исключительно оперировала с представлением об *actio in distans*, т. е. о действии на расстоянии. Согласно этой точке зрения, взаимодействие различных физических объектов может быть рассматриваемо как результат присущей данным объектам способности оказывать влияние друг на друга сквозь пустое пространство, на расстоянии.

Основная идея, руководившая Фарадеем во всех его работах и составлявшая, так сказать, неизменный фон его научного мышления, заключалась в том, что все взаимодействия, наблюдаемые в природе вообще, а следовательно, и взаимодействия электрического и магнитного характера, могут осуществляться и иначе, как при непременно участии той среды, которая находится между взаимодействующими телами и окружает их. Мысль об этом постоянно привлекала к себе внимание Фарадея. Питая глубокую антипатию к идее действия на расстоянии, он рассматривал всякого рода притяжения и отталкивания как проявления особого состояния среды. По Фарадею, подобное действие одного физического объекта на другой передается, вообще говоря, по кривым путям, которые он назвал „силовыми линиями“ и которые в его окончательном представлении рисуются не как отвлеченные математические линии, а как „физические силовые линии“, т. е. как нитевидные элементы поля, существующие в действительности и распределенные соответствующим образом по всему пространству, занимаемому физическим полем. С рассматриваемой точки зрения, притяжения и отталкивания, а также другие явления, наблюдаемые в поле, должны быть объясняемы особенными свойствами указанных нитевидных элементов поля.

Фарадей неоднократно возвращался к вопросу о реальном существовании „силовых линий“. Особенно много внимания он считал необходимым уделять „физическим силовым линиям“ магнитного поля. Количество и густота распределения силовых магнитных линий имеют, согласно представлениям Фарадея, большое значение как обстоятельство, от которого зависит интенсивность всего того, что происходит в магнитном поле, а следовательно, и интенсивность явления электромагнитной индукции. „Физические силовые линии“ ведут себя, по Фарадею, как упругие нити. Они стремятся сократиться и взаимно отталкиваются, будучи расположены параллельно в одном и том же направлении. Они полярны,

т. е. обладают неодинаковыми свойствами по противоположным направлениям.

В своих заключительных работах „О физическом характере линий магнитной силы“ и „О физических линиях магнитной силы“ Фарадей вновь подвергает весьма обстоятельному анализу все известные ему опытные данные и окончательно утверждает в мысли, что „силовые линии“, которые мы можем себе представить в магнитном поле, обладают всеми признаками каких-то физических индивидуумов. В п. 3297 первой работы Фарадей совершенно определенно ставит вопрос в следующих словах: „Что касается важного вопроса, подлежащего рассмотрению, то он заключается только в том, имеют ли линии магнитной силы физическое существование или нет“. (Курсив принадлежит самому Фарадею.) В конце второй работы он дает ответ на поставленный вопрос и говорит, между прочим: „Итак, все эти факты и многие другие указывают на существование физических силовых линий в пространстве, окружающем магнит, так же, как и внутри него“.

В связи со всем вышеизложенным мы, стремясь возможно ближе держаться общих воззрений Фарадея, будем представлять себе магнитное поле как пространство, в котором соответствующим образом распределены „физические силовые линии“, в дальнейшем нами называемые просто *магнитными линиями*, во избежание некоторых недоразумений, могущих в настоящее время возникнуть (см. §§ 9 и 11 Главы II).

Совокупность магнитных линий принято называть *магнитным потоком*. Таким образом, мы можем сказать, что *магнитное поле есть пространство, заполненное магнитным потоком*.

в. Фарадей неоднократно подвергал разностороннему анализу всю совокупность известных ему и в значительной степени добытых им самим данных, относящихся к основным свойствам электромагнитных процессов. Как известно, этот великий естествоиспытатель обладал столь же проникновенной интуицией, сколь был глубок и плодотворен его метод анализирования физических явлений. И вот, в конце концов, он был склонен думать, что из двух сторон, на которые обычно раздельно устремляется внимание изучающего область электромагнетизма и которые мы воспринимаем или как чисто электрическую сторону, или как чисто магнитную сторону некоторого электромагнитного комплекса, — из этих двух сторон основную и, так сказать, первенствующую роль играют процессы, рассматриваемые нами в качестве магнитных. Таково общее впечатление, присизводимое всей совокупностью высказываний Фарадея, которые относятся к заключительному периоду его научной деятельности.

г. Необходимо со всей определенностью констатировать, что общие идеи Фарадея, касающиеся магнитного поля, еще не получили должного признания со стороны физической науки. До сих пор иногда продолжают трактовать магнитный поток в качестве некоторой фикции, т. е. в качестве вспомогательного понятия, быть может, и полезного при рассмотрении ряда явлений, в магнитном поле наблюдаемых, но якобы не соответствующего их действительной природе. По этой именно причине главная цель, которую преследовал автор при написании Главы I (§§ 1—5), состояла в том, чтобы возможно убедительнее доказать объективную реальность магнитного потока и вскрыть принципиальную ошибочность противоположной точки зрения. Вообще в этой книге автор стремился выяснить, что основные фарадеевские представления о структуре магнитного потока в достаточной степени соответствуют его вероятной природе.

## § 2.0 „Физическом“ действии на расстоянии

а. Представление о действии на расстоянии необходимо рассматривать в качестве одного из наиболее ярких примеров того, что можно назвать *объективированием математических абстракций*. Дело в том, что понятия и образы, возникающие на математической почве и оказывающиеся весьма полезными и ценными в процессе математического анализа, нередко трактуются затем как некоторые объекты, существующие в действительности, или как неотъемлемые свойства, присущие реальным объектам. Упускается иногда из вида и то исключительно важное обстоятельство, что изучение некоторой физической проблемы в ряде случаев допускает использование разнообразных методов математического анализа, каждый из которых требует введения своих особых вспомогательных понятий, удобных при формальном описании явления но во многих случаях не имеющих прямого отношения к тому, что происходит на самом деле. История науки показывает, что бывало немало примеров, когда чисто условные представления становились привычными и на этой почве с течением времени возникало неправильное объективирование этих условных представлений. Их начинали рассматривать в качестве чего-то, непосредственно вскрывающего сущность изучаемых явлений природы.

Так именно и случилось с представлением о действии на расстоянии применительно к области магнитных и электрических явлений. Это представление настолько глубоко внедрилось в науку об указанных явлениях, что его стали трактовать в качестве „физического“ действия на расстоянии, т. е. в качестве подлинной причины притяжений и отталкиваний, наблюдаемых в магнитных и электрических полях. Только благодаря трудам Фарадея, который указал на важную роль промежуточной среды в процессе всякого рода взаимодействий, начала в достаточной степени обнаруживаться несостоятельность идеи о „физическом“ действии на расстоянии.

Фарадей совершенно не допускал возможности базироваться на точке зрения действия на расстоянии при изучении и объяснении каких бы то ни было явлений природы. В своих рассуждениях он неоднократно ссылался на авторитет Ньютона. Между прочим, Фарадей, перечисляя обстоятельства, могущие служить обоснованием его взглядов,<sup>1</sup> указывает и следующее:

„5. Твердое убеждение, выраженное сэром Исааком Ньютоном, что даже тяготение не может осуществляться в виде производимого на расстоянии эффекта иначе, как через посредство какого-то промежуточного агента,<sup>2</sup> выполняющего условия некоторой физической силовой линии“.

Как известно, представление о действии на расстоянии, рассматриваемом в качестве первичного физического явления, возникло в связи с работами Ньютона, который дал математическую формулировку открытого им закона всемирного тяготения. Сам Ньютон совершенно неповинен в приписываемом ему некоторыми учеными введении в науку идеи о „физическом“ действии на расстоянии. Он ясно понимал, что область применения представлений, казалось бы, диктуемых законом всемирного тяготения, ограничивается рамками чисто математи-

<sup>1</sup> Faraday. Experimental Researches in Electricity, Vol. III, § 3305.

<sup>2</sup> Здесь Фарадей в особом примечании полностью приводит цитату из переписки Ньютона с Бенглем (см. эту именно цитату несколькими строками дальше).

ческого анализа явлений тяготения и ни в коем случае не должна быть распространяема на вопросы, касающиеся самой сущности тяготения. Великий математик, показавший весьма совершенные образцы надлежащего использования формулированного им закона и тем положивший основание всей небесной механики, Ньютон, будучи одновременно и великим физиком, вполне отчетливо и достаточно категорически высказывал свое мнение о природе тяготения. По этому поводу он писал (в третьем письме к Бентлею):

„Что тяготение должно быть врожденным, присущим я важнейшим свойством материи, так что одно тело может взаимодействовать с другим на расстоянии через *пустоту* без участия чего-то иного, при посредстве чего и через что их действие и сила могут передаваться от одного к другому, это мне кажется столь большим абсурдом, что я не представляю себе, чтобы кто-нибудь, владеющий способностью компетентно мыслить в области вопросов философского характера, мог к этому притти. Тяготение должно обуславливаться каким-то агентом, непрерывно действующим согласно известным законам; но представляет ли собою этот агент что-либо материальное или нематериальное, это я предоставляю усмотрению моих читателей“<sup>1</sup>.

В развитии математической теории магнитных и электрических полей роль закона Ньютона сыграли всем известные законы Кулона, относящиеся к магнитным и электрическим взаимодействиям и по форме своей очень напоминающие ньютоновский закон тяготения. На почве законов Кулона и их применений создались представления, которые мало-помалу начали внедряться в наше физическое мышление, вообще говоря, без достаточных оснований. В области учения о магнитных явлениях стало широко использоваться понятие магнитных масс или количеств магнетизма, которое было введено в науку Кулоном в качестве вспомогательного понятия, удобного при математическом описании механических взаимодействий магнитных полюсов. Фиктивность магнитных масс вскрылась благодаря исследованиям Фарадея и в настоящее время может считаться окончательно установленной. В какой мере осторожно подходил Кулон к чисто условному понятию магнитных масс, явствует

<sup>1</sup> В последнее время, в особенности после опубликования в 1937 г. записей Д. Грегори о его беседах с Ньютоном, делаются попытки обесценить ссылку Фарадея на приведенную цитату из письма к Бентлею указаниями на то, что Ньютон, осуждая идею действия на расстоянии, якобы имел в виду только такой агент, который выходит за пределы категории физических реальностей. Однако подобные попытки не трудно опровергнуть. Во-первых, не подлежит сомнению, что Ньютон во всяком случае считал абсурдной самую мысль о возможности механического взаимодействия тяготеющих масс без участия „чего-то иного“ (anything else), обладающего способностью служить посредником при передаче именно этих сил *механического* взаимодействия. Во-вторых, особенно существенно, что абсурдности идеи действия на расстоянии Ньютон противопоставлял необходимость признания промежуточного агента *совершенно независимо* от того, будет ли он материальным (по старой терминологии), или нематериальным. Следовательно, по „усмотрению... читателей“ можно мыслить этот агент материальным, а в настоящее время, конечно, и должно именно так мыслить, т. е. признавать промежуточную среду. В-третьих, в настоящее время *не имеют значения* возможные конкретные представления самого Ньютона о каком-либо „нематериальном“ агенте, быть может, отражавшие эпоху, когда он жил (около 300 лет тому назад). Это к существу дела не относится. Из всего сказанного вытекает, что Фарадей вполне законно и правильно ссылался на авторитет Ньютона для обоснования своих мыслей об участии промежуточной среды в магнитных и электрических взаимодействиях. Попытки же доказать противное свидетельствуют лишь о склонности отрицать промежуточную среду и о каком-то недопонимании общего характера физических установок Ньютона, этого великого основоположника точных наук о природе.

из следующего. В одном из своих мемуаров, посвященных магнетизму,<sup>1</sup> он говорит:

„Из этих экспериментов следует, что, какова бы ни была причина магнитных явлений, все эти явления могли бы быть истолкованы и подвергнуты анализу при посредстве допущения, что в стальных пластинках или в их молекулах находятся две магнитные жидкости, причем частицы каждой такой жидкости взаимно отталкиваются пропорционально их плотности и обратно пропорционально квадрату их расстояния и притягивают частицы другой жидкости в том же отношении...“

В связи с изложенным выше полезно напомнить весьма категорическое суждение О. Д. Хвольсона, который в своем „Курсе физики“<sup>2</sup> говорит:

„Термином *actio in distans*, т. е. действие на расстоянии, обозначается одно из наиболее вредных учений, когда-либо господствовавших в физике и тормозивших ее развитие...“

Таким образом, мы имеем достаточные основания, перефразируя вышеприведенные слова Ньютона, сказать следующее: физик, углубляющийся в вопрос о природе изучаемых им явлений, не может себе представить, чтобы некоторый физический объект вступал во взаимодействие магнитного или электрического характера с другим физическим объектом через абсолютную пустоту, без участия чего-то постороннего, при посредстве чего и через что их взаимодействие осуществлялось бы.

Необходимо, однако, отметить необычайную стойкость псевдофизической идеи о действии на расстоянии. Как уже отмечалось выше, до самого последнего времени иногда продолжают еще рассматривать действие на расстоянии как нечто, вполне отвечающее природе вещей, т. е. как первичное физическое явление. И это наблюдается несмотря на глубокое физическое содержание всех трудов Фарадея, Максвелла, Герца и многих других ученых. Единственное объяснение подобного положения дела можно искать в чрезмерном влиянии на наше физическое мышление методов математического анализа. Широкое и плодотворное использование высшего анализа при изучении физических явлений, необычайная утонченность и, так сказать, изящество многих математических методов естественно приводят к тому, что ученые, работающие в области физики и, вообще говоря, весьма совершенно владеющие всем аппаратом высшего анализа, до известной степени непроизвольно объективируют формы и образы, являющиеся чистыми математическими абстракциями. Форма выдвигается на первый план, заслоняя собою содержание. В этом отношении мы имеем дело с чем-то, аналогичным наблюдаемому в литературе и в области изобразительных искусств, где время от времени возникают течения, ставящие форму выше содержания.

6. Ввиду того, что идея о „физическом“ действии на расстоянии имеет еще своих защитников и в ряде случаев нет достаточной четкости в общих установках, касающихся явлений природы, целесообразно остановиться несколько подробнее на внутреннем содержании этой псевдофизической идеи. Это тем более необходимо сделать, что выявить достаточно убедительно объективную реальность магнитного потока можно, только доказав полную абсурдность самой мысли о „физическом“ действии на расстоянии.

<sup>1</sup> Coulomb. Collections de Mém. relatifs à la Physique. 3, p. 321.

<sup>2</sup> О. Д. Хвольсон. Курс физики, т. I, стр. 181, 1923.

Будем вести наши рассуждения именно применительно к области магнитных взаимодействий. Представим себе два магнита  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  (рис. 1), расположенных на некотором совершенно произвольном расстоянии один от другого в так называемой „пустоте“. Допустим далее, что магнит  $N_1S_1$  окружен со всех сторон двумя замкнутыми поверхностями  $A$  и  $B$ , нигде не соприкасающимися между собой и не пересекающимися. Зададим теперь такой вопрос:

*Могут ли магниты  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  взаимодействовать друг с другом так, чтобы при этом в слое между двумя поверхностями  $A$  и  $B$  не происходило какого бы то ни было физического процесса?*

Если мы действительно стремимся вникнуть в сущность физических явлений, происходящих в магнитном поле, то мы и можем и должны дать на этот вопрос вполне определенный ответ „да“ или „нет“. Совершенно невозможно допустить мыслимость некоторого третьего ответа. Не может быть также и речи о каком-либо синтезе этих принципиально противоположных и исключающих друг друга ответов „да“ и „нет“, так как нельзя представить себе построение такой физической теории, согласно которой в слое между поверхностями  $A$  и  $B$  в одно и то же время и происходил бы некоторый физический процесс, и решительно ничего не происходило бы.

Автор настоящей книги сформулировал подобный вопрос в связи с дискуссией о природе явлений, происходящих в электромагнитном поле, и неоднократно его предлагал приверженцам точки зрения „физического“ действия на расстоянии.<sup>1</sup> Опыт показывает, что обычно весьма затруднительно получить со стороны лиц, привыкших к формально-математическим методам анализа физических явлений, какой-либо определенный ответ на указанный вопрос. В огромном большинстве случаев никакого четкого ответа не дается, а вместо этого иногда делаются попытки возражать против правильности и закономерности постановки такого вопроса. Однако возражения этого рода не трудно опровергнуть.

Действительно, как бы мы ни смотрели на сущность происходящих в природе процессов, все мы принимаем за нечто безусловно достоверное тот факт, что магниты  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  могут как-то физически взаимодействовать. Нельзя, далее, представить себе какие-либо доводы против утверждения, что в слое, ограниченном поверхностями  $A$  и  $B$  (рис. 1), либо может, вообще говоря, происходить какой бы то ни было физический процесс, либо он может совершенно отсутствовать. Что-либо третье, кроме этих возможностей, немыслимо, как было указано выше. В связи с этим мы имеем полное основание сопоставлять факт взаимодействия магнитов  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  с вероятностью наличия или с вероятностью отсутствия какого бы то ни было физического процесса в слое между поверхностями  $A$  и  $B$  и иметь по этому поводу суждение. Таким образом, вышеприведенный вопрос, побуждающий нас взвесить вероятность того или другого, необходимо признать вполне допустимым, законным и правильным.<sup>2</sup>

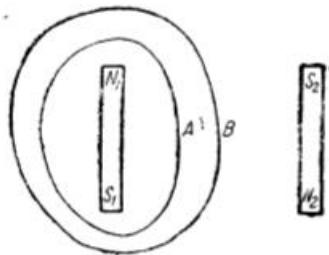


Рис. 1.

<sup>1</sup> Миткевич. Основные физические воззрения, Изд. 3-е, Изд. Акад. Наук СССР, 1939.

<sup>2</sup> Для иллюстрации того, насколько далеко заходит иногда непонимание сущности фарадеев-максвелловской точки зрения, отвергающей „физическое“ действие на расстоянии,

С фарадеевской точки зрения, к которой полностью присоединился и Максвелл, на заданный вопрос необходимо, конечно, ответить „нет“. И этот ответ представляется совершенно естественным и единственно приемлемым.

Ответ „да“ логически вытекает из точки зрения „физического“ действия на расстоянии. Абсурдность и противоестественность такого ответа столь очевидна, что противники фарадее-максвелловских общих установок, повидимому, именно по этой причине в огромном большинстве случаев воздерживаются от четкого ответа „да“ или просто не дают никакого ответа. Но всякое уклонение от прямого ответа на рассматриваемый вопрос, всякие оговорки или имеющие характер таковых оговорок рассуждения по существу эквивалентны ответу „да“. Какое бы то ни было оправдание подобного ответа представляется аналогичным утверждению, что два лица, одно из которых находится внутри запертой комнаты, а другое где-либо снаружи, могут переговариваться друг с другом даже в том случае, если все стенки комнаты абсолютно непроницаемы для звука или любой иной формы передачи разговорных сигналов. Мысль о возможности подобного рода сношений в полной мере нелепа.

в. Обращаясь теперь к внутреннему содержанию ответов „нет“ и „да“ на сформулированный выше вопрос, необходимо прежде всего иметь в виду, что свойства, обнаруживаемые в каком бы то ни было физическом явлении, мыслимы только в непосредственной связи с соответствующим носителем этих свойств, т. е. в связи с некоторой физической реальностью. Далее, всякая физическая реальность или сколь угодно малая часть ее обязательно занимает присущий ей объем нашего трехмерного пространства. Наконец, мы никак не можем представить себе пространственной разобщенности самой физической реальности и ее характерных свойств. Нельзя допустить, чтобы физическая реальность была расположена в одном месте, а ее свойства сами по себе, в оторванном виде, локализовались бы где-либо в другом месте. И то и другое мы должны мыслить объединенным в одном и том же объеме.

Рассмотрим теперь магнит  $N_1S_1$ , наличие которого обуславливает возникновение механического воздействия на полюсы магнита  $N_2S_2$ , расположенного, вообще говоря, где угодно. Пока магнита  $N_1S_1$  нет, полюсы магнита  $N_2S_2$  такого механического воздействия не испытывают. В связи с этим мы можем утверждать, что в каждой точке пространства вокруг магнита  $N_1S_1$ , т. е. в каждой точке поля магнита  $N_1S_1$ , обнаруживаются какие-то физические свойства, именно способность действовать механически на полюсы магнита  $N_2S_2$ .

можно указать что, вместо четкого ответа на сформулированный выше вопрос, делались между прочим, попытки трактовать данный вопрос в качестве чего-то, совершенно бессодержательного и не имеющего никакого смысла. Так, например, проводилась аналогия между этим вопросом и вопросом о „цвете меридиана“. Автор настоящей книги признал долю истинны в этом, по существу, поверхностном сравнении. Именно, если под „меридианом“ метафорически подразумевать некоторую характеристику нашей общей позиции, то вопрос о „цвете меридиана“ действительно можно сопоставить с вопросом о наших принципиальных физических установках, которые, опять же в метафорическом смысле, всегда бывают „окрашены“ в тот или иной „цвет“. А „цвет“ этот может либо соответствовать правильному миропониманию, либо же характеризовать ложные физические воззрения. Таким образом, сформулированный автором вопрос является своего рода „лакмусовой бумажкой“, которая обладает свойством выявлять наши принципиальные установки в отношении существа физических взаимодействий, совершающихся в природе (см. стр. 202 „Сборника“, указанного в предыдущем примечании).

По поводу рассматриваемых свойств поля магнита  $N_1S_1$  могут быть сделаны два предположения.<sup>1</sup>

Предположение первое. Эти характерные свойства возникают в некотором отдельном участке пространства только вследствие появления там полюсов магнита  $N_2S_2$ .

Предположение второе. Эти свойства, обусловленные наличием магнита  $N_1S_1$ , как-то были уже распределены во всем окружающем данный магнит пространстве совершенно независимо от появления полюсов магнита  $N_2S_2$ , роль которых в таком случае сводится лишь к обнаружению указанных свойств.

Первое предположение представляется в высокой степени неправдоподобным и противоречащим всей совокупности того, что мы знаем о магнитных и электрических полях вообще. В этом отношении можно, например, указать на следующее. В любой точке пространства, окружающего магнит  $N_1S_1$ , свойство воздействовать на полюсы магнита  $N_2S_2$  возникает лишь через некоторый промежуток времени, считая от момента появления магнита  $N_1S_1$ , т. е. с каким-то запозданием. Однако в случае предварительного установления поля магнита  $N_1S_1$ , данное свойство поля мгновенно обнаруживается при появлении полюсов магнита  $N_2S_2$ . На основании этого мы заключаем, что рассматриваемое свойство приобретает всеми участками пространства, окружающего магнит  $N_1S_1$ , благодаря какому-то предварительному процессу еще до внесения полюсов магнита  $N_2S_2$ .

Остается, следовательно, только второе предположение, а именно, что специфические свойства пространства, как-то закономерно ориентированные вокруг магнита  $N_1S_1$ , имеют место совершенно независимо от наличия магнита  $N_2S_2$ .

Принимая во внимание сказанное раньше о непосредственной связи свойств с их носителем, мы должны признать, что те или иные характерные свойства данного магнитного поля присущи какому-то реальному носителю этих свойств, т. е. физической реальности, заполняющей каждый объемный участок пространства, где обнаруживаются свойства магнитного поля. Эту физическую реальность, распределенную по всему пространству и способную приходить в специфическое состояние, характерное для магнитного поля, мы не можем мыслить иначе, как в форме некоторой материальной среды.

Таким образом, мы имеем логическое обоснование принципиальной фарадее-максвелловской установки, согласно которой все физические взаимодействия совершаются при непрременном участии среды, окружающей взаимодействующие центры. Отсюда же совершенно естественно вытекает и ответ „нет“ на сформулированный вопрос.

г. Противоположная точка зрения, признающая возможность „физического“ действия на расстоянии и в связи с этим приводящая к ответу „да“ на рассматриваемый вопрос, отвергает все вышеприведенные обоснования фарадее-максвелловской установки и допускает реальное существование абсолютно пустого пространства, решительно ничем не заполненного. Последнее допущение является главным моментом во всех рассуждениях с точки зрения действия на расстоянии, тогда как идея о пространстве абсолютно пустом, самом по себе, без заполняющей его какой-либо материальной среды в самом широком значении этого слова, есть лишь один из примеров объективирования математической

<sup>1</sup> Необходимо указать, что весь ход мыслей, изложенных ниже, позаимствован у Фарадея, и, по существу, почти ничего нового к этому не добавлено. См. Faraday, Experimental Researches in Electricity, vol. III, pp. 571, 572.

абстракции и не имеет прямого отношения к реальному миру физических явлений. Об этом будет еще речь в следующих параграфах. Итак, первый основной упрек по адресу точки зрения действия на расстоянии состоит в том, что она вводит в круг физического мышления чистую фикцию — абсолютно пустое пространство.

Допустим, однако, на время, что абсолютно пустое пространство может реально существовать и что оно разделяет два взаимодействующих магнита  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  (рис. 1), занимая весь объем слоя между поверхностями  $A$  и  $B$ . Ясно, что в таком случае данный слой не содержит в себе никакой физической реальности, и поэтому мы должны считать его совершенно, так сказать, запрещенным для какого бы то ни было физического процесса, способного осуществлять связь между взаимодействующими магнитами  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$ , и именно связь в пределах нашего трехмерного пространства. Иными словами, при данных условиях мы не можем мыслить какой-либо проходящей через этот слой линии физической связи между полюсом магнита  $N_1S_1$  и полюсом магнита  $N_2S_2$ . Если, однако, эти магниты всё же взаимодействуют, т. е. если между ними всё-таки проявляется некоторая физическая связь, то очевидно, что она должна осуществляться как-то помимо замкнутого запрещенного слоя, ограниченного поверхностями  $A$  и  $B$ . Но это значит,

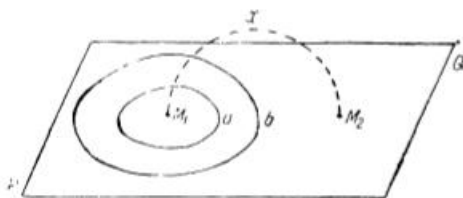


Рис. 2.

что линия связи между магнитами  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  выходит из пределов трехмерного пространства и пролетает где-то в пространстве с большим, чем три, числом измерений, например в четырехмерном пространстве. Для пояснения сказанного воспользуемся аналогией, прибегнув к пространствам с пониженным числом измерений. Рассмотрим какое-нибудь двухмерное пространство, скажем, поверхность  $PQ$  (рис. 2). Пусть точки  $M_1$  и  $M_2$  символизируют наши взаимодействующие системы. Окружим далее точку  $M_1$  двумя замкнутыми кривыми  $a$  и  $b$ , лежащими на поверхности  $PQ$ , нигде не касающимися одна другой и не пересекающимися. В таком случае всякая линия геометрической связи между точками  $M_1$  и  $M_2$ , лежащая в пределах двухмерного пространства  $PQ$ , обязательно должна пройти через зону, ограниченную замкнутыми линиями  $a$  и  $b$ . Но если эта зона запрещена для геометрической связи между точками  $M_1$  и  $M_2$ , то искомая связь может быть осуществлена только помимо запрещенной зоны, а именно при помощи какой-либо линии  $x$ , соединяющей точки  $M_1$  и  $M_2$  вне рассматриваемого двухмерного пространства  $PQ$ , т. е. через трехмерное пространство, как это показано на рис. 2 пунктирной линией.

Совершенно аналогичным образом и в случае взаимодействия магнитов  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  (рис. 1), если весь объем слоя, ограниченного поверхностями  $A$  и  $B$ , запрещен для какой-либо физической связи данных магнитов, а эту физическую связь мы всегда ассоциируем с некоторой линией геометрической связи между ними, — то эту последнюю мы вынуждены искать за пределами нашего трехмерного пространства.

Защитники точки зрения „физического“ действия на расстоянии могут, конечно, указывать, что связь физического взаимодействия магнитов  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  не нужно обязательно ассоциировать с какой-либо линией геометрической связи между ними. Однако, какая бы то ни

было связь между магнитами  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  не может иметь места при условии их абсолютной изолированности. Благодаря наличию запрещенного слоя между поверхностями  $A$  и  $B$ , который совершенно разделяет наше трехмерное пространство на две разобщенные части, магниты  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  оказываются расположенными в двух абсолютно изолированных одна от другой областях трехмерного пространства. Для того, чтобы эти магниты всё же могли быть связаны взаимодействием, они так или иначе должны быть объединены в одной и той же пространственной непрерывности. Формально можно допустить, что две отдельные трехмерные пространственные непрерывности охватываются одной общей четырехмерной пространственной непрерывностью, т. е. четырехмерным пространством. Это именно и констатируется возможностью построения линии геометрической связи между магнитами  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  сквозь незапрещенное четырехмерное пространство.

До настоящего времени физика не занималась явлениями, якобы происходящими в четырехмерном пространстве, вне нормального трехмерного пространства. Всё это увело бы нас в совершенно чуждую фантастическую область. Герц, за которым нельзя не признать глубокого проникновения в сущность явлений природы, в своей речи, произнесенной в Гейдельберге (1889), на тему „О соотношениях между светом и электричеством“ коснулся попыток физического объяснения электрических явлений при помощи действия на расстоянии и при этом указал, что таким путем мы привносим в науку элементы чего-то, имеющего спиритический характер. Действительно, многие теоретики спиритизма и между ними некоторые выдающиеся ученые, привыкшие верить в реальность спиритических, медиумических и прочих сверхъестественных явлений, пытались в давно минувшее время научно обосновать свое отношение к ним и при этом обычно базировали свои суждения именно на допущении физической связи между явлениями, протекающими в нашем трехмерном пространстве, через посредство охватывающего его четырехмерного пространства. Однако совершенно несомненно, что спиритические и т. п. явления вполне объясняются сознательным, а иногда даже подсознательным введением участников сеансов в заблуждение и всё это обычно весьма осложняется наличием массового гипноза или самогипноза. Одним словом, четырехмерное пространство тут совершенно не при чем. Дело обстоит гораздо проще, и нет решительно никаких оснований привлекать к ответственности четырехмерное пространство. Тем меньше оснований прибегать к четырехмерному пространству в случае рассмотрения вопроса о природе физических явлений.

Сказанное выше несколько не опровергает правильности и целесообразности использования идеи о многомерных пространствах в процессе математических операций, к которым иногда весьма полезно и даже необходимо прибегать в некоторых специальных отделах современной теоретической физики. В области приложений высшего анализа не может быть никаких ограничений для формально безупречного оперирования с математическими абстракциями. Но в области нашего физического мышления, в особенности при рассмотрении вопроса о вероятной природе физических явлений, несомненно приходится считаться с некоторыми ограничениями, вытекающими из наших общих принципиальных установок, и не выходить за пределы нашей нормальной пространственно-временной непрерывности, в которой эти явления имеют место.

д. Итак, *восторженный анализ точки зрения „физического“ действия на расстоянии приводит к выводу о полной несостоятельности*

ности этой точки зрения при рассмотрении природы физических явлений. Следовательно, вопрос, касающийся общих условий взаимодействия двух магнитов  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  (рис. 1), категорически решается в пользу фарадеев-максвелловской принципиальной установки, признающей основную роль промежуточной среды, при участии которой и через посредство которой в данном случае осуществляется физическая связь между полюсами магнитов. Вместе с тем необходимо утверждать, что в объеме слоя, ограниченного поверхностями  $A$  и  $B$ , а также и во всем пространстве, окружающем магниты, происходит реальный физический процесс и промежуточная среда действительно находится в каком-то особом состоянии, воспринимаемом нами как специфические свойства магнитного поля или, иными словами, магнитного потока. Таким образом, магнитный поток мы должны признать подлинной физической реальностью, а не чем-то воображаемым.

Опыт и в особенности электротехническая практика, предоставляющая возможность работать с разного рода электромагнитными механизмами, убеждает нас в том, что реальность магнитного потока столь же несомненна, как и реальность, например, электрона или радиоволн. Названные физические реальности подобно магнитному потоку недоступны непосредственному восприятию нашими органами чувств, но действительное существование их вполне надежно устанавливается целым рядом косвенных методов.

е. В некоторых случаях при решении задач из области физики довольствуются формально правильным рассмотрением того или иного вопроса с точки зрения действия на расстоянии. Отсюда и проистекают попытки оспаривать представление о промежуточной среде, которое иногда совсем не используется в самом процессе чисто математических выводов. Всё это вполне понятно и до известной степени извинительно, в особенности если отсутствует склонность физически мыслить. Однако подобного рода попытки вторгаться в область физических представлений с идеей действия на расстоянии, являющейся физическим абсурдом, не выдерживают никакой критики.

В связи со всем, сказанным выше, может возникнуть мысль, не правильное ли было бы совершенно изгнать, хотя бы из нашего научного языка, такие привычные понятия, как „притяжение“ и „отталкивание“ в виду их явного несоответствия подлинной причине наблюдаемых явлений. Не должны ли мы постараться так строить нашу речь, чтобы вполне обходиться без этих несомненно фиктивных понятий? Однако подобное ригорическое преследование какого бы то ни было использования понятий „притяжение“ и „отталкивание“ надо признать нецелесообразным, так как эти понятия всё же позволяют нам весьма просто и кратко описывать явления, когда всё происходит так, как будто бы тела притягиваются или отталкиваются (здесь мы используем известный оборот речи, примененный Ньютоном в отношении всемирного тяготения). Надо только никогда не забывать о чистой условности соответствующих выражений, допустимых в такой же степени, как и выражение „солнце всходит и заходит“ или выражение „лодка притягивается к борту идущего корабля“. В последнем примере мы имеем в виду всем известное явление кажущегося притяжения лодки к борту корабля в случае, если этот корабль движется вперед, а лодка привязана достаточно длинным канатом к борту корабля или даже к концу какой-либо балки, вынесенной с носа поперек корабля на несколько метров в сторону от борта. На самом деле, конечно, лодка стюдь не „притягивается“ корабельным бортом, который вовсе не

обладает столь интенсивным и поистине магическим свойством. Суть же дела в том, что лодка, увлекаемая кораблем и движущаяся по поверхности воды вместе с ним, испытывает не одинаковые давления воды с обеих сторон и, именно, меньшее давление со стороны промежутка между лодкой и кораблем и большее давление с внешней стороны. Поэтому-то лодка прижимается к борту идущего корабля, а нам кажется, что борт „притягивает“ лодку, и мы обычно так и описываем это на первый взгляд непонятное явление. Точно так же и кажущиеся „притяжения“ разноименных магнитных полюсов и взаимные „отталкивания“ одноименных полюсов представляют собою лишь результат специфических процессов, происходящих в материальной среде, заполняющей пространство, в котором наблюдаются проявления магнитного поля.

### § 3. Магнитный поток как форма движущейся материи

а. Во всех без исключения физических явлениях мы встречаемся с движущейся материей. Как показывает история естествознания, это основное положение всегда и везде служило надежной путеводной нитью, приводящей к правильному пониманию того, что происходит в действительности. Наука о природе, идущая по указанному пути и рассматривающая все явления как взаимно связанные в процессе непрерывных и разнообразных изменений, по мере своего развития углубляет знание закономерностей, которые характеризуют мироздание в целом, и последовательно приближает нас ко всё более и более полному проникновению в сущность движущейся материи.

Что такое материя? С общепhilософской точки зрения, понятие материи обозначает всё то, что объективно реально существует и что мы познаем или непосредственно через наши ощущения, или же посредством всякого рода дополнительных приспособлений, расширяющих границы использования наших органов внешних чувств.

*Опыт показывает, что вещи и предметы, с которыми мы имеем дело при изучении природы, не могут быть устранены из обстановки физического эксперимента какими бы то ни было усилиями нашего сознания. Таким образом, эти вещи и предметы не являются продуктом нашей психической деятельности, но они ощущаются вне нашего сознания и совершенно независимо от нашего сознания.*

Представление о материи охватывает собой не только так называемую гравитационную материю, из которой состоят обычные тела разного рода и которую мы называем веществом, но и вообще всё, что лежит в основе каких бы то ни было иных реальных объектов (например, магнитного потока, электрического поля, квантов лучистой энергии и т. д.). В связи с прогрессом науки о природе наши конкретные представления о различных видах материи, изучаемой в физическом эксперименте, т. е. о материи в чисто физическом смысле, претерпевают эволюцию, изменяются и дополняются.

Бесконечное разнообразие форм, в которых проявляется материя, во всех без исключения случаях характеризуется тем, что она всегда претерпевает те или иные изменения, явные или скрытые, т. е. всегда находится в состоянии движения. При этом понятие движения мы обобщаем, охватывая им всевозможные изменения и процессы, происходящие в природе. Пространственные перемещения небесных тел, механическое движение небольших масс на отдельных мировых телах, тепловое движение молекул, химическое разложение и соединение, пространственные

перемещения мельчайших материальных частиц, входящих в состав атома, электрический ток и вообще электромагнитные явления, биологические процессы и т. д. и т. п. — всё это примеры различных форм движения, в одной из которых или в нескольких одновременно участвует любая элементарная частица материи в каждый данный момент.

Никогда и нигде материя не находится в абсолютном покое. Материя пребывает в вечном движении и именно благодаря этому состоянию движения материя обладает активностью, вследствие которой она способна воздействовать на наши органы чувств и обуславливать наши ощущения. Через посредство ощущений и только таким путем вещи и тела природы, а также свойственные им закономерности находят свое отражение в нашем сознании.

Понятия материи и движения настолько тесно связаны между собой, что необходимо всегда их мыслить совместно. *Движущаяся материя есть нечто единое.* Наши обычные и столь всем привычные представления о „материи“ и „движении“ в отдельности характеризуют собою способ сосредоточения внимания на каждой из двух, по существу нераздельных сторонах единой объективной реальности, которую мы называем „движущейся материей“.

Таким образом, если мы очень часто говорим только о материи или только о движении, то надо при этом никогда не упускать из вида, что это есть лишь своего рода абстрагирование при всестороннем рассмотрении процессов, происходящих в природе. Материя может быть только движущаяся. Движение может происходить только там, где есть то, что движется, т. е. где есть материя.

б. В процессе анализа разнообразных проявлений движущейся материи и всевозможных видов движения материи мы совершенно не в состоянии отрешиться от представлений о пространстве и времени. Эти представления служат основным фоном всякого рассмотрения явлений природы. Подобно тому как мы не можем никакими усилиями нашего сознания устранить вещи и предметы внешнего мира из обстановки любого физического эксперимента, точно так же никоим образом мы не можем мыслить эти вещи и предметы вне пространства и времени. Поскольку движущаяся материя есть объективная реальность, постольку пространство и время являются объективно реальными основными формами существования вечно движущейся материи.

Представление о пространстве выработалось в сознании человека в результате многотысячелетнего опыта и всестороннего ознакомления с основными свойствами вещей и предметов внешнего мира. Среди этих основных свойств, общих для всех тел природы, весьма важное значение имеет их протяженность по всем доступным наблюдению направлениям. Отсюда возникло представление об объемности тел природы и вообще всякой физической реальности, так или иначе проявляющей себя при изучении человеком разнообразных процессов, которые происходят в природе. Практика показывает, что любая физическая реальность в отношении ее протяженности характеризуется тем, что в пределах данной реальности всегда можно построить три и только три взаимно перпендикулярных направления. Так создалось и оформилось представление о трехмерной пространственной протяженности всех тел природы и о трехмерном пространстве как объективно реальной форме их существования. Итак, при рассмотрении физических явлений мы всегда должны иметь в виду *трехмерное пространство*, которое в этом смысле мы можем называть *физическим пространством*.

Остановимся теперь на вопросе о так называемой абсолютной

пустоте. Представление об абсолютно пустом пространстве до последнего времени нередко продолжает засорять физическое мышление и является одним из примеров ошибочных уклонов при изучении явлений природы. Пространство вообще не есть нечто самодовлеющее, не есть какое-то самостоятельное существующее вместилище вещей и предметов внешнего мира. *Будучи лишь объективно реальной формой существования разнообразных вещей и предметов, пространство немислимо без заполняющей его вечно движущейся материи.*

Совершенно абсурдны встречающиеся иногда попытки допущения хотя бы беспредельно малых объемов пространства, в которых не содержится ничего материального. Ведь абсолютная пустота, т. е. пространство, в котором абсолютно отсутствует что бы то ни было, есть подлинное „ничто“ в физическом смысле. Ведь это есть абстрагированная форма существования реальных объектов, рассматриваемая без этих объектов. Мысль о том, будто подобное „ничто“ может реально существовать само по себе, является бессодержательной нелепостью. В природе нет места тому, что не обладает признаками объективно реального физического содержания. Следовательно, нигде нет областей пространства, которые можно было бы рассматривать в качестве абсолютной пустоты. В связи с этим необходимо утверждать, что *материя непрерывно заполняет всё физическое пространство.*

Данное утверждение отнюдь не противоречит тому факту, что движущаяся материя может проявляться в виде дискретных элементарных частиц и в виде разного рода комплексов этих частиц, каковые комплексы мы обычно называем телами. Утверждение о непрерывности материи надо понимать в том смысле, что всё наше трехмерное пространство без какого бы то ни было изъятия заполнено материальной средой. При этом наблюдаемые в природе прерывности, воспринимаемые нами в виде дискретных материальных частиц (атомы вещества, составные части атомов и т. д.), являются специфическими формами движущейся материи, находящимися в единстве с материальной непрерывностью.

Итак, представление об абсолютно пустом пространстве должно быть со всею решительностью изгнано из нашего физического мышления как не соответствующее тому, что может быть в действительности.

в. Простейшей формой движения является пространственное перемещение материи, обычно называемое нами механическим движением — в случаях перемещения различных тел природы, которые обладают некоторой определенной массой. В связи с тем, что в настоящее время физическая наука доказала изменчивость массы тела в зависимости от его скорости и эта характеристика материи, казавшаяся раньше абсолютно постоянной, уже утратила подобное значение, представление о механическом движении действительно требует пересмотра, в особенности в виду затруднительности его применения в ряде предельных случаев, когда явления выходят из границ приложения классических законов механики. Термин „пространственное перемещение“ является более общим, так как он охватывает собою не только обычное механическое движение, но и всевозможные иные случаи простейших движений материи.

Здесь необходимо еще раз указать следующее. Пользуясь общим понятием пространства в научном языке и в нашей обычной речи, мы весьма часто допускаем абстрагирование данного понятия и в силу привычки всё еще рассуждаем так, как будто бы эта основная форма существования материи представляет собою нечто самостоятельное. Так, например, мы говорим о каком-либо объеме пространства, в котором

размещены те или иные тела как в некотором вместилище. Разного рода физические процессы и происходящие при этом движения мы рассматриваем на фоне данного объема пространства как некоторой арены, существующей будто бы совершенно самостоятельно. Вообще мы привыкли говорить, что материя движется в пространстве и т. д. и т. п. Если всё это делается с учетом того, что пространство есть лишь форма существования материи и в действительности совершенно не отделимо от нее, если такие обороты речи мы сознательно применяем лишь как удобный условный язык, — в этом нет ничего недопустимого. Быть может, правильнее было бы говорить, что физические реальности, существующие в природе, при своем движении непрерывно изменяют места соприкосновения с другими физическими реальностями, их непосредственно окружающими. Но это слишком сложный и практически неудобный способ описания процессов движения, а потому целесообразно пользоваться обычными более лаконичными оборотами речи.

г. Достоинно особого внимания следующее обстоятельство, проливающее свет на основную роль пространственных перемещений материи в разнообразных явлениях природы. Все главнейшие успехи современной физики по существу теснейшим образом связаны именно с выяснением тех движений, тех пространственных перемещений материи, которые происходят в различных процессах или в различных физических комплексах, воспринимавшихся ранее в качестве чего-то, не делимого и не разложимого на составные части. Так, например, атом обычного вещества предстал теперь перед взором исследователя как целый микрокосмос, как сложное образование, части которого непрерывно совершают соответствующие пространственные перемещения. Эти составные части атома (электроны, протоны и т. д.), казавшиеся еще недавно какими-то предельными физическими реальностями, благодаря открытию дифракции материальных лучей и успехам теоретической физики в настоящее время представляются в свою очередь в виде каких-то сложных материальных систем, обладающих в основном электромагнитными свойствами и имеющими волновую природу. И, конечно, подлинно реальной причиной дифракции электронов могут быть только процессы волнового характера, которые происходят в материальной среде, совершенно заполняющей трехмерное физическое пространство, и имеют непосредственное отношение к природе электронов и т. п. Вместе с тем несомненно, что эти волновые процессы в конечном итоге должны быть как-то связаны с элементарными пространственными перемещениями материальной среды, которые неизменно входят в состав электронов, протонов и других частей атома. Дальнейшие успехи физической науки, конечно, дадут много материала для выяснения и изучения характера указанных пространственных перемещений.

*Вобщем, совершенно невозможно представить какой бы то ни было физический процесс или какое бы то ни было состояние материи, которые не заключали бы в себе простейшей формы движения, т. е. пространственных перемещений материи.* Ведь если бы могло существовать такое состояние материи, при наличии которого все без исключения объемные элементы материи не претерпевали бы никаких пространственных перемещений, то это означало бы полное отсутствие всякого процесса, всяких изменений в рассматриваемом участке пространства, так как никакие изменения невозможны там, где всё абсолютно неподвижно, где всё в абсолютном покое. Самая мысль о чем-либо подобном весьма неправдоподобна. Этого никогда не бывает в природе, в основе которой лежит вечно движущаяся материя.

д. Таким образом, как бы ни была высока и своеобразна форма движения, она обязательно заключает в себе и простейшую форму движения, т. е. пространственные перемещения материи, отдельные составляющие которых являются, так сказать, кирпичиками, в совокупности образующими сложную конструкцию, воспринимаемую нами в качестве какой-либо объективной реальности со всеми ее специфическими свойствами. Помимо явных движений каждое физическое явление непременно содержит в себе те или иные скрытые пространственные перемещения материи. Стремление познать эти скрытые движения вполне правильно и даже безусловно необходимо при изучении всех физических явлений. Какая-либо попытка мыслить разного рода процессы и различные состояния материи, наблюдаемые в природе, вне теснейшей их связи со скрытой формой движения, т. е. независимо от свойственных им, по самой сущности вещей, элементарных пространственных перемещений материи, должна быть квалифицирована как проявление ошибочных уклонов в миропонимании.

Во избежание некоторых недоразумений, которые могут возникнуть в связи с изложенными выше соображениями и дать повод к неправильным умозаключениям, необходимо еще обратить внимание на следующее. Задача изучения того или иного физического явления, того или иного состояния материи — ни в коем случае не ограничивается, как это может показаться на первый взгляд, познанием пространственных перемещений материи, входящих в состав данного явления или связанных с данным состоянием материи. *Это есть лишь первая и обязательная задача науки.* Остается еще большая научно-исследовательская работа по изучению специфических особенностей и новых качественных характеристик обследуемого физического явления или какого-либо состояния материи. Здесь говорится о *новых* качественных характеристиках в том смысле, что они не могут быть рассматриваемы в качестве простой суммы некоторых свойств, принадлежащих элементарным процессам, присущим рассматриваемому физическому явлению или состоянию материи. В частности, сказанное в полной мере относится к пространственным перемещениям материи, входящим в состав всякого физического явления и всякого состояния материи. Отличительные особенности этих явлений и состояний материи ни в коем случае не могут быть истолкованы как простая сумма элементарных свойств простейших движений, входящих в их состав. Вообще всегда необходимо считаться с тем принципиально важным обстоятельством, что любая совокупность каких-либо составляющих объектов, сверх отдельных свойств, которые иногда можно рассматривать в качестве простой суммы исходных аддитивных свойств (например, объемов, масс и т. п.), непременно обладает еще новыми свойствами, характерными только для данной совокупности.

Итак, на основании всего сказанного выше мы должны рассматривать любую физическую реальность как некоторую форму движущейся материи, обязательно включающую в себя пространственные перемещения материи. *Следовательно, та физическая реальность, рассмотрению которой посвящена настоящая книга, т. е. магнитный поток, есть особая форма движущейся материи. При этом необходимо утверждать, что в структуру магнитного потока входят и какие-то специфические пространственные перемещения материи.*

е. Признание неперемного участия пространственных перемещений материи в составе всех без исключения физических процессов имеет чрезвычайно важное значение для углубленного понимания этих процессов и во всяком случае должно служить руководящей точкой зрения при

построении какой бы то ни было физической теории, касающейся их природы. Игнорирование этого обстоятельства противоречит сущности правильного миропонимания и является главной причиной ряда ошибочных уклонов в физическом мышлении. Как показывает история науки, необоснованность подобных уклонов последовательно и неуклонно вскрывается. Достаточно вспомнить эволюцию учения о теплоте, перипетии многолетней борьбы против идеи о сплошности обычного вещества (борьбы, закончившейся победой атомистической теории), а также развитие современного учения о строении атомов, опровергнувшего идею об их неразрушимости и обнаруживающего всё новые и новые подробности в структуре вещества.

Наиболее доступная непосредственному наблюдению форма пространственного перемещения материи есть так называемое механическое движение, т. е. перемещение обычной гравитационной материи. С движением этого рода мы встречаемся во всех случаях, относящихся к области механики, теоретической и прикладной, а также в таких физических явлениях, как генерация и распространение звука, тепловое состояние вещества, вихревые образования в газах и в жидкостях и т. п. Но в случаях, например, магнитного потока, электрического поля и вообще электромагнитных процессов мы имеем дело с какими-то еще мало изученными пространственными перемещениями материи особого рода, о которой можно пока сказать только то, что по своим свойствам она весьма существенно отличается от обычного вещества.

#### § 4. Эфир

а. Переходим теперь к рассмотрению проблемы, которая имеет исключительно важное значение при построении системы общих физических представлений, в возможно большей степени соответствующих тому, что в действительности происходит в природе. Как было уже разъяснено выше (§ 3), представление об абсолютно пустом пространстве есть абстракция, не имеющая непосредственного отношения к реальному миру физических явлений. Вместе с тем необходимо принять во внимание, между прочим, следующее весьма существенное обстоятельство. Современные технические средства позволяют достигнуть в некотором замкнутом сосуде, например в стеклянном, высочайшей степени вакуума, т. е. освободить этот сосуд практически от всех следов обычного вещества. И тем не менее пространство внутри такого сосуда оказывается не лишенным способности служить своего рода ареной, на фоне которой могут происходить различные физические явления. Именно, в рассматриваемом пространстве совершенно так же, как и в воздухе, могут существовать магнитный поток, электрическое поле и вообще электромагнитное поле; сквозь подобный эвакуированный сосуд свободно распространяется свет и поле тяготения. Непосредственный опыт показывает, таким образом, что пространство, кажущееся совершенно пустым, на самом деле таковым не является и, очевидно, заполнено какой-то особой материальной субстанцией, повидимому отличающейся от обычного вещества. На основании всего сказанного выше (§ 3), ясно, конечно, что объемные элементы этой особой материальной субстанции должны обладать способностью претерпевать пространственные перемещения, без обязательного наличия которых немислимо какое бы то ни было физическое явление.

Идея об объективно реальном существовании особой материальной среды, сплошь заполняющей всё мировое пространство и играющей

основную роль во всех явлениях природы, уже давно возникла в науке. В этом отношении решающее значение имели исследования в области электромагнитных процессов и стремление вскрыть их сущность. На языке старых эпох, уже пережитых наукой о природе, указанная особая материальная среда называется „эфиром“. В связи с тем, что все многочисленные попытки познать эфир путем рассмотрения его предполагаемых свойств по аналогии с известными свойствами обычной гравитационной материи (упругость, атомная структура и т. п.) потерпели крах, современная физика начала весьма отрицательно относиться к самой идее об эфире. Однако совершенно необходимо считаться с тем, что представление об объективно реальном существовании абсолютно пустого пространства есть величайший абсурд. Поэтому за неимением нового, быть может, более подходящего термина, сохраним старый термин *эфир* для общего обозначения материального содержания того, что мы условно продолжаем называть „пустым“ пространством.

В настоящее время мы еще не располагаем достаточными данными для построения физической теории эфира. В этом отношении наибольшие затруднения возникают при рассмотрении вопроса о непрерывности эфира, который во всяком случае необходимо трактовать в качестве какой-то материальной среды, заполняющей абсолютно все сколь угодно малые объемные участки нашего трехмерного пространства. Говоря об эфире как о некоторой универсальной физической реальности, мы должны, конечно, понимать это в том смысле, что на данном этапе науки о природе представление об эфире является известным пределом конкретизации наших представлений о материи вообще.

5. В числе инициаторов весьма отрицательного отношения современной физической науки к представлению об эфире несомненно надо считать Эйнштейна, который в начальный период создания своей теории относительности резко осудил Фарадея за то, что он не был в состоянии понять якобы реальный смысл идеи „физического“ действия на расстоянии. Однако впоследствии Эйнштейн вернулся было к идее об эфире, но при этом допустил существенную ошибку отвергая мысль о возможности каких-либо пространственных перемещений объемных элементов эфира и полагая, будто бы могут существовать такие физические явления, которые не включают в себе специфических пространственных перемещений материи. В последнее время Эйнштейн снова отказывается от признания эфира как материальной среды, непрерывно заполняющей физическое пространство. Ссылаясь на квантовую теорию, он считает важным достижением физической науки то обстоятельство, что в наших общих представлениях о природе на первый план встала прерывность, дискретность вместо непрерывности. И в этом отношении Эйнштейн стоит на ложном пути, так как в нашем миропонимании должно отражаться внутреннее единство таких двух противоположностей, как непрерывность и прерывность, причем эти противоположности в действительности сосуществуют в природе. Непрерывность необходимо усматривать в том, что всё мировое пространство безусловно сплошь заполнено движущейся материей, которую на данном этапе науки, как было уже указано, мы конкретизируем, помимо гравитационной материи, в форме представления об эфире как об особой материальной среде, не оставляющей абсолютно пустыми никаких сколь угодно малых объемных участков нашего трехмерного пространства. Прерывностями являются всевозможные тела и предметы, наблюдаемые в природе, а также составляющие их элементарные частицы материи (молекулы, атомы, электроны, протоны и т. д.). Современная физическая наука всё более и более отчетливо вскрывает

электромагнитный характер этих мельчайших частиц гравитационной материи, каждая из которых, таким образом, может быть мыслима как недостаточно еще изученный комплекс электромагнитных процессов, происходящих в эфире и, само собой разумеется, заключающих в себе какие-то специфические движения, т. е. пространственные перемещения частиц эфира. В таком случае общая картина всего мироздания представляется в форме синтеза непрерывности (эфира) и прерывностей, являющихся более или менее сложными совокупностями элементарных электромагнитных процессов, — совокупностями, которые мы воспринимаем в форме разнообразных микро- и макрообъектов природы, обладающих свойствами обычной гравитационной материи.

Как один из мотивов отрицательного отношения к идее о мировом эфире выдвигается, между прочим, то обстоятельство, что, если бы эфир в действительности существовал, он должен был бы оказывать сопротивление движению обычных материальных тел, в том числе планет и иных небесных тел. По этому поводу можно сказать следующее. Утверждение, что эфир должен оказывать сопротивление движению доступных непосредственному наблюдению тел природы, содержит в себе в скрытом виде второе утверждение, а именно что мировой эфир, если он существует, должен обладать внутренним трением или вязкостью, т. е. способностью рассеивать энергию движущихся в нем тел и в первую очередь энергию, связанную с пространственными перемещениями самого эфира. Однако это второе утверждение необходимо еще доказать. Недавно было открыто, что жидкий гелий при весьма низкой температуре приобретает новые свойства, становясь сверхподвижной жидкостью, т. е. жидкостью, не обладающей вязкостью, по крайней мере практически. Таким образом, даже известное уже нам жидкое тело может приходиться в такое состояние, что его вязкость делается беспрельдно малой. Почему же мы должны представлять себе свойства эфира по аналогии с обычными вязкими жидкостями, а не допустить, что в отношении вязкости эфир в значительной степени аналогичен переохлажденному жидкому гелию и на самом деле совершенно лишен вязкости? Ведь еще Гельмгольц при рассмотрении вихревых движений исходил из представления об „идеальной“ жидкости, абсолютно не обладающей вязкостью.

В связи со всем сказанным следует полагать, что *при разработке физической теории эфира он должен рассматриваться в качестве материальной среды, обладающей свойством непрерывности и лишенной какой бы то ни было вязкости.* Остается совершенно открытым вопрос о возможной структурной неоднородности эфира.

Мы здесь не останавливались особо на поводах к возражениям против идеи об эфире, вытекающих из отрицательного результата известных опытов Майкельсона. Ограничимся только указанием на следующее. Не исключена возможность того, что эфир до некоторой степени увлекается огромной массой земли, сопровождаемой далеко простирающимся земным магнитным полем и земным же полем тяготения. С другой стороны, еще весьма неясно, в какой мере фотоны должны вообще увлекаться возможным движением эфира,<sup>1</sup> который во всяком случае необ-

<sup>1</sup> В этом отношении, быть может, представляют известный интерес опыты, произведенные Лоджем (см. Lodge, Philosophical Transactions of the R. S. за 1897 г.) и повторенные в несколько измененном виде мною в 1920—1922 гг. С целью решения вопроса о том, увлекается ли эфир движущимся магнитным полем, Лодж применил интерферометр с четырьмя зеркалами, расположенными в вершинах горизонтального квадрата. Вдоль сторон этого квадрата направлялись пучки света прямой и встречный. Эти пучки света проходили сквозь магнитное поле, образуемое между полюсами электро-

ходимо рассматривать в качестве какой-то „идеальной“ жидкости, совершенно не обладающей вязкостью, о чем мы только что говорили. Эти соображения приводят к новому освещению вопроса об интерпретации отрицательного результата опытов Майкельсона.

в. Стремление как-либо обойти самый вопрос об эфире при рассмотрении электромагнитных явлений приводит в ряде случаев к утверждениям, которые скрывают в себе, по существу, ошибочные принципиальные установки, но могут на первый взгляд показаться соответствующими правильному миропониманию.

Иногда, вполне соглашаясь с тем, что магнитные и электрические поля представляют собой подлинные объективные реальности, пытаются трактовать сами эти поля в качестве материи особого рода. Применительно к данным полям основное представление о движущейся материи формально сводят к пространственным перемещениям этих полей в качестве некоторых простейших физических реальностей, так что как будто бы сам собою отпадает вопрос о структуре магнитных и электрических полей и о наличии в составе их каких бы то ни было элементарных пространственных перемещений материи. При этом случается, что на вопрос, какое именно движение материи необходимо иметь в виду при рассмотрении, например, магнитного потока, ограничиваются ответом, что здесь речь должна идти об общем космическом движении Земли или иных небесных тел, в котором во всяком случае принимают участие разного рода объективные реальности, в том числе и рассматриваемый магнитный поток. Прimitивно наивный характер такого истолкования природы магнитного потока как некоторой формы движущейся материи — самоочевиден.

Вообще, по поводу указанных попыток ошибочной трактовки электромагнитных явлений можно выдвинуть следующие соображения. Во-первых, природа неисчерпаема, и подобно тому как электроны, протоны и прочие элементарные составляющие обычного вещества не являются предельными объектами изучения природы, о структуре которых якобы уже нельзя ставить вопроса, — точно так же дело обстоит и в отношении магнитного и электрического полей. Остается открытым и вполне правомерным вопрос о том, какие элементарные пространственные перемещения материи (и какой именно материи) неизменно входят в состав физических процессов, воспринимаемых нами как магнитные и электрические поля. Во-вторых, наблюдаемое на опыте превращение энергии

магнита особой формы, который весьма быстро вращался вокруг вертикальной оси, проходившей через точку пересечения диагоналей квадрата. Предполагалось, что увлечение эфира магнитным полем должно проявиться в виде смещения интерференционных полос. Лодж не обнаружил предполагаемого эффекта. В виду того, что вопрос об увлечении магнитного поля электромагнитом, вращающимся вокруг своей оси симметрии, представляется спорным (см. § 17 Главы III), я повторил опыт Лоджа, применив вместо этого электромагнита мощный поток электромагнитной энергии, который направлялся вдоль пучков света в четырехзеркальном же интерферометре, подобном применяемому Лоджем. Этот поток электромагнитной энергии создавался при помощи пары плоских проводов, параллельных пучкам света. По проводам передавалась энергия электрического тока. Сквозь узкую щель между этими проводами и проходили пучки света, прямой и встречный. Полученный мною результат был также отрицательный. Я не добился ожидаемого смещения интерференционных полос, хотя оно должно было бы отчетливо наблюдаться, если бы даже скорость света изменялась под влиянием потока электромагнитной энергии лишь на величину порядка  $\pm 10^3$  см/сек. Естественно возникает вопрос, объясняется ли отрицательный результат опытов Лоджа и моих тем, что фотоны не увлекаются возможным движением эфира, совершенно лишенного какой бы то ни было вязкости, или же тем, что поток электромагнитной энергии не увлекает эфира, наличие которого мы должны признавать на основании соображений, развиваемых в настоящей Главе I.

магнитного поля в энергию электрического поля и обратно, сопровождаемое взаимным преобразованием данных полей одного в другое (например, в случае колебательных процессов в цепях с емкостью и самоиндукцией), неопровержимо свидетельствует о том, что каждое из этих полей не представляет собою какого-либо самостоятельного вида материи, но что магнитные и электрические поля являются лишь различными специфическими формами движения единой материальной сущности. В-третьих, в ряде случаев мы на опыте имеем дело с постоянными магнитными и электрическими полями, которые приходится признать неизменными и неподвижными в макроскопическом смысле. В частности, это можно констатировать в отношении магнитного потока, пронизывающего, скажем, кубический сантиметр пространства, в котором магнитное поле создается неподвижным постоянным магнитом. Однако мы должны утверждать, что в объеме рассматриваемого кубического сантиметра, хотя бы находящегося в „пустоте“, происходят какие-то специфические пространственные перемещения материи, своим характером обуславливающие качественные особенности наблюдаемого поля.

Отрицание эфира иногда сводится к утверждению, что пространство само материально и что, например, электромагнитное поле есть лишь свойство этого „материального пространства“. Здесь допускаются две ошибки. Во-первых, концепция материи подменяется концепцией пространства, которое на самом деле представляет собою лишь объективно реальную форму существования материи. Во-вторых, подменяя концепцию материи концепцией пространства, мы приходим к необходимости рассматривать движение „материального пространства“ и между прочим должны говорить о пространственных перемещениях объемных элементов пространства, так как, повторяем, всякое движение вообще, всякое состояние материального объекта обязательно включает в себе и пространственные перемещения материи. Но совершенно очевидно, что мысль о пространственных перемещениях объемных элементов пространства представляет собой нечто абсурдное и во всяком случае не имеющее решительно никакого отношения к области физических явлений. Речь может идти только о пространственных перемещениях объемных элементов того, что представляет собой материальное содержание пространства. Повидимому, отдавая себе во всем этом полный отчет, некоторые противники самой идеи об эфире так настойчиво и так непримиримо протестуют против какого бы то ни было рассмотрения элементарных пространственных перемещений материи, обязательно входящих в структуру всякого физического процесса и, следовательно, входящих в структуру магнитных, электрических и вообще электромагнитных процессов.

г. Резюмируя всё, сказанное выше, можно утверждать, что представление об эфире совершенно неизбежно вытекает из совокупности следующих основных положений:

*Положение первое. Абсолютная пустота есть абстракция. В объективно реальном мире физических явлений не существует никаких, даже беспредельно малых объемных элементов трехмерного пространства, не заполненных движущейся материей.*

*Положение второе. Все без исключения формы и состояния движущейся материи и, между прочим, такие объективные реальности, как электромагнитное поле, постоянное электрическое поле и неизменяющийся магнитный поток, обязательно включают в себе простейшую форму движения, т. е. пространственные перемещения материи (хотя бы и недоступные непосредственному наблюдению).*

Какое бы то ни было отрицание эфира, явное или скрытое, эквивалентно отрицанию справедливости положений первого и второго, обоих вместе или одного из них. И обратно, отрицание справедливости указанных положений эквивалентно отрицанию эфира.

Если кто-либо возражает против признания объективной реальности эфира, то ему следует для обоснования своего принципиального отношения к проблеме эфира прежде всего опровергнуть вышеприведенные положения. А так как этого сделать нельзя, оставаясь на базе правдоподобного миропонимания, то отсюда заключаем, что отрицание эфира должно приводить к ошибочным уклонам в области физического мышления.

Итак, при рассмотрении различных явлений природы безусловно необходимо исходить из признания объективной реальности эфира, что мы и стремились доказать. Конечно, потребуются еще какой-то промежуток времени для того, чтобы вышеизложенные соображения были надлежащим образом восприняты и осознаны всеми, пытающимися так или иначе игнорировать представление об эфире, и чтобы была, наконец, преодолена своего рода инерция, характеризующая установки, которые несомненно обречены на сдачу в архив отживших теорий, но всё же продолжают до последнего времени весьма упорно удерживаться в некоторых разделах науки о природе.

## § 5. Магнитный поток как процесс, происходящий в эфире

а. Объединяя всё, изложенное в §§ 1—4, мы приходим к следующим общим выводам:

Во-первых, магнитный поток есть физическая реальность, являющаяся носителем свойств, которыми обладает магнитное поле.

Во-вторых, магнитный поток есть форма движущейся материи.

В-третьих, магнитный поток есть процесс, происходящий в эфире и включающий в себе соответствующие пространственные перемещения объемных элементов эфира.

б. Хотя изучение пространственных перемещений материи, входящих в состав физических реальностей, необходимо признать, вообще говоря, первой задачей той области науки, которая рассматривает свойства и проявления какого-либо разряда этих реальностей, однако можно отметить со всей определенностью, что в отношении магнитного потока указанная задача еще довольно далека от окончательного разрешения. В силу чисто исторических причин, с одной стороны, и вследствие чрезмерного влияния формальных методов исследования физических явлений, с другой стороны, вопросу о природе магнитного потока уделялось недостаточное внимание и даже, особенно в последнее время, нередко высказывалось мнение, якобы подобного рода вопросы представляют собою нечто, не соответствующее достоинству науки. Выявлению полной несостоятельности такой точки зрения и были в значительной степени посвящены предыдущие страницы этой книги.

Из всего того, что прямо или косвенно касается природы магнитного потока и что в разное время было предметом научного исследования, представляется целесообразным прежде всего остановиться вкратце на работе Гельмгольца, посвященной вихревому движению.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Helmholtz. Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche de Wirbelbewegungen entsprechen. 1858.

Как известно, идея о том, что вихревое движение играет существенную роль в разнообразных явлениях природы, неоднократно высказывалась рядом мыслителей прежних эпох и, между прочим, еще Декартом, который посвятил этой проблеме немало труда. Но первое строго научное рассмотрение основных свойств вихревого движения бесспорно принадлежит Гельмгольцу. Для того чтобы отвлечься от всяких второстепенных обстоятельств, сопровождающих вихревое движение материи, и сосредоточить внимание только на самых главных, принципиальных особенностях, характеризующих движение этого рода, Гельмгольц подверг математическому анализу вихревое движение в однородной несжимаемой жидкости, которую он назвал „идеальной“ в том смысле, что, согласно его предположениям (об этом уже упоминалось выше), такая жидкость лишена какой бы то ни было вязкости, т. е. не имеет никакого внутреннего трения. В предыдущем § 4, посвященном вопросу об эфире, говорилось уже, что необходимо трактовать эфир именно в качестве материальной среды, совершенно не обладающей вязкостью. Отсюда ясно, какое фундаментальное значение имеют работы Гельмгольца при рассмотрении процессов, происходящих в эфире.

Гельмгольц в результате своего исследования, посвященного вихревому движению „идеальной“ жидкости, сделал некоторые выводы, до известной степени неожиданные и вместе с тем имеющие чрезвычайно важное значение. Он нашел, что вихревое движение „идеальной“ жидкости должно происходить в форме возникающих при этом вихревых шнуров или вихревых нитей, заканчивающихся на границах этой жидкости. Вихревой же нитью Гельмгольц назвал совокупность частиц жидкости, заключенных в некотором объеме трубчатой формы со сравнительно малым поперечным сечением и вращающихся вокруг оси этого трубчатого элемента объема. В случае безграничной „идеальной“ жидкости возможны только *замкнутые вихревые кольца*, т. е. в этом случае вихревые нити всегда и безусловно всегда образуют *замкнутые контуры*. Следовательно, вихревое кольцо в безграничной жидкости, не обладающей внутренним трением, никакими физическими воздействиями не может быть разорвано. Иными словами, мы никоим образом не в состоянии так прервать контур подобного вихревого кольца, чтобы обнаружить или вскрыть два конца вихревой нити. Вместе с тем, по Гельмгольцу, эти вихревые кольца *абсолютно неуничтожаемы*. Раз возникшие в „идеальной“ жидкости вихревые кольца никогда не прекращают своего существования. Они могут только под влиянием тех или иных условий деформироваться, изменяя свои геометрические размеры. Они могут сокращаться до малых размеров или увеличивать свой контур в зависимости от обстоятельств. Таким образом, вихревое кольцо в „идеальной“ жидкости представляет собой и высокой степени устойчивое и совершенно неразрушимое образование. Гельмгольц показал далее, что вдоль оси всякой вихревой нити должно существовать стремление к сокращению или тяжение, а в поперечном направлении — стремление к расширению или давление на окружающие участки среды. Затем заслуживает большого внимания еще один вывод Гельмгольца, а именно что всякое вихревое кольцо не остается неподвижным, но стремится перемещаться в направлении, перпендикулярном к той плоскости, в которой оно находится.

В обычной обстановке, доступной непосредственному наблюдению, мы знаем вихревые образования, например, в форме нередко возникающих в атмосфере смерчей, представляющих собой в ряде случаев грозное явление природы. Смерчем, как известно, называется вихревой столб

иногда очень большой высоты, в объеме которого с большою скоростью вращается воздух и затягиваемые в этот столб пары и капельки воды (со стороны облаков), а также песок, вода, снег и т. п. (со стороны земной поверхности). В качестве второго примера доступных простому наблюдению вихревых образований можно назвать дымовые вихревые кольца (см. § 29 Главы IV), которые легко получаются при помощи несложных приспособлений. Все указанные вихревые образования, конечно, лишь частично уподобляются гельмгольцевским вихрям в „идеальной“ жидкости, так как обычная материальная среда обладает весьма заметным внутренним трением, благодаря чему энергия вихревого движения мало-помалу рассеивается и вихрь прекращает существование. Вихревые нити и вихревые кольца в условиях, весьма приближающихся к „идеальной“ жидкости Гельмгольца, по всей вероятности, можно было бы наблюдать в переохлажденном гелии, и надо ожидать, что это явится предметом будущих исследований.

в. Есть, однако, физические реальности, свойства которых заставляют пытливый ум естествоиспытателей усматривать полную аналогию с вихревыми нитями Гельмгольца. В проистекающих отсюда гипотезах и теоретических построениях роль безграничной несжимаемой жидкости, лишенной какой бы то ни было вязкости, играет обычно эфир.

В. Томсон (Кельвин), около 75 лет тому назад<sup>1</sup> высказал предположение, что атомы вещества, казавшиеся в ту эпоху абсолютно неразрушимыми и неразложимыми на какие-либо более мелкие частицы вещества, представляют собой именно вихревые кольца в несжимаемой жидкости без внутреннего трения.

В связи с достижениями современной физики эти соображения В. Томсона утратили, конечно, свое непосредственное значение, и его вихревой атом как будто бы отошел в область преданий. Всё же не следует забывать, что сущность идеи этого замечательного исследователя природы остается в полной силе. Ведь В. Томсон, учитывая результаты работ Гельмгольца в области вихревого движения, предположил, что предельные элементарные частицы обычного вещества являются вихревыми кольцами. В связи с этим есть полное основание признать, что гипотеза В. Томсона о вихревой природе предельно малых частиц вещества сохраняет очень серьезное значение и в настоящее время, если только вместо атома иметь в виду элементарные составляющие атома (электроны, протоны и т. д.). В зависимости от массы и иных свойств этих составляющих атома они, в полном согласии с общими идеями В. Томсона, могут быть мыслимы в форме каких-то вихревых образований в эфире, начиная от элементарного вихревого кольца соответственно малых размеров до более или менее сложного комплекса или, так сказать, сплетения вихревых колец в эфире. Итак, идеи В. Томсона о строении предельно малых частиц вещества ни в коем случае не могут быть просто отброшены и преданы забвению. Эти чрезвычайно глубокие идеи, повидимому таящие в себе зерно истины, должны быть учтены при дальнейшей разработке проблемы о природе вещества (см. §§ 59—61 Главы VI).

Фарадей, вложивший физическое содержание в наши общие представления о магнитном поле, как известно, сам не высказывал каких-либо соображений о природе „физических“ силовых линий магнитного поля, т. е. о составляющих магнитного потока, называемых нами теперь магнитными линиями. Однако, одно из замечательнейших открытий

<sup>1</sup> W. Thomson. „On Vortex Atoms.“ Proc. Roy. Soc. of Edinburg, 1857, 18 Febr.

<sup>2</sup> Матрица. Матрица. Матрица.

Фарадея — мы имеем в виду магнитное вращение плоскости поляризации света — как раз дает повод для весьма правдоподобных предположений о природе магнитного потока. Явление, о котором идет речь, состоит в общих чертах в следующем. Если пучок поляризованного света проходит сквозь какое-либо прозрачное тело в направлении магнитных линий, воздействующих на данное тело, то плоскость поляризации оказывается повернутой на некоторый угол. Величина этого угла зависит от интенсивности магнитного поля, от длины пути, проходимого поляризованным светом в прозрачном теле, и от свойств вещества, из которого состоит данное тело. Наиболее сильно описываемое явление наблюдается в тяжелом, содержащем окислы свинца стекле, которое впервые было изготовлено самим Фарадеем.

В. Томсон (Кельвин) обратил внимание на то, что магнитное вращение плоскости поляризации света внушает мысль о наличии в магнитном поле процессов, имеющих связь с каким-то вращательным движением. Необходимо предполагать далее, что это вращательное движение происходит вокруг осей, совпадающих с направлением тех нитеобразных элементов магнитного поля, которые Фарадей называл „физическими силовыми линиями“. Максвелл присоединился к этому мнению В. Томсона. В ряде своих работ,<sup>2</sup> затрагивающих вопрос о природе магнитного поля и о механизме явлений, в нем наблюдаемых, он основывался на вышеуказанных исследованиях Гельмгольца о вихревых движениях в „идеальной“ жидкости, т. е. о вихревых нитях. Совершенно естественно возникает представление о магнитных линиях как о вихревых нитях в эфире. Правдоподобность такого представления о природе магнитных линий весьма усугубляется тем обстоятельством, что свойства, которые мы должны на основании работ Фарадея и Максвелла приписывать магнитным линиям, вполне аналогичны свойствам вихревой нити, выведенным Гельмгольцем путем математического анализа для случая безграничной „идеальной“ жидкости.

В этом отношении особенно замечательно следующее. Магнитные линии совершенно так же, как и гельмгольцевы вихревые кольца, всегда образуют принципиально замкнутые контуры, которые никакими физическими воздействиями не могут быть прерваны. *Мы никогда не можем обнаружить концов магнитных линий.* Так называемые магнитные массы, на которых якобы заканчиваются магнитные линии, на самом деле представляют собою нечто воображаемое, т. е. фикции, лишь чисто условно вводимые при формальном анализе магнитных явлений. Обо всем этом будет подробнее сказано в §§ 17 и 24 Главы III. Замкнутость контура всякой магнитной линии должна быть рассматриваема в качестве *основного* довода в пользу предположения о том, что магнитные линии являются не чем иным, как именно вихревыми кольцами в эфире, сплошь заполняющем мировое пространство. Даже магнитное вращение плоскости поляризации света в данном отношении далеко не играет столь же важной роли, так как мыслимы и иные, быть может, однако, менее естественные объяснения этого явления, помимо предположения о вращательном характере процессов, происходящих в магнитном поле. Принципиальную же замкнутость контура магнитной линии можно понять только на базе утверждения, что магнитная линия и вихревая нить в безграничном эфире есть одно и то же.

<sup>1</sup> W. Thomson. Proceedings of the Royal Society, June 1856.

<sup>2</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, §§ 821—831; Philosophical Magazine, March, April and May, 1861, Jan. and Febr. 1862.

Насколько глубоко идет аналогия между магнитными линиями и вихревыми нитями в эфире, видно из того, что магнитные линии, по Фарадею и Максвеллу, должны быть рассматриваемы в качестве нитеобразных элементов магнитного потока, обладающих стремлением сокращаться в продольном направлении и расширяться в поперечном направлении, т. е. обладающих и в этом отношении как раз теми же свойствами, которые, согласно выводам Гельмгольца, присущи вихревым нитям в „идеальной“ жидкости.

г. Некоторые ученые, занимавшиеся вопросом о природе электромагнитных явлений, в том числе Дж. Дж. Томсон, сделали попытку отождествить с вихревыми нитями в эфире не магнитные линии, а предполагаемые нитевидные элементы электрического поля, названные Дж. Дж. Томсоном „фарадеевскими трубками“. Однако такое предположение в высокой степени неправдоподобно, так как мы на опыте несомненно имеем дело с концами фарадеевских трубок, когда они начинаются с положительных зарядов и заканчиваются на отрицательных зарядах. Вихревые же нити в безграничном эфире *обязательно* должны образовывать замкнутые контуры. Концы этих нитей не могут быть обнаруживаемы, если впрочем не сделать дополнительного допущения, что электрические заряды представляют собою, так сказать, инородные объекты в среде эфира и что поверхность раздела заряда и окружающего его эфира может трактоваться в качестве границы областей пространства, заполненных эфиром. Но такое предположение опять-таки весьма неправдоподобно. Мы уже указывали, что современная наука даст немало оснований для утверждения, что электроны, позитроны и протоны, которые мы рассматриваем как элементарные электрические заряды, являются какими-то комплексами, имеющими электромагнитный характер. Электромагнитные же процессы мы не можем мыслить оторванно от эфира. Наконец, говорить в настоящее время о каких-то строго определенных границах, отделяющих элементарные электрические заряды от окружающего пространства, совсем не приходится.

Таким образом, фарадеевские трубки никак не могут быть отождествляемы с гельмгольцевыми вихревыми нитями. С магнитными же линиями можно установить полную аналогию этих нитей. Поскольку всё-таки электрические и магнитные поля по своей природе имеют теснейшую связь между собою, то надо полагать, что и процессы, происходящие в электрическом поле, имеют некоторое отношение к вихревым движениям в эфире, но только участие этих вихревых движений в структуре электрического поля должно носить какой-то иной, быть может, значительно более сложный характер, чем в случае магнитного поля. На вопросе о фарадеевских трубках и о неправдоподобности предположений Дж. Дж. Томсона касательно их соотношения с магнитным полем мы еще остановимся в § 65 Главы VI.

д. Изложенные выше соображения во всяком случае позволяют утверждать, что гельмгольцевы вихревые нити по своим свойствам наиболее исчерпывающим образом соответствуют магнитным линиям.

На данном этапе наших знаний об электромагнитных явлениях можно, следовательно, считать в высокой степени вероятным, что *магнитные линии представляют собой именно замкнутые вихревые нити в эфире.*

Такой вывод может служить в качестве некоторого подтверждения справедливости выдвинутого Фарадеем положения, согласно которому физический процесс, происходящий в магнитном поле, так сказать, расчленяется на элементарные трубчатые или нитевидные составляющие.

В этом отношении представляют также интерес следующие соображения Максвелла, высказанные им по поводу гипотезы В. Гомсона (Кельвина) о связи магнитного вращения плоскости поляризации света с каким-то вращательным движением в магнитном поле:

„...очевидно, что это вращение не может быть вращением среды как целого около некоторой оси, так как магнитное поле может иметь некоторую ширину и нет никаких доказательств существования движения, скорость которого возрастает с расстоянием от одной постоянной линии в поле. Если существует здесь вращательное движение, то оно должно быть вращением весьма малых участков среды, каждого около его собственной оси, так что среда должна распадаться на множество молекулярных вихрей“<sup>1</sup>.

Итак, руководствуясь идеями Фарадея, Кельвина и Максвелла, мы будем трактовать нитевидные элементы магнитного поля, т. е. магнитные линии, как дискретные физические реальности, заполняющие пространство, занятое магнитным полем, и являющиеся вихревыми нитями в эфире.

е. В качестве добавочного и очень важного аргумента в пользу фарадеевских представлений об общей структуре магнитного потока необходимо принять во внимание и следующее обстоятельство. Дело в том, что одним из крупнейших достижений современной физической науки является развитие и конкретизация идеи о квантовании. Мы говорим о квантовании в самом широком смысле этого слова. Сущность идеи о квантовании заключается в признании того, что во всех наблюдаемых нами явлениях природы мы встречаемся с некоторыми элементарными физическими реальностями, каждая из которых может быть рассматривается в известном отношении как некое самостоятельное целое. Так, мы имеем дело с молекулами и атомами вещества, с мельчайшими частицами материи, входящими в состав атома, с элементарными электрическими зарядами, с определенными порциями лучистой энергии, применительно к которым и был впервые применен термин „квант“. Идея о квантовании сыграла очень важную роль и в развитии современного учения о строении атома.

Вообще говоря, электромагнитная концепция физических явлений всё более и более укрепляется. Квантовая теория, в конце концов, всегда имеет дело с каким-то электромагнитным комплексом той или иной сложности. Будет уместно отметить, что первое указание на квантование в области процессов электромагнитного характера можно и должно усмотреть не только в соображениях Фарадея об элементарном количестве электричества, проявляющемся при электролизе, но и в его идеях о физически существующих элементах магнитного потока. В настоящее время, когда можно с уверенностью сказать, что наукой о природе окончательно установлено наличие во всех физических реальностях элементарных дискретных составляющих, представляется совершенно неправдоподобной мысль, будто бы такая физическая реальность, как магнитный поток, является чем-то сплошным и не расчленяемым на элементарные части. С этой точки зрения фарадеевские „физические силовые линии“ магнитного поля, т. е. нитевидные элементарные составляющие магнитного потока, можно назвать *квантами магнитного потока*.

<sup>1</sup> Maxwell. Ether, „Encyclopaedia Britannica“. См. перевод этой статьи „Эфир“ в сборнике: „Джеймс Кларк Максвелл. Речи и статьи“. Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1940.

Совершенно подобное же высказывание Максвелла содержится и в его A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, § 822.

ж. В заключение настоящей Главы необходимо особо подчеркнуть, что основные *фарадее-максвелловские представления, касающиеся магнитного поля, весьма удовлетворительно согласуются со всеми известными опытными данными, имеют все признаки непосредственного отношения к природе самых разнообразных проявлений магнитного потока и, повидимому, заключают в себе в потенциальном виде возможности дальнейшего углубления в существо электромагнитных явлений как макрофизических, так и микрофизических.*

---

## ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И СООТНОШЕНИЯ

## § 6. Общие соображения

Как было уже отмечено в § 1, в силу причин чисто исторического характера все основные определения и понятия, которыми мы обычно пользуемся при описании и исследовании магнитных явлений, носят на себе более или менее явный отпечаток представлений, возникших в связи с механическими проявлениями магнитного поля, так как именно они были прежде всего изучены. В настоящее время, когда стал значительно шире круг известных и изученных проявлений этого поля, когда работы Фарадея, Максвелла и ряда других ученых дали много материала для суждения о природе процессов, происходящих в магнитном поле, и о его наиболее вероятной структуре, естественно возникает мысль о том, чтобы вложить несколько иное физическое содержание в указанные определения и понятия.

В предыдущих параграфах было в достаточной мере разъяснено коренное различие двух главных точек зрения, которыми наука руководствовалась при рассмотрении явлений из области магнетизма. Речь идет о точке зрения действия на расстоянии, нашедшей свое отражение в законе Кулона, в теореме Гаусса, в законе Био-Савара-Лапласа и в других математических соотношениях, и о фарадеев-максвелловской точке зрения, согласно которой всякого рода взаимодействия, наблюдаемые в магнитном поле, представляют собою результат специфических процессов в материальной среде, находящейся между взаимодействующими системами и окружающей их. Конкретно вторая точка зрения отразилась в представлении о магнитном потоке как носителе свойств магнитного поля и в математических соотношениях, связанных с этим представлением (например, закон электромагнитной индукции).

Указанные две точки зрения, совершенно непримиримые и взаимно исключающие одна другую при рассмотрении природы магнитных явлений, приводят к тождественным результатам при математическом анализе данных явлений и в этом отношении могут быть, так сказать, синтезированы. Как известно, именно Максвелл дал математический синтез этих точек зрения в своем „Трактате об электричестве и магнетизме“ и показал, что обе точки зрения математически вполне эквивалентны, хотя они и не во всех случаях одинаково удобны практически. Путем простых математических преобразований легко можно перейти от символов, определяемых одной точкой зрения, к символам, соответствующим другой.

Итак, в отношении получаемых численных результатов не существует никаких противоречий между тем, что вытекает из идей Фара-

дея-Максвелла, и тем, что мы можем получить, исходя из точки зрения действия на расстоянии. По этой-то причине нет какой бы то ни было возможности непосредственно на опыте решить, какая из двух точек зрения наиболее точно соответствует природе вещей. Любой мыслимый эксперимент мы можем описать и математически проанализировать, исходя и из одной точки зрения и из другой. Окончательный результат во всех случаях должен получиться один и тот же. Только путем специального рассмотрения общих условий, в которых могут осуществляться наблюдаемые в природе взаимодействия, достигается вполне определенный ответ на вопрос о степени соответствия каждой из двух антагонизирующих установок тому, что происходит в действительности. И при этом оказывается, что представление о действии на расстоянии есть абсурд в физическом смысле, так как взаимодействия, наблюдаемые в природе, могут осуществляться только при обязательном участии промежуточной среды. Предыдущая Глава I была в значительной степени посвящена рассмотрению данного вопроса.

Для пояснения сказанного выше о математической эквивалентности двух сравниваемых точек зрения остановимся в качестве простейшего примера на случае механического взаимодействия двух магнитных полюсов. Силу, приложенную к любому из полюсов, можно определить двумя методами. Один метод, основанный на представлении об активном участии промежуточной среды, рассматривает тяжения магнитных линий, связанных с данным магнитным полюсом и исходящих из него или заканчивающихся на нем. Механическая сила, действующая на этот полюс, является равнодействующей всех указанных тяжений, т. е. представляет собою интегральное тяжение, слагающееся из элементарных тяжений реально существующих магнитных линий. Это интегральное тяжение мы и воспринимаем в качестве так называемой кулоновской силы, которую можно вычислить, исходя непосредственно из закона Кулона. В таком случае мы будем пользоваться вторым, чисто формальным методом, основанным на точке зрения действия на расстоянии и на оперировании с фиктивными магнитными массами.

В рассмотренном примере второй метод, связанный с применением закона Кулона, сразу же и при том в высокой степени просто приводит нас к определению величины искомого эффекта. Было бы поэтому совершенно нецелесообразно воздерживаться от пользования формальными приемами там, где это упрощает расчет, если мы вместе с тем вполне ясно учитываем условность допущений и символов, которые оказываются нам необходимыми и полезными в процессе математических операций. Фиктивные магнитные массы как раз представляют собой яркий пример такого рода условных допущений. Во всяком случае несомненно, что закономерное использование в математических операциях основных кулоновских допущений, в том числе и фиктивных магнитных масс, не может привести ни к каким недоразумениям в смысле правильности и точности окончательного результата всех расчетов. Вместе с тем необходимо иметь в виду, что есть немало случаев, когда только фарадеев-максвелловский метод описания и анализа явлений дает возможность вести наши рассуждения и расчеты чрезвычайно просто и в полном соответствии с тем, что может происходить в действительности, не вводя при этом усложняющих понятий и символов, которые имеют чисто условный характер.

Полагая, что все определения и соотношения, относящиеся к области магнитных явлений, в основном уже хорошо известны читателю, мы в последующих параграфах этой Главы не преследуем цели просто

напомнить их в систематическом изложении. Наша задача состоит лишь в том, чтобы вкратце коснуться физического смысла некоторых главнейших из этих определений и соотношений и по возможности выяснить, в какой связи они находятся с представлением о магнитном потоке. При этом мы предварительно остановимся на методе обследования магнитного поля, основанном на индуктивных проявлениях магнитного потока.

## § 7. Магнитный поток

а. Фарадей в ряде случаев использовал явление электромагнитной индукции для количественного обследования магнитного поля. Не подлежит сомнению, что таким путем можно было бы обосновать систему величин, характеризующих это поле.<sup>1</sup> Действительно, установленный Фарадеем закон электромагнитной индукции, а также в высокой степени правдоподобные представления о структуре магнитного поля, созданные им в результате всестороннего анализа явлений, наблюдаемых в этом поле, позволяют просто подойти к количественному описанию всего того, что происходит в магнитном поле. Вместе с тем следует утверждать, что фарадеевский метод рассмотрения магнитного поля, дает возможность соблюдать при этом большее соответствие с действительной природой магнитных явлений, чем в том случае, когда мы исходим из чисто условных представлений о фиктивной магнитной массе и о действии на расстоянии. По данному поводу Максвелл, между прочим, говорит:

„Метод, оказавшийся в руках Фарадея значительно более мощным, состоял в использовании этих линий магнитной силы, которые всегда были перед его мысленным оком, когда он созерцал свои магниты или электрические токи, и выслеживание которых при посредстве железных опилок он правильно рассматривал<sup>2</sup> в качестве в высокой степени ценной помощи экспериментатору“.<sup>3</sup>

При количественном изучении магнитного поля, помимо идеи Фарадея о физически существующих нитеобразных элементах магнитного потока, т. е. о магнитных линиях, особо важное значение имеет установленный им же принцип непрерывности контура каждой магнитной линии (см. подробное рассмотрение этого принципа в § 17 Главы III).

Представим себе теперь так называемую „пробную“ катушку небольших размеров, например диаметром в 1 см или меньше, имеющую плоскую форму и состоящую из достаточно большого числа витков тонкой изолированной проволоки. Присоединим данную катушку гибкими проводниками к баллистическому гальванометру и внесем ее в обследуемое магнитное поле. При этом в зависимости от общих условий расположения пробной катушки ее витки будут охватывать то или иное количество магнитных линий. Быстро удалив затем катушку из области магнитного поля, мы пересечем витками катушки все охватываемые ими магнитные линии, и в связи с этим в замкнутой цепи, в которой находится баллистический гальванометр, возникает кратковременный индуктированный ток, вследствие чего будет наблюдаться отброс гальванометра. Направление отброса, как известно, может быть то или иное в зависимости от направления пересекаемых витками катушки магнитных линий.

<sup>1</sup> См., например, Faraday. Experimental Researches in Electricity, Vol. III, ser. XXIX.

<sup>2</sup> „Exp. Res., 3234“.

<sup>3</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, § 541.

Этот отброс, или, точнее сказать, угол отклонения баллистического гальванометра, при прочих равных условиях, будет прямо пропорционален количеству охватывавшихся витками катушки и затем пересеченных ими магнитных линий. Это вытекает из основного положения, установленного Фарадеем в связи с его многочисленными экспериментами в области электромагнитной индукции. Таким образом, помощью пробной катушки можно получить данные для суждения о распределении магнитного потока в пространстве, занятом магнитным полем, и для определения степени густоты магнитных линий в каждом данном месте поля. Всё это позволяет нам вообще составить представление об интенсивности специфического магнитного процесса в различных участках поля.

Само собою разумеется, что количество пересеченных магнитных линий при удалении пробной катушки и соответственно угол отброса баллистического гальванометра будут в сильной степени зависеть, кроме всего прочего, от того, как была вначале ориентирована пробная катушка относительно направления магнитных линий в данном месте поля. Опыт показывает, что угол отброса будет максимальным, когда катушка расположена в некоторой определенной плоскости или когда она повернута на  $180^\circ$  вокруг оси, лежащей в той же плоскости. При всяком ином расположении катушки угол отброса баллистического гальванометра будет меньше и, в частности, он будет равен нулю при расположении катушки перпендикулярно плоскости максимального индуктивного эффекта. В последнем случае отсутствие отклонения гальванометра свидетельствует о том, что в начальном положении витки катушки не охватывали никакого магнитного потока, иными словами, что магнитные линии были касательными к плоскости катушки. В случае же максимального отброса гальванометра витки катушки, очевидно, охватывали наибольшее возможное количество магнитных линий в данном месте поля, т. е. катушку пронизывал максимальный магнитный поток. В связи со всем сказанным, при обследовании магнитного поля посредством индуктивного эффекта, производимого в пробной катушке, необходимо всегда так подбирать ее начальное положение, чтобы отброс баллистического гальванометра и, следовательно, указанный индуктивный эффект были наибольшими в каждом данном участке поля. В таком случае определяется также общее направление магнитного потока и составляющих его магнитных линий в том месте поля, где находилась катушка. Именно, в этом случае магнитный поток и магнитные линии пронизывали катушку нормально по отношению к плоскости ее начального расположения. Положительное же направление обследуемого магнитного потока определяется, как известно, по направлению индуцированного тока. Это есть то направление, в котором стремился бы двигаться положительный (северный) полюс какого-либо магнита, расположенного в данном поле.

Вообще принято обозначать величину магнитного потока буквой  $\Phi$ . В тех случаях, когда при рассмотрении проявлений электромагнитной индукции необходимо особо подчеркнуть, что речь идет именно о пересекаемых магнитных линиях, входящих в состав некоторого потока  $\Phi$ , мы будем это отмечать значком в виде двух точек, т. е. будем писать  $\Phi''$ .

Закон электромагнитной индукции в том виде, как он непосредственно вытекает из опытов Фарадея, может быть сформулирован следующим образом (см. § 18 Главы III):

$$q = \left| \frac{\Phi''}{r} \right|.$$

Здесь  $q$  есть количество электричества, протекшего за время процесса электромагнитной индукции через поперечное сечение проводящей

цепи и измеряемое обычно при помощи баллистического гальванометра.  $\Phi'$  — магнитный поток, первоначально охватывавшийся контуром цепи и затем пересекаемый этим контуром. Кроме того, в указанное соотношение входит  $r$  — электрическое сопротивление цепи, которая в рассматриваемом частном случае заключает в себе пробную катушку и баллистический гальванометр.

На основании вышеприведенного соотношения можем написать:

$$|\Phi'| = rq.$$

Таким образом, можно дать следующее определение величины магнитного потока:

*Магнитный поток, охватываемый контуром некоторой проводящей цепи, по своему численному значению равен произведению электрического сопротивления цепи на количество электричества, протекающего по этой цепи за время пересечения магнитного потока ее контуром.*

При этом предполагается, что после окончания процесса электромагнитной индукции контур цепи больше не пронизывается данным потоком.

В § 18 Главы III мы подробнее рассмотрим вопрос о формулировках закона электромагнитной индукции. Для общих же соображений относительно физического значения главнейших понятий, которыми мы обычно характеризуем проявления магнитного поля, вполне достаточно иметь в виду основную фарадеевскую формулировку этого закона, о которой только что шла речь.

б. Опыт показывает, что вещество (в твердом, жидком или газообразном виде), помещенное в магнитном поле, принимает активное участие в магнитных явлениях. Поэтому необходимо строго различать основной магнитный процесс, происходящий в „пустоте“, т. е. в эфире, и тот добавочный процесс, который привносится благодаря участию вещества. Результирующий магнитный процесс есть сумма первого и второго.

Всякое вещество, вообще говоря, пронизуемо для магнитного потока в большей или меньшей степени. Так называемые парамагнитные тела как бы сгущают в себе внешний магнитный поток, в сфере влияния которого они находятся, а диамагнитные тела, наоборот, оказываются менее пронизуемыми для магнитного потока, чем „пустота“ (эфир). Всё это находит себе полное объяснение с точки зрения современных воззрений на природу вещества. Как теперь установлено наукой, атомы обычного вещества представляют собой некоторые электромагнитные комплексы, в состав которых входят электроны, чрезвычайно быстро движущиеся по соответствующим орбитам вокруг центрального положительно заряженного ядра. Электромагнитными же комплексами являются, следовательно, и молекулы вещества и более сложные участки или области вещества. Электронные орбиты мы имеем право рассматривать как контуры токов атомного масштаба. Таким образом, давно уже высказанная Ампером гипотеза молекулярных токов получает благодаря современным успехам науки несомненное подтверждение. В обычных условиях эти многочисленные атомные токи, связанные, конечно, со свойственными им магнитными потоками атомного же масштаба, ориентированы по самым разнообразным направлениям. В связи с этим указанные атомные магнитные потоки замыкаются практически в пределах данного тела, так что оно само по себе не обнаруживает заметным образом происходящих в нем магнитных процессов. Когда же тело помещено в какое-либо постороннее магнитное поле, т. е. подвергается воздействию внешнего магнитного потока, то здесь могут быть два случая.

Если элементарные магнитные потоки выходят за пределы атомов, то эти атомы ведут себя подобно микроскопическим магнитным стрелкам и поворачиваются под действием внешнего поля, так что их магнитные потоки в большей или меньшей степени сливаются с внешним потоком и в результате этот внешний магнитный поток как бы сгущается в данном теле. Это — случай *парамагнитных* тел. Особенно сильно проявляется указанное поведение вещества в так называемых ферромагнитных телах, в которых, помимо магнитных потоков, связанных с движением электронов по орбитам, надо, повидимому, считаться еще с предполагаемым вращением электронов вокруг своих осей, что также должно быть ассоциируемо с соответствующими этому вращению добавочными внутриатомными магнитными потоками (так называемый „спин“ электронов). Быть может, однако, здесь суть дела не в том, что электроны якобы вращаются вокруг своих осей, а в том, что электроны по самой природе своей тесно связаны с какими-то элементарными магнитными потоками, входящими в структуру электронов и при некоторых условиях обнаруживающимися в виде „спина“. Ведь электрон не есть нечто предельно простое и дальше неразложимое, не есть какой-то предельно малый шарик из „электричества“. Как мы уже отмечали, природа вообще неисчерпаема во всех своих проявлениях. И электрон, имеющий несомненно электромагнитный характер, конечно, обладает некоторой структурой, в состав которой обязательно должен входить и соответствующий магнитный процесс.

Другой случай, именно случай *диамагнитных* тел, отличается от вышерассмотренного тем, что атомы диамагнитных тел оказываются, так сказать, нейтральными в отношении внешнего магнитного поля. Элементарные магнитные потоки этих атомов образуют прочные системы, замкнутые на себя, и не сливаются с внешним магнитным потоком. Однако благодаря воздействию внешнего магнитного поля скорости движения электронов по орбитам внутри таких атомов изменяются, т.е. изменяются внутриатомные токи. Следовательно, всё происходит так, как будто бы внутри атомов возникают дополнительные токи, происхождение которых связано с явлением электромагнитной индукции. Эти дополнительные токи препятствуют проникновению внешнего поля внутрь атомов, и внешний магнитный поток вынужден обходить объем, занятый каждым атомом такого рода. В результате диамагнитное тело оказывается менее проницаемым для внешнего магнитного потока, чем „пустота“ (эфир).

При общем рассмотрении поведения различных тел в магнитном поле мы обычно описываем всё это с макроскопической точки зрения и довольствуемся учетом лишь интегрального эффекта внутриатомных процессов, не вникая в детали того, что происходит в атомах вещества. Надлежащим выбором величин, характеризующих общие магнитные свойства вещества, можно в достаточной степени точно подвергнуть анализу всё то, что привносит вещество своим участием в основных проявлениях магнитного потока.

В связи со сказанным выше уместно здесь же вкратце коснуться вопроса о фиктивных „магнитных массах“. Представление об этих массах, якобы находящихся на поверхности полюсов магнитов, могло казаться хоть до некоторой степени правдоподобным лишь тогда, когда вещество магнитов рассматривалось как нечто сплошное и однородное. Теперь же мы хорошо знаем об атомной структуре вещества и об электромагнитной природе атомов; знаем, что свойства магнитов аналогичны свойствам соленоидов, обтекаемых электрическим током. Следовательно, магнитные массы на полюсах магнитов должны быть отнесены:

к области таких же чисто условных представлений, как если бы мы допустили существование подобных таинственных масс на концах проводочной катушки, по которой идет ток. Это иногда может быть удобно при математическом описании магнитных явлений, но не имеет прямого отношения к тому, что происходит в действительности. Мы остановимся подробнее на вопросе о фиктивных „магнитных массах“ в § 24 Главы III.

Когда в магнитном поле размещены какие-либо твердые тела и мы желаем обследовать распределение магнитного потока методом пробной катушки, совершенно естественно возникает вопрос, как применять этот метод, если мы не в состоянии вводить катушку внутрь твердого тела. Действительно, в этом отношении встречаются некоторые затруднения. Однако, как известно, в отдельных частных случаях и здесь при помощи индуктивного эффекта можно в достаточной степени точно установить распределение магнитного потока. Все области пространства вне твердых тел просто обследуются, конечно, обычной пробной катушкой. В случае, если данное твердое тело по своей форме допускает нанесение на различные его участки витков изолированной проволоки так, что их легко снимать и удалять из области магнитного поля, то эти специально наложенные витки, присоединяемые, само собой разумеется, к баллистическому гальванометру, позволяют определить величину магнитного потока, проходящего через окруженное витками сечение рассматриваемого тела. В других случаях, когда форма тела не допускает быстрого снятия и удаления наложенных витков, возможно измерить величину пронизывающего их магнитного потока, воздействуя на внешнее намагничивающее поле и изменяя его направление на обратное, что соответствует двойному индуктивному эффекту. Само по себе поведение того или иного вещества в магнитном поле, независимо от формы изготовленного из него тела, может быть изучаемо при помощи индуктивного же метода, если изготовить, например, длинный стержень из исследуемого вещества и поместить на его средней части пробную катушку, сквозь которую стержень проходит. Если при этом стержень подвергается воздействию внешнего магнитного поля, направленного вдоль стержня, то, быстро снимая катушку с неподвижного стержня, мы будем в состоянии по отбросу баллистического гальванометра измерять величину магнитного потока, проходящего через среднее сечение стержня. Производя этот опыт в условиях того же поля, но без стержня, мы получим данные для суждения об основном магнитном процессе, происходящем в эфире при отсутствии изучаемого вещества. Таким образом, может быть выяснена степень участия вещества в магнитных процессах, протекающих в тех или иных условиях. Те же измерения можно осуществить, не удаляя пробной катушки, а лишь изменяя направление внешнего магнитного поля на обратное направление. Так именно и поступают в большинстве случаев.

Итак, количественное обследование распределения магнитного потока в пространстве может быть выполнено во всех случаях при помощи метода, указанного Фарадеем.

## § 8. Плотность магнитного потока. Магнитная индукция

При изучении распределения магнитного потока с помощью плоской пробной катушки мы получаем возможность судить, как это уже указывалось в предыдущем параграфе, о густоте магнитных линий, или, иначе сказать, о плотности магнитного потока, т. е. об отношении вели-

чины магнитного потока, пронизывающего некоторую поперечную площадку, к величине этой площадки. Плотность магнитного потока принято обозначать буквой  $B$ . В случае магнитного поля, которое характеризуется неизменностью направления и одинаковой густотой магнитных линий в рассматриваемом участке поля, плотность магнитного потока выражается, следовательно, соотношением

$$B = \frac{\Phi}{s},$$

где  $\Phi$  — магнитный поток, нормально пронизывающий площадку, величина которой  $s$ . В частном случае пробной катушки  $\Phi$  есть поток, охватываемый витками катушки, а  $s$  есть величина поверхности, ограниченной витками, причем  $\Phi$  измеряется по отклонению баллистического гальванометра с учетом, конечно, числа витков. Если магнитное поле неоднородно, то для суждения о плотности магнитного потока в каждой точке поля необходимо перейти к пределу указанного соотношения, имея в виду магнитный поток, пронизывающий бесконечно малую площадку, расположенную поперек потока. Обозначая эту элементарную площадку через  $ds$  и соответствующий ей магнитный поток через  $d\Phi$ , можем, следовательно, написать

$$B = \frac{d\Phi}{ds}.$$

Данное соотношение, определяющее величину  $B$  в любой точке, справедливо при сколь угодно неоднородном поле.

Плотность магнитного потока, т. е. величину  $B$ , принято называть *магнитной индукцией*. Этот термин возник первоначально в связи с изучением поведения вещества, помещенного в магнитное поле. Вещество в данном случае приобретает характерное магнитное состояние, и это описывают словами: в веществе *наводится* магнитное состояние. Иностранное слово „induction“ обозначает именно „наведение“. Таким образом, термин „магнитная индукция“ эквивалентен термину „магнитное наведение“.

Магнитная индукция  $B$  есть вектор, направление которого в каждой точке поля совпадает с направлением магнитного потока.

Из приведенного выше соотношения вытекает

$$d\Phi = B ds.$$

Если направление вектора магнитной индукции составляет угол  $\alpha$  с нормалью к площадке  $ds$ , то выражение для бесконечно малого потока приобретает следующий вид:

$$d\Phi = B \cos \alpha ds.$$

Вообще же магнитный поток, пронизывающий некоторую поверхность  $S$ , выражается, как известно, так:

$$\Phi = \int_s B \cos \alpha ds,$$

где интегрирование распространяется по всей поверхности  $S$ .

Таким образом, *магнитный поток есть поток вектора магнитной индукции*.

Магнитную индукцию в „пустоте“, т. е. в эфире, мы будем обозначать через  $B_0$  и рассматривать ее в качестве характеристики основного процесса, происходящего в магнитном поле. Вещество, внесенное в это поле, обычно всегда, как сказано выше, принимает участие в магнитных явлениях и привносит от себя некоторое добавление к величине магнитной индукции в каждой точке поля. Следовательно, можем написать

$$B = B_0 + \Delta B.$$

Итак, результирующая магнитная индукция  $B$  складывается из двух составляющих. Первое из них есть  $B_0$  — основная магнитная индукция, характеризующая процесс в эфире, а через  $\Delta B$  обозначена вторая составляющая, которая выражает собою интегральный добавочный эффект, обуславливаемый веществом как таковым. Если вещество изотропно, векторные величины  $B_0$  и  $\Delta B$  имеют одно и то же направление и потому могут складываться алгебраически. В случае же, когда вещество анизотропно, направление векторов  $B_0$  и  $\Delta B$ , как известно, может быть неодинаковым и в связи с этим сложение их необходимо производить геометрически.

### § 9. Единичные трубки магнитной индукции. Магнитные линии

Представим себе кривую, так построенную в магнитном поле, что в каждой точке элемент этой линии совпадает по направлению с вектором магнитной индукции в данной точке. Такие кривые называются *линиями магнитной индукции*.<sup>1</sup> Общий характер расположения линий магнитной индукции, как известно, очень наглядно иллюстрируется так называемыми магнитными спектрами получаемыми при посредстве железных опилок.

Линии магнитной индукции следует рассматривать как чисто геометрические построения, число которых в любом магнитном поле может быть беспредельно велико.

*Трубкой магнитной индукции* называется участок магнитного поля, окруженный и ограниченный трубчатой поверхностью, образующими которой являются линии магнитной индукции, направленные вдоль трубки. Не трудно показать, что магнитный поток сквозь любое поперечное сечение  $s$  трубки магнитной индукции есть величина постоянная, т. е.

$$\Phi = \int_s B \cos \alpha ds = \text{Const.}$$

Действительно, это непосредственно вытекает из принципа непрерывности магнитного потока. Согласно этому принципу, элементарные нитевидные составляющие потока всегда образуют замкнутые контуры, нигде не прерывающиеся. Из определения трубки магнитной индукции следует, что во всех точках боковой поверхности такой трубки нормальная составляющая магнитной индукции равна нулю. Таким образом, магнитный поток, охваченный данной трубчатой поверхностью, нигде не

<sup>1</sup> Иногда для обозначения линии магнитной индукции пользуются термином „индукционная линия“. Однако этот сокращенный термин неудобен в том отношении, что с одинаковым правом он применим и к электрическому полю для обозначения линий электрической индукции. Следует также заметить, что термин „линия магнитной индукции“ не должен быть отождествляем с термином „силовая линия“, имеющим иной смысл (см. § 11).

выходит за пределы трубки и полностью сохраняет свою величину вдоль всей трубки, так что через различные поперечные сечения ее проходит один и тот же поток.

Мы всегда можем так подобрать поперечное сечение трубки магнитной индукции, чтобы при принятых единицах измерения величин, характеризующих магнитное поле, соблюдалось следующее соотношение:

$$\Phi_1 = \int B \cos \alpha \, ds = 1.$$

Удовлетворяющие этому соотношению трубки называются *единичными трубками магнитной индукции*.

Можно подразделить весь объем, занимаемый магнитным полем, на единичные трубки магнитной индукции. Ясно, конечно, что величина некоторого магнитного потока равна числу таких единичных трубок, входящих в состав рассматриваемого потока.

Выше, касаясь в § 1 воззрений Фарадея по вопросу о природе и структуре магнитного поля, мы назвали магнитными линиями те нитеобразные элементы, из которых складывается магнитный поток и которые он называл „физическими силовыми линиями“ магнитного поля. Теперь, пользуясь представлением о единичных трубках магнитной индукции, мы по существу идем по пути, указанному Фарадеем,<sup>1</sup> на что ссылается и Максвелл.<sup>2</sup>

В связи с чистой условностью выбора единичной трубки магнитной индукции мы в дальнейшем будем называть *элементарными магнитными линиями* то, что Фарадей мыслил в качестве реально существующих нитевидных составляющих магнитного потока. Термин же *магнитная линия*, мы будем применять для обозначения именно единичной трубки магнитной индукции, ассоциируя понятие линии с осью этой трубки. Пользуясь указанными терминами, мы в известной степени считаемся с языком Фарадея, который говорил о „физических силовых линиях“ магнитного поля.

То, что мы назвали элементарной магнитной линией, является по существу элементарной трубкой магнитной индукции. Оставляем в стороне вопрос о том, каковы истинные поперечные размеры подобных элементарных трубок. Для более или менее точного решения этого вопроса в настоящее время нет еще достаточных данных. Можно сказать только следующее. По всей вероятности реально существующие нитеобразные элементы магнитного потока имеют чрезвычайно малые поперечные размеры, ничтожно малые по сравнению с размерами условно принятой единичной трубки магнитной индукции. В этом отношении всё происходит, повидимому, так же, как и в случае измерения количеств электричества. В настоящее время наука установила, что в природе существует элементарный заряд, являющийся, надо полагать, пределом дробления любого количества электричества. Мы имеем в виду заряд электрона. Это есть *естественная* единица количества электричества. Установленная же чисто условно единица для измерения количеств электричества во много раз больше заряда электрона. Как известно, с достаточной для практики точностью можно принять, что один кулон содержит в себе  $6,281 \cdot 10^{18}$  элементарных зарядов электрона. Весьма правдоподобно предположение, что с этим большим числом до некоторой степени сравнимо количество физических существующих элементарных трубок магнитной индукции, соответствующих условной единичной трубке.

<sup>1</sup> Faraday. Experimental Researches in Electricity, Vol. III, 3122.

<sup>2</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, § 541.

Итак, магнитная линия является единицей, служащей для измерения магнитного потока. При этом единицей магнитной индукции, т. е. плотности магнитного потока, будет одна магнитная линия на единицу поверхности.

В абсолютной электромагнитной системе единиц, в которой за единицу длины принят сантиметр, за единицу массы — грамм и за единицу времени — секунда, установлена единица магнитного потока, названная максвеллом. Таким образом, магнитную линию, т. е. единичную трубку магнитной индукции, мы можем называть одним максвеллом. Соответствующей единице магнитной индукции присвоено наименование *гаусс*. Из сказанного выше следует, что соотношение между максвеллом и гауссом имеет такой вид:

$$1 \text{ Gs} = \frac{1 \text{ Mx}}{1 \text{ cm}^2},$$

или

$$1 \text{ Mx} = 1 \text{ Gs} \cdot 1 \text{ cm}^2.$$

В рассматриваемой системе единица электродвижущей силы равна  $10^{-8}$  вольта. С этой единицей электродвижущей силы и согласован максвелл в качестве единицы магнитного потока. Именно, один максвелл есть магнитный поток, при равномерном убывании которого в течение одной секунды до нуля в охватывающем его контуре индуктируется электродвижущая сила, равная  $10^{-8}$  вольта.

В абсолютной практической электромагнитной системе, в которой за единицу длины принят метр, за единицу массы — килограмм и за единицу времени — секунда, единица магнитного потока названа вебером. Соотношение между вебером и максвеллом выражается так:

$$1 \text{ Wb} = 10^8 \text{ Mx}.$$

Единица магнитной индукции в этой же практической системе есть вебер на квадратный метр.

Ясно, конечно, что имеется следующая связь между этой единицей магнитной индукции и гауссом:

$$1 \frac{\text{Wb}}{\text{m}^2} = \frac{10^8 \text{ Mx}}{10^4 \text{ cm}^2} = 10^4 \text{ Gs}.$$

Введение практической единицы магнитного потока, названной вебером, устраняет в приведенном выше определении единицы магнитного потока коэффициент  $10^{-8}$ . Получается простое соотношение между вебером и вольт-секундой:

$$\frac{1 \text{ Wb}}{1 \text{ sec}} = 1 \text{ V}.$$

Резюмируя сказанное о единицах магнитного потока, можем написать:

$$1 \text{ Wb} = 10^8 \text{ Mx} = 1 \text{ V} \cdot 1 \text{ sec}.$$

## § 10. Магнитная масса. Закон Кулона

Как мы уже указывали выше, закон Кулона для магнитных взаимодействий был первым количественным соотношением, установленным в области изучения магнитного поля. Представления, вытекающие из

закона Кулона, легли в основание системы величин, которые не имеют непосредственного отношения к явлению электромагнитной индукции, но также оказываются весьма полезными при изучении магнитного поля.

Кулон показал, что механические взаимодействия магнитных полюсов могут быть описаны и подвергнуты анализу при посредстве допущения, что на поверхности полюсов расположены гипотетические магнитные массы. Мы останавливались уже на чистой условности представления о магнитных массах, которые в действительности не существуют.<sup>1</sup> Однако совершенно отказаться от оперирования магнитными массами не представляется целесообразным, так как в отдельных случаях величины, характеризующие магнитное поле в том виде, как мы ими пользуемся в настоящее время, наиболее просто могут быть определены именно через посредство понятия о магнитных массах.

На основании опытов с намагниченными длинными стержнями Кулон установил следующий закон механического взаимодействия магнитных масс, связанных с полюсами магнитов:

$$f = k \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}.$$

Здесь через  $m_1$  и  $m_2$  обозначены магнитные массы, которые рассматриваются как сосредоточенные на весьма малых участках поверхности полюсов. Далее,  $r$  есть расстояние между этими магнитными массами  $m_1$  и  $m_2$ ,  $f$  — сила их механического взаимодействия, а  $k$  — множитель, зависящий от свойств окружающей полюсы однородной среды и от выбора системы единиц.

Итак, механическая сила взаимодействия двух точечных магнитных масс в однородной среде прямо пропорциональна произведению этих масс и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Эта сила направлена вдоль прямой, соединяющей точки, в которых мы предполагаем расположенными взаимодействующие магнитные массы.

Соответственно северным и южным полюсам и гипотетические магнитные массы могут быть северными и южными, причем северные, как известно, условно считаются положительными, а южные — отрицательными. В связи с этим силе взаимодействия одноименных магнитных масс, т. е. силе их отталкивания, приписывается положительное значение, а силе взаимодействия разноименных магнитных масс, т. е. силе их притяжения, приписывается отрицательное значение.

Что касается коэффициента пропорциональности  $k$ , то для случая однородной и изотропной среды в настоящее время принято:

$$k = \frac{1}{4\pi\mu}.$$

Величина  $\mu$ , характеризующая степень участия среды в магнитных взаимодействиях, как известно, называется *магнитной проницаемостью*. Происхождение этого термина тесно связано с представлением о проникновении магнитного потока сквозь всякого рода материальную среду и всевозможные тела.

Множитель  $4\pi$  в знаменателе выражения, определяющего коэффициент пропорциональности  $k$ , вводится в соответствии с принятой

<sup>1</sup> См. также § 24 Главы III, где речь идет о количественных соотношениях, связывающих величину гипотетических магнитных масс с условиями распределения магнитного потока.

в настоящее время *рационализированной системой единиц*, относящихся к области электротехники. Внесение  $4\pi$  в формулировку закона Кулона, как указал еще Хевисайд, имеет совершенно определенный физический смысл. При этом множитель  $4\pi$  исчезает в целом ряде соотношений, часто встречающихся в учении о магнетизме и электричестве, вследствие чего указанные соотношения приобретают более простой вид.

Таким образом, закон Кулона в рационализированной форме выражается так:

$$f = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 m_2}{4\pi r^2}.$$

До установления же в области электротехники рационализированной системы единиц закон Кулона в классической литературе обычно формулировался в следующем виде:

$$f = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Магнитную проницаемость „пустоты“ (эфира) принято обозначать через  $\mu_0$ . Эта величина  $\mu_0$  на основании международного соглашения установлена в качестве четвертого эталона в электромагнитной системе единиц. В связи с этим абсолютная электромагнитная система, базирующаяся на сантиметре, грамме и секунде, сокращенно обозначается через CGS  $\mu_0$ . Рационализированную же электромагнитную систему единиц, одобренную Международной электротехнической комиссией в 1935 г. и базирующуюся на метре, килограмме и секунде, обозначают через MKS  $\mu_0$ .

В нерационализированной системе CGS  $\mu_0$  для случая „пустоты“ (эфира) соотношение, выражающее закон Кулона, имеет такой вид:

$$f = \frac{1}{\mu_0} \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

При этом для величины  $\mu_0$  в системе CGS  $\mu_0$  было принято численное значение, равное единице.

Переход к рационализированной системе MKS  $\mu_0$  по существу связан с установлением для этой же величины  $\mu_0$  следующего значения:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ единиц MKS } \mu_0.$$

Такой выбор значения  $\mu_0$  в системе MKS  $\mu_0$  определяется требованием, чтобы в качестве единицы электродвижущей силы получался вольт, в качестве единицы силы тока — ампер и т. д., т. е. чтобы сохранились единицы, которыми мы обычно пользуемся на практике.

Что касается единицы магнитной массы, то, как известно, она устанавливается, именно исходя из данного Кулоном закона механического взаимодействия магнитных масс.

## § 11. Магнитная сила. Кулоновское определение

а. Механическое воздействие магнитного поля на полюсы магнита, с которыми мы условно ассоциируем якобы расположенные на них магнитные массы, может быть использовано для обследования поля. Чем данное поле сильнее, тем больше механическая сила, действующая

на магнитный полюс. Таким образом, величина этой силы, приложенной к некоторому определенному полюсу (можем назвать его пробным полюсом), позволяет судить об интенсивности магнитного процесса, который происходит в том или ином участке поля, где именно помещен пробный полюс.

*Магнитной силой* называют отношение механической силы  $f$ , с которой магнитное поле действовало бы в „пустоте“ (в эфире) на северную, т. е. положительную, магнитную массу  $m$ , помещенную в рассматриваемой точке поля, к величине этой магнитной массы  $m$ . Предполагается, что внесение данной магнитной массы не изменяет общих условий, от которых зависит магнитное поле. Обозначая магнитную силу через  $H$ , мы можем на основании указанного определения написать

$$H = \frac{f}{m}.$$

Ясно, следовательно, что магнитная сила  $H$  в любой точке поля численно равна механической силе, действующей на единицу северной магнитной массы.

Направление магнитной силы  $H$  принимается совпадающим с направлением механической силы  $f$ . Магнитная сила есть вектор.

В § 8 мы обозначили через  $B_0$  магнитную индукцию в „пустоте“ (в эфире) и рассматривали эту величину в качестве характеристики основного магнитного процесса, происходящего в эфире. Магнитная сила  $H$  по существу представляет собой вторую характеристику того же основного процесса, т. е. выражает собою то же самое, но только в других единицах. Очевидно, что  $B_0$  и  $H$  прямо пропорциональны одно другому и в связи с этим мы пишем

$$B_0 = \mu_0 H,$$

где  $\mu_0$  есть магнитная проницаемость „пустоты“ (эфира). Выбор единиц для измерения  $B$  и  $H$  так согласован, чтобы коэффициент связи между ними был именно равен величине магнитной проницаемости. В системе CGS  $\mu_0$ , в которой принимается

$$\mu_0 = 1,$$

$B_0$  и  $H$  численно равны, т. е.

$$|B_0| = |H|.$$

Вышеприведенное определение магнитной силы имеет совершенно общий характер. Во избежание недоразумений в отдельных частных случаях необходимо иметь в виду следующее. Данное определение  $H$  безоговорочно применимо в „пустоте“. Во всех других случаях надо прежде всего помнить, что магнитные массы должны быть выражены в единицах, определяемых соответственно взаимодействиям в „пустоте“ (в эфире). Если мы рассматриваем магнитную массу в объеме, заполненном каким-либо веществом, то для определения численного значения этой магнитной массы и соответствующей величины магнитной силы необходимо представить себе данную магнитную массу как бы находящейся в „пустоте“. При соблюдении этого условия основное определение в полной мере применимо к случаю любой однородной среды. В случае же среды неоднородной, например, если мы имеем железный стержень, помещенный в магнитном поле, и желаем определить  $H$  в какой-либо точке внутри железа, обыкновенно сводят дело к определению  $H$

в „пустоте“ в некоторых эквивалентных условиях. Именно, представляют себе внутри железа беспредельно тонкую нитевидную выемку ограниченной длины (в классической литературе подобная выемка именуется „пещеркой первого рода“), причем предполагается, что эта выемка расположена таким образом, чтобы „наведенная“ на ее внутренней поверхности магнитная масса была бесконечно мала. Под магнитной силой  $H$  в железе в данной точке разумеют магнитную силу внутри указанной воображаемой нитевидной пещерки, так образованной, чтобы рассматриваемая точка оказалась в пустоте, внутри пещерки. Таким образом, можно сказать, что магнитная сила в некоторой точке в общем случае какой угодно среды численно равна той механической силе, которая действовала бы в этой точке на единицу северной магнитной массы, если бы обычное вещество было изъято из магнитного поля, но все магнитные массы как якобы образующие основное поле, так и „наведенные“ на поверхности железа и других материалов, сохранились полностью.

Данное здесь определение магнитной силы мы можем назвать *кулоновским* в том смысле, что, хотя оно и не было сформулировано самим Кулоном, но непосредственно вытекает из представлений, введенных в науку Кулоном. В ряде случаев, именно когда магнитное поле связано с наличием разного рода магнитных систем, т. е. связано с существованием магнитных полюсов, магнитная сила может быть вычислена, исходя из закона Кулона, который позволяет подвергнуть математическому анализу механические взаимодействия в сколь угодно сложной совокупности магнитных полюсов.

б. В нерационализированной системе CGS  $\mu_0$  единица магнитной силы получила название *эрстед*. Как было уже указано выше, в случае „пустоты“ (эфира) имеет место следующее соотношение:

$$B_0 = \mu_0 H.$$

Единица магнитной индукции, гаусс, и единица магнитной силы, эрстед, так согласованы между собой, что в случае „пустоты“ (эфира) одному гауссу соответствует один эрстед в связи с тем, что в рассматриваемой системе CGS  $\mu_0$  принято:

$$\mu_0 = 1.$$

Таким образом, можно написать:

$$1 \text{ гаусс} = \mu_0 \cdot 1 \text{ эрстед}.$$

Аналогичное соотношение между магнитной индукцией и магнитной силой принимается и для случая какой угодно среды, и мы пишем

$$B = \mu H,$$

где  $\mu$  есть магнитная проницаемость среды, численно отличающаяся от  $\mu_0$ . В то время как в „пустоте“ (эфире) магнитная индукция, выраженная в гауссах, численно равна магнитной силе, выраженной в эрстедах, в случае обычного вещества эти же величины ( $B$  и  $H$ ), вообще говоря, численно отличаются одна от другой.

Из приведенных выше соотношений следует

$$H = \frac{1}{\mu_0} B_0,$$

$$B = \frac{\mu}{\mu_0} B_0 = \mu' B_0.$$

Здесь через  $\mu'$  обозначено число, равное отношению магнитной проницаемости некоторого вещества к магнитной проницаемости „пустоты“ (эфира) и, следовательно, совершенно не зависящее от выбора системы единиц. Это число  $\mu'$ , называемое *относительной магнитной проницаемостью* вещества, показывает, во сколько раз магнитная индукция в данном веществе больше магнитной индукции в „пустоте“ (эфире), при прочих равных условиях.

Сопоставляя соотношение

$$B = \mu' B_0$$

с приведенным в § 8 соотношением

$$B = B_0 + \Delta B,$$

мы заключаем, что оба эти соотношения эквивалентны одно другому, но лишь в разной форме выражают участие вещества в магнитном процессе. Во втором соотношении в явном виде фигурирует добавочная магнитная индукция, приносимая веществом в результирующий магнитный процесс; первое же соотношение дает общую связь результирующей магнитной индукции  $B$  с основной магнитной индукцией  $B_0$  через численный коэффициент  $\mu'$ .

в. Подобно тому как мы строили линии магнитной индукции, можно провести в магнитном поле ряд линий, обладающих тем свойством, что во всех точках этих линий направление касательных к ним совпадает с направлением магнитной силы  $H$ . Такие линии принято называть *силовыми линиями* магнитного поля. Положительное направление их определяется направлением вектора магнитной силы.

Ясно, конечно, что ни в коем случае не следует отождествлять силовые линии магнитного поля с элементарными или с единичными магнитными линиями, определяемыми так, как это было сделано в § 9.

В среде однородной и изотропной линии магнитной индукции и силовые линии совпадают, так как в данном случае векторы  $B$  и  $H$  имеют одно и то же направление. В среде же однородной, но анизотропной, векторы  $B$  и  $H$  имеют, вообще говоря, различное направление и соответственно этому линии магнитной индукции и силовые линии образуют две самостоятельные системы кривых, не сливающиеся одна с другой. В случае неоднородной среды, например, когда в магнитном поле размещены ферромагнитные тела, на которых якобы „наводятся“ магнитные массы, обе системы линий ( $B$  и  $H$ ) сильно отличаются одна от другой по существу. В этом отношении указанное различие особенно велико в случае магнитного поля постоянных магнитов. Дело в том, что силовые линии начинаются на положительных (северных) магнитных массах и заканчиваются на отрицательных (южных) магнитных массах. Следовательно, силовые линии магнитного поля могут быть прерывны, в то время как линии магнитной индукции всегда образуют принципиально замкнутые контуры. В частном случае пространства внутри

постоянного магнита направления силовых линий и линий магнитной индукции прямо противоположны. Именно, силовые линии направлены от северного полюса к южному, а линии магнитной индукции внутри магнита направлены от южного полюса к северному.

г. В заключение настоящего параграфа будет уместно несколько остановиться на вопросах терминологии. Дело в том, что кроме термина „магнитная сила“ для наименования той же величины  $H$  начал входить в употребление термин „напряженность магнитного поля“. Термин „магнитная сила“ широко распространен в классической литературе. Кельвин, Максвелл, Хевисайд, Дж. Дж. Томсон, Гаусс, Вебер, Герц, Друде, Боргман, Хвольсон и многие другие ученые пользовались этим именно термином для наименования величины  $H$ . И в настоящее время термин „магнитная сила“ продолжает применяться в научной и технической литературе на равных правах с указанным термином „напряженность магнитного поля“. Естественно возникает вопрос о целесообразности сохранения единого термина для наименования величины  $H$ .

По данному поводу можно сказать следующее. Во-первых, термин „магнитная сила“ является более старым термином, давно уже вошедшим в употребление и никогда не дававшим повода для недоразумений. Во-вторых, с термином „магнитная сила“ более согласуются некоторые другие привычные термины или выражения. Так, например, очень распространен термин „силовые линии магнитного поля“ и вместе с тем совсем не пользуются термином „линии напряженности магнитного поля“. Мы часто говорим „более сильное магнитное поле“ или „менее сильное магнитное поле“, но никогда не говорим „более напряженное магнитное поле“ или „менее напряженное магнитное поле“. К той же категории доводов в пользу термина „магнитная сила“ можно отнести и следующее указание. Очень распространен термин „коэрцитивная сила“ для обозначения величины  $H$  в некоторых специальных случаях (из области учения о ферромагнитных материалах). Ради последовательности, при исключении термина „магнитная сила“, необходимо было бы ввести новый термин „коэрцитивная напряженность“. Однако мало вероятно, чтобы этот новый термин нашел себе применение в соответствующей литературе. В-третьих, термин „напряженность“ созвучен с термином „напряжение“, применяемым в смысле разности потенциала (магнитной или электрической), и это обстоятельство может иногда повести к недоразумениям. Кроме того, следует считаться и с термином „напряженность намагничивания“, который применяется и изредка еще применяется для обозначения величины, чаще всего теперь называемой „интенсивностью намагничивания.“

В связи с вышеуказанными соображениями в настоящей книге отдается предпочтение старому термину „магнитная сила“.

## § 12. Интенсивность намагничивания

В § 8 мы вкратце коснулись физического смысла соотношения

$$B = B_0 + \Delta B,$$

где через  $B_0$  обозначается магнитная индукция в „пустоте“ (в эфире), характеризующая основной магнитный процесс в рассматриваемой точке поля,  $\Delta B$  представляет собой то добавление к  $B_0$ , которое привносится наличием вещества, подвергающегося воздействию магнитного поля, а  $B$  есть результирующая магнитная индукция.

Мы уже указывали, что всякое обычное вещество, будучи помещено в магнитном поле, принимает активное участие в происходящих в данном поле процессах. В связи с этим и в зависимости от магнитных свойств вещества наблюдаются большие или меньшие изменения в распределении магнитного потока, и плотность его, т. е. магнитная индукция  $B$ , приобретает значения, отличающиеся от  $B_0$ . В случае веществ парамагнитных (особенно сильно это проявляется в веществах ферромагнитных) всегда получается

$$B > B_0.$$

В этом случае  $\Delta B$  имеет положительное значение.

В случае же веществ диамагнитных  $\Delta B$  имеет отрицательное значение и соответственно получаем

$$B < B_0.$$

При изучении магнитного состояния вещества обычно называют величину  $\Delta B$  *интенсивностью намагничения* (или напряженностью намагничения) данного вещества и для обозначения ее применяют букву  $I$ . Таким образом, можно написать

$$\Delta B = I.$$

Вектор интенсивности намагничения  $I$  в случае среды однородной и изотропной совпадает с направлением вектора магнитной силы  $H$ .

Хотя, как только что было указано, физическая величина  $I$  по существу теснейшим образом связана с представлением о магнитном потоке, однако до последнего времени при формальном рассмотрении магнитных свойств различных материалов принято, в силу причин чисто исторического характера, определять интенсивность намагничения  $I$  как магнитный момент, отнесенный к единице объема того или иного вещества. Под магнитным же моментом, в случае рассмотрения суммарного эффекта элементарных электромагнитных процессов внутри вещества, как известно, разумеют произведение воображаемой северной магнитной массы, расположенной на одном из полюсов магнитного диполя, на расстояние между полюсами. (При этом необходимо предполагать, что диполь расположен в „пустоте“, т. е. что к определению величины магнитных масс относятся все разъяснения, сделанные по данному поводу в предыдущем § 11.) Оба указанных определения величины  $I$  — одно, вытекающее из представления о физически существующем магнитном потоке, и другое, основанное на оперировании с фиктивными магнитными массами, — математически вполне эквивалентны.

Отношение интенсивности намагничения к соответствующей магнитной силе принято называть *магнитной восприимчивостью* и обозначать это отношение буквой  $\chi$ . В связи со сказанным можно написать

$$\frac{I}{H} = \chi$$

$$I = \chi H.$$

Итак, на основании всего вышеизложенного, пользуясь рационализованной системой единиц, имеем

$$B = B_0 + I.$$

Принимая во внимание соотношения, связывающие  $B_0$  и  $I$  с магнитной силой  $H$ , получаем

$$B = \mu_0 H + \kappa H.$$

Разделяя обе части этого равенства на  $H$ , приходим к следующему соотношению между характеристическими величинами  $\mu$ ,  $\mu_0$  и  $\kappa$ :

$$\mu = \mu_0 + \kappa.$$

В случае отсутствия в магнитном поле какого-либо обычного вещества, мы имеем

$$B = B_0$$

и

$$\mu = \mu_0.$$

Следовательно, для „пустоты“ (эфира)

$$I = 0$$

и

$$\kappa = 0.$$

Для диамагнитных веществ

$$\kappa < 0$$

и в соответствии с этим

$$\mu < \mu_0.$$

Для веществ парамагнитных

$$\kappa > 0$$

и

$$\mu > \mu_0.$$

Все вышеприведенные соотношения применимы без каких бы то ни было оговорок в тех случаях, когда магнитная проницаемость среды может быть рассматриваема в качестве величины неизменяющейся, т. е. когда можно положить

$$\mu = \text{Const.}$$

и соответственно

$$\kappa = \text{Const.}$$

В случае же ферромагнитных материалов, как известно, нельзя говорить о постоянстве магнитной проницаемости, в связи с большой сложностью происходящих в них элементарных электромагнитных процессов. И само это понятие магнитной проницаемости может применяться к ферромагнитным материалам лишь при соблюдении некоторых строго определенных условий. Вообще же могут быть случаи, когда понятия магнитной проницаемости и магнитной восприимчивости теряют всякий смысл. Так, в некоторых стадиях намагничивания ферромагнитного вещества, например железа и стали,  $B$  и  $I$  могут быть больше нуля при магнитной силе  $H$ , равной нулю и даже при отрицательном значении  $H$ .

## § 13. Теорема Гаусса

Рассмотрим прежде всего пространство, в котором нет обычного вещества, т. е. остановимся на случае „пустоты“ (эфира). Предположим, что магнитная масса  $m$  окружена со всех сторон некоторой замкнутой поверхностью  $S$ , имеющей произвольную форму. В любой точке данной поверхности магнитная сила  $H$ , обусловленная наличием магнитной массы  $m$ , может быть определена на основании закона Кулона. Именно, в рационализированной системе единиц  $H$  определяется так:

$$H = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m}{4\pi r^2},$$

где  $r$  есть расстояние между магнитной массой  $m$  и рассматриваемым элементом поверхности, который обозначим через  $ds$ .

Так называемый поток вектора  $H$  сквозь элемент поверхности  $ds$  выражается следующим образом:

$$H \cos \alpha \, ds = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m}{4\pi r^2} \cos \alpha \, ds,$$

где  $\alpha$  есть угол между вектором  $H$  и внешней нормалью к поверхности в месте расположения элемента  $ds$ .

Интегрируя данное выражение по всей замкнутой поверхности  $S$ , как известно, получаем

$$\oint H \cos \alpha \, ds = \frac{1}{\mu_0} \cdot m.$$

Это есть формулировка теоремы Гаусса для случая „пустоты“ (эфира). Ясно, конечно, что под  $m$  мы можем подразумевать алгебраическую сумму всех магнитных масс, находящихся внутри данной замкнутой поверхности  $S$ , так как можем рассмотреть по очереди все отдельные массы так, как будто бы каждая из них существует только одна, и приложить к каждой из них теорему Гаусса, а затем всё сложить. Тогда под знаком интеграла получим нормальную составляющую результирующей магнитной силы, а в правой части будет сумма всех магнитных масс, т. е.  $\Sigma m$ .

В случае если пространство заполнено какой-либо неоднородной средой, например если в магнитном поле размещены постоянные магниты, части из железа и т. п., в полной мере применима формулировка теоремы Гаусса, данная для „пустоты“ (эфира) при условии такого определения магнитной силы  $H$ , как это было разъяснено в § 11 применительно к самому общему случаю.

Если пространство заполнено однородным и изотропным веществом с постоянной магнитной проницаемостью  $\mu$ , то для любой точки замкнутой поверхности можем написать

$$H = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m}{4\pi r^2},$$

и теорема Гаусса для этого случая может быть сформулирована в следующем виде:

$$\oint H \cos \alpha \, ds = \frac{1}{\mu} \cdot m.$$

При этом по существу игнорируются те дополнительные магнитные массы, которые „наводятся“ на границе соприкосновения среды и полюсов, несущих на себе основные магнитные массы, принимаемые во внимание в только что приведенной формулировке теоремы Гаусса. Введением в правой части равенства магнитной проницаемости  $\mu$ , собственно говоря, достигается тот же результат, как если бы мы представили себе, что данное однородное вещество отсутствует, но все магнитные массы, в том числе и „наведенные“ сохранились полностью.

Так как в рассматриваемом случае магнитная проницаемость  $\mu$  есть величина постоянная согласно условию, то можем написать

$$\oint \mu H \cos \alpha \, ds = m,$$

или

$$\oint B \cos \alpha \, ds = m.$$

Из последнего соотношения следует, что понятие фиктивной магнитной массы, условно вводимое при рассмотрении магнитных явлений, имеет связь с представлением о магнитном потоке. Действительно, интеграл, стоящий в левой части этого соотношения, представляет собою не что иное, как поток вектора магнитной индукции, т. е. магнитный поток, пронизывающий замкнутую поверхность  $S$  и якобы исходящий из магнитной массы  $m$  или заканчивающийся на ней. Иными словами, физический смысл понятия магнитной массы заключается в том, что она является условным центром истока или стока магнитных линий. При этом в рационализованной системе единиц численная величина магнитной массы как раз равна магнитному потоку, условно ассоциируемому с этой магнитной массой, т. е.

$$\Phi = \oint B \cos \alpha \, ds = m.$$

Мы знаем, однако, что никаких магнитных масс в действительности не существует и что линии магнитной индукции непрерывны, т. е. всегда образуют замкнутые контуры (§ 17 Главы III). Следовательно, каждая магнитная линия может пересекать некоторую замкнутую поверхность обязательно четное число раз. Сколько магнитных линий входит внутрь замкнутой поверхности, столько же и выходит из нее. Иными словами, магнитный поток пронизывает отдельные участки рассматриваемой поверхности, входя внутрь объема, ограниченного ею, и точно такой же магнитный поток пронизывает другие участки этой замкнутой поверхности в направлении изнутри наружу. В действительности полный магнитный поток, пронизывающий любую замкнутую поверхность, всегда и безусловно всегда равен нулю, т. е.

$$\oint B \cos \alpha \, ds = 0.$$

Всё это находится в соответствии с тем, что в природе не существует изолированных магнитных полюсов какого-либо одного только знака. Всякий магнитный полюс принципиально сопряжен с полюсом другого знака и точно такой же интенсивности. Магнитные массы, которые мы приписываем этим сопряженным полюсам, противоположны по знаку и обязательно равны одна другой по абсолютной величине.

Итак, лишь совершенно условно при формальном оперировании с магнитной массой мы можем рассматривать ее в качестве изолированного источника магнитного потока, причем в рационализированной системе единиц этот магнитный поток равен соответствующей магнитной массе.

#### § 14. Магнитодвижущая сила. Электроманнитное определение магнитной силы и силы тока

а. Определение магнитной силы, которое мы назвали кулоновским, вытекает непосредственно из изучения механических взаимодействий магнитных полюсов. Возможно, однако, связать представление о магнитной силе с другими явлениями, именно с явлениями из области электромагнетизма. Как известно, простейший и вместе с тем основной электромагнитный процесс, существующий в природе, воспринимается нами в форме так называемого электрического тока. В данном случае мы встречаемся с двумя теснейшим образом сопряженными сторонами единого электромагнитного комплекса, которые порознь исследуются обычно в качестве электрических и магнитных процессов. В дальнейшем (см. Главу VI) будет уделено внимание специальному рассмотрению вопроса о том, что по существу представляет собой электрический ток. Здесь же мы ограничимся только указанием, что с электрическим током всегда связан магнитный поток, который принято называть потоком самоиндукции. Иными словами, в пространстве, окружающем всякий электрический ток, наблюдается магнитное поле. Магнитную силу этого поля можно, как оказывается, весьма просто связать с основной характеристикой электрического тока, т. е. с силой данного тока.

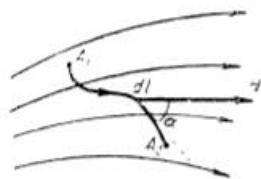


Рис. 3.

б. Представим себе в магнитном поле некоторый путь перехода из точки  $A_1$  в точку  $A_2$  (рис. 3). Составим выражение

$$H \cos \alpha dl,$$

где  $dl$  есть элементарное перемещение вдоль рассматриваемого пути перехода,  $H$  — магнитная сила в месте расположения элемента  $dl$ , а  $\alpha$  — угол между направлениями  $H$  и  $dl$ .

Величина механической силы, действующей на единицу положительной (северной) магнитной массы, находящуюся в данной точке поля, численно равна  $H$ , и, следовательно, составляющая этой механической силы по направлению элементарного перемещения  $dl$  численно будет равна  $H \cos \alpha$ . Поэтому произведение  $H \cos \alpha dl$  дает нам численное значение работы, совершаемой силами магнитного поля при элементарном перемещении единицы магнитной массы. Интеграл от этого выражения, взятый вдоль конечного отрезка некоторой линии (например  $A_1 A_2$ ), т. е.

$$\int_{A_1}^{A_2} H \cos \alpha dl,$$

численно равен работе, совершаемой при таком конечном перемещении единицы северной магнитной массы. Этот линейный интеграл магнитной

силы, как известно, называется разностью магнитных потенциалов точек  $A_1$  и  $A_2$  или *магнитодвижущей силой*, действующей на рассматриваемом пути перехода от точки  $A_1$  до точки  $A_2$ , и обозначается буквой  $F$ .

Нас сейчас интересует величина линейного интеграла магнитной силы в одном частном случае, именно когда линия, вдоль которой мы берем этот интеграл, представляет собою замкнутый контур. Значение величины интеграла

$$\oint H \cos \alpha \, dl$$

в случае магнитного поля тока облегчает описание и расчет магнитных цепей и вместе с тем позволяет сформулировать второе определение магнитной силы, которое мы можем назвать *электромагнитным* в отличие от первого, кулоновского определения.

Обследование данного вопроса показывает, что величина

$$\oint H \cos \alpha \, dl$$

зависит только от силы тока, сцепляющегося с данным контуром интегрирования. Можно доказать, что безусловно всегда имеет место соотношение:

$$F = \oint H \cos \alpha \, dl = i,$$

где  $i$  есть сила тока, сцепляющегося с замкнутым контуром интегрирования. В общем случае под  $i$  подразумевается *полная сила тока*, т. е. алгебраическая сумма всех токов, проходящих сквозь замкнутый контур интегрирования. Только что написанное соотношение принято называть *законом магнитодвижущей силы*.

Если  $i = 0$ , то

$$\oint H \cos \alpha \, dl = 0,$$

т. е. работа, совершаемая силами магнитного поля при перемещении единицы магнитной массы по замкнутому контуру, равна нулю, если этот контур не сцепляется ни с каким током.

Итак, величина линейного интеграла

$$\oint H \cos \alpha \, dl$$

является мерою силы тока, сцепляющегося с контуром интегрирования, и обратно, через силу электрического тока мы можем выразить величину магнитной силы в пространстве, окружающем ток.

в. Можно было бы не останавливаться на доказательстве справедливости соотношения, выражающего закон магнитодвижущей силы, так как это доказательство дается в соответствующих курсах. Целесообразно, однако, вкратце коснуться общей схемы связанных с этим рассуждений, потому что в них очень наглядно демонстрируется формальная простота, достигаемая при закономерном использовании представления о магнитной массе как об условном источнике магнитного потока. Сущность указанных рассуждений сводится к рассмотрению работы, совершаемой

при пересечении магнитных линий контуром тока во время движения магнитной массы вдоль какого-либо замкнутого контура, сцепляющегося с этим током (рис. 4). Мы знаем уже, что положительную (северную) магнитную массу  $m$  условно можно считать источником магнитного потока (пунктир на рис. 4), величина которого определяется соотношением

$$\Phi = m.$$

Нетрудно видеть, что за время перемещения магнитной массы  $m$  вдоль замкнутого контура (сплошная линия на рис. 4) от некоторого начального положения и до этого же положения, т. е. за время одного полного обхода вдоль рассматриваемого контура, весь исходящий из магнитной массы поток один раз пересечется контуром тока  $i$ . Процесс пересечения магнитных линий проводником электрической цепи будет сопровождаться индуктированием электродвижущей силы в этом проводнике. Допустим, что движение магнитной массы  $m$  совершается по замкнутому контуру, как указано на рис. 4 соответствующей стрелкою, т. е. в направлении, которое является положительным по отношению к принятому направлению тока. В таком случае индуктированная электродвижущая сила будет действовать против тока  $i$ , который, преодолевая ее, совершит работу перемещения магнитной массы  $m$  за счет источника электрической энергии, поддерживающего неизменным ток  $i$ . Эта электромагнитная работа выразится так:

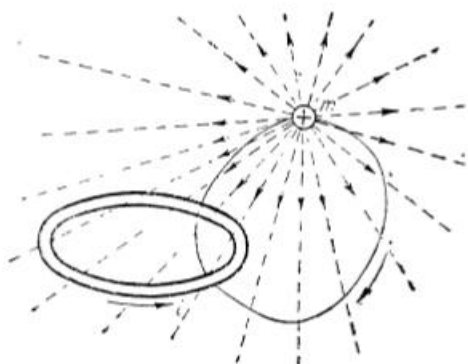


Рис. 4.

$$A = \int_0^t \frac{d\Phi}{dt} i dt = \int_0^{\Phi} i d\Phi = \Phi i = mi,$$

где пределы интегрирования соответствуют времени полного обхода магнитной массы  $m$ .

С другой стороны, та же работа перемещения магнитной массы  $m$  равняется произведению  $m$  и  $\oint H \cos \alpha dl$ , т. е.

$$A = m \oint H \cos \alpha dl.$$

Сопоставляя оба указанных выражения для  $A$ , можем написать

$$m \oint H \cos \alpha dl = mi,$$

откуда получаем

$$\oint H \cos \alpha dl = i,$$

что и требовалось доказать.

В случае же, если контур интегрирования не сцепляется с контуром тока, магнитный поток, исходящий из магнитной массы  $m$  лишь частично пересекается проводником и притом пересечения происходят то в одном, то в другом направлении, так что алгебраическая сумма всех пересечений магнитного потока оказывается равной нулю. Следовательно, в этом случае всегда и неизменно получается

$$\oint H \cos \alpha \, dl = 0.$$

г. Из закона магнитодвижущей силы

$$F = \oint H \cos \alpha \, dl = i$$

следует, что единицею магнитодвижущей силы является единица силы тока, т. е. ампер.

Если контур интегрирования совпадает с некоторою силовой линией магнитного поля тока, то  $\cos \alpha = 1$  и можно написать

$$F = \oint H \, dl = i,$$

откуда следует

$$H = \frac{dF}{dl} = \frac{di}{dl}.$$

Последнее соотношение представляет собой математическую формулировку *электромагнитного определения магнитной силы*. Таким образом, магнитная сила численно равна магнитодвижущей силе, приходящейся на единицу длины соответствующей силовой линии, или, иными словами, силе электрического тока, возбуждающего магнитный поток и рассчитанного на единицу длины магнитной цепи.

В рационализированной системе MKS  $\mu_0$  единицей магнитной силы является *ампер на метр*. Выше мы указывали, что в н-рационализированной системе CGS  $\mu_0$  за единицу магнитной силы принимается эрстед. Соотношение между этими единицами может быть получено на основании равенства

$$H = \frac{B}{\mu}.$$

В системе MKS  $\mu_0$  единица магнитной проницаемости, которую предложено называть *юингом*, в  $\frac{10^7}{4\pi}$  раз больше единицы магнитной проницаемости в системе CGS  $\mu_0$ . Отсюда вытекает

$$1 \frac{\text{A}}{\text{m}} = \frac{1 \frac{\text{Wb}}{\text{m}^2}}{1 \text{ ewing}} = \frac{10^7 \text{ Gs}}{4\pi \text{ единиц CGS } \mu_0} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{ Oe}.$$

В электротехнических расчетах часто пользуются единицей магнитной силы, равной *амперу на сантиметр*, причем обычно называют ее *ампер-витком на сантиметр*. Это связано с тем, что полный ток, рассматри-

ваемый при расчетах магнитных цепей, принято выражать в ампервитках. Ясно, конечно, что имеют место следующие соотношения:

$$1 \frac{\text{A}}{\text{m}} = \frac{1}{100} \frac{\text{A}}{\text{cm}}$$

и

$$1 \frac{\text{A}}{\text{cm}} = 100 \frac{\text{A}}{\text{m}} = 0.4 \pi \text{ Oe.}$$

д. Мы подошли к электромагнитному определению магнитной силы, пользуясь представлением о магнитной массе. Однако возможно было бы поступить и иначе. Исходя из того, что всякий электрический ток принципиально связан с соответствующим магнитным полем и применяя метод пробной катушки (см. § 7), мы могли бы прежде всего установить полную пропорциональность, существующую между  $B_0$  — магнитной индукцией в „пустоте“ (в эфире) — и силой тока  $i$ . Отсюда мыслимо получить электромагнитное определение магнитной силы  $H$ , к рассмотрению которой мы, отдавая дань установившейся традиции, подошли было другим путем, а именно путем оперирования с чисто механическими проявлениями магнитного поля. Закон магнитодвижущей силы оказался бы тогда простым следствием электромагнитного определения магнитной силы. Таким образом, при построении системы основных представлений, которыми мы в настоящее время пользуемся при описании и исследовании всех магнитных явлений, можно было бы совершенно обойти фиктивные магнитные массы.

Однако необходимо считаться с некоторыми обстоятельствами, дававшими повод остановиться сначала на кулоновском определении магнитной силы. Это было сделано с той целью, чтобы иметь возможность коснуться системы единиц  $\text{CGSm}_0$ , как важного исторического этапа, приведшего в конце концов к более совершенной системе  $\text{MKSm}_0$ . Вместе с тем мы стремились связать условное представление о магнитной массе с представлением о реально существующем магнитном потоке и показать, что закономерное использование понятия магнитной массы во всяком случае приводит к правильным окончательным результатам.

е. Следует еще отметить важное значение закона магнитодвижущей силы в одном отношении. Дело в следующем. Общепринятое определение силы тока гласит:

$$i = \frac{dq}{dt},$$

где  $q$  есть количество электричества, протекающего через поперечное сечение цепи тока. Иными словами, сила тока рассматривается в качестве скорости протекания электричества по проводнику.

На основании же закона магнитодвижущей силы мы можем написать

$$i = \oint H \cos \alpha \, dl.$$

Таким образом, сила тока равна его магнитодвижущей силе, т. е. равна линейному интегралу магнитной силы вдоль замкнутого контура, сцепляющегося с данным током.

Это есть электромагнитное определение силы тока, по существу совершенно не связанное с обычным представлением о движущемся электричестве.

## § 15. Закон магнитной цепи

а. Как известно, путь, вдоль которого проходит и замыкается магнитный поток, принято называть магнитной цепью. В области электротехники при расчете всякого рода электромагнитных механизмов играет важную роль закон магнитной цепи, позволяющий производить необходимые вычисления, касающиеся величины магнитного потока. Закон этот представляет собой соотношение между магнитным потоком, магнитодвижущей силой, действующей вдоль данной магнитной цепи, ее геометрическими размерами и магнитной проницаемостью среды на различных участках магнитной цепи.

Из всех соотношений, при помощи которых принято описывать процессы, происходящие в магнитном поле, закон магнитной цепи особенно тесно связан с представлением о магнитном потоке и с наиболее важным свойством этого потока, а именно с принципиальной замкнутостью всех составляющих его магнитных линий. Не будет каким-либо преувеличением утверждение, что рассматриваемый закон может быть выражен

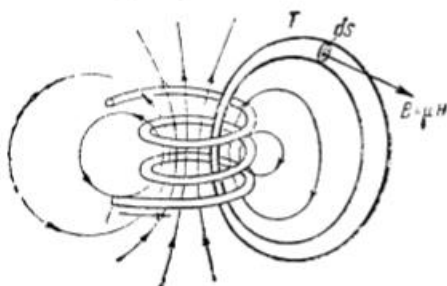


Рис. 5.

только в терминах, вытекающих из общих идей Фарадея о магнитном поле. В противном случае закон магнитной цепи являлся бы совершенно бессодержательным соотношением, физический смысл которого было бы весьма затруднительно интерпретировать. Помимо большой практической ценности, этот закон имеет глубокое значение для правильного понимания общего характера магнитных явлений.

По своей форме закон магнитной цепи подобен закону Ома. Оба закона просто выражаются в точной форме лишь для случая линейных цепей, поперечные размеры которых весьма малы по сравнению с длиной цепи.

б. Остановимся на выводе точной формулировки закона магнитной цепи. Рассмотрим контур тока произвольной формы, например катушку, состоящую из  $w$  витков (рис. 5), по которым протекает ток  $i$ . Выделим в магнитном поле тока трубку магнитной индукции столь малых поперечных размеров, чтобы для всех точек какого-либо нормального сечения этой трубки можно было считать величину магнитной силы  $H$  одной и той же. В пределе можем говорить о бесконечно тонкой трубке магнитной индукции. Магнитодвижущая сила, действующая вдоль оси трубки, будет (см. § 14)

$$F = \oint H \cos \alpha \, dl = \oint H \, dl = i_0,$$

где  $i_0$  есть полный ток, сцепляющийся с данной трубкой магнитной индукции. Ясно, конечно, что

$$i_0 = wi.$$

Следовательно

$$F = \oint H \, dl = wi.$$

Магнитный поток, проходящий сквозь какое-либо нормальное сечение данной бесконечно тонкой трубки магнитной индукции, равен

$$d\Phi = Bds = \mu Hds.$$

Отсюда вытекает

$$H = \frac{d\Phi}{\mu ds}.$$

Подставляя это значение  $H$  в выражение для магнитодвижущей силы, имеем

$$\oint \frac{d\Phi}{\mu ds} dl = wi.$$

Поток  $d\Phi$  сохраняет постоянное значение вдоль всей трубки магнитной индукции. Поэтому его можно вынести за знак интеграла. Находим

$$d\Phi \oint \frac{dl}{\mu ds} = wi,$$

откуда окончательно получаем

$$d\Phi = \frac{wi}{\oint \frac{dl}{\mu ds}}.$$

Это выражение и представляет собой совершенно точную формулировку закона магнитной цепи.

Исходя именно из аналогии с законом Ома числитель  $wi = F$  принято называть *магнитодвижущей силой*, а знаменатель

$$\oint \frac{dl}{\mu ds} = R_m$$

называется *магнитным сопротивлением*. Таким образом, закон магнитной цепи можно сокращенно представить в следующем виде:

$$d\Phi = \frac{F}{R_m}.$$

в. С большой степенью точности закон магнитной цепи может быть применен и к трубке магнитной индукции конечного сечения  $s$  при условии, что линейные размеры этого сечения малы по сравнению с длиной трубки. Практически подобная трубка может рассматриваться в качестве линейной магнитной цепи. Магнитный поток в этой трубке будет иметь конечное значение так же, как конечным будет и магнитное сопротивление трубки. В рассматриваемом случае можем написать

$$\Phi = \frac{F}{R_m} = \frac{wi}{\oint \frac{dl}{\mu s}}.$$

В том простейшем случае, когда величины  $\mu$  и  $s$  постоянны вдоль всей трубки магнитной индукции, получаем

$$\Phi = \frac{wi}{l\mu s}.$$

г. В практически применяемых электромагнитных устройствах редко встречаются магнитные цепи, в которых и сечение  $s$  и магнитная проницаемость  $\mu$  были бы неизменными вдоль всей цепи. Так, в сердечниках трансформаторов между пакетами железа образуются стыки, где  $\mu = \mu_0$ . Магнитная цепь электрической машины состоит из участков различного материала и, вообще говоря, различного сечения. В указанных случаях упрощают расчет, поступая следующим образом. Разбивают магнитную цепь по длине на отдельные участки, для каждого из которых с достаточной для практики точностью можно считать  $\mu$  и  $s$  постоянными. Тогда интеграл, выражающий сопротивление магнитной цепи, разбивается на ряд слагаемых

$$\oint \frac{dl}{\mu s} = \int \frac{dl_1}{\mu_1 s_1} + \int \frac{dl_2}{\mu_2 s_2} + \dots,$$

где значки 1, 2 и т. д. указывают на соответствующие участки магнитной цепи. Так как при этом  $\mu_1 = \text{Const.}$ ,  $s_1 = \text{Const.}$  и т. д., то последнее равенство можно переписать в виде

$$\oint \frac{dl}{\mu s} = \frac{l_1}{\mu_1 s_1} + \frac{l_2}{\mu_2 s_2} + \dots = \sum_i \frac{l}{\mu s}.$$

Закон магнитной цепи в этом случае можно, следовательно, приближенно выразить так:

$$\Phi = \frac{F}{R_m} = \frac{wi}{\sum \frac{l}{\mu s}}.$$

## ОСНОВНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ И СВОЙСТВА МАГНИТНОГО ПОТОКА

## § 16. Электромагнитная индукция тока

Магнитный поток и электрический ток даже до настоящего времени нередко воспринимаются раздельно в качестве якобы самодовлеющих процессов. Однако тесная связь между ними с несомненностью вытекает из всей совокупности того, что известно в области электричества и магнетизма.

Свыше ста лет тому назад, в 1831 г., Фарадей открыл явление электромагнитной индукции. Сущность его, как известно, заключается в следующем. Всегда, когда происходят изменения в относительном расположении магнитного потока и какого-либо проводящего контура, который полностью или отдельными своими участками лежит в области пространства, занятой магнитным потоком, и, вообще говоря, всегда, когда магнитный поток, сцепляющийся с данным проводящим контуром, как бы то ни было изменяется, — в этом контуре возникают особые электродвижущие силы, так называемые индуцированные электродвижущие силы. Если алгебраическая сумма этих электродвижущих сил, т. е. полная электродвижущая сила, индуцируемая в контуре, не равна нулю и контур замкнут, в нем возникает электрический ток.

Явление электромагнитной индукции тока предоставляет в наше распоряжение весьма много данных, могущих способствовать выяснению действительных взаимоотношений и связей магнитного потока и электрического тока (см. Главу VI).

Обращаясь к истории фарадеевского достижения, следует прежде всего отметить, что в период времени, непосредственно предшествовавший 1831 году, был сделан ряд открытий и научных работ, свидетельствовавших о необходимости нового подхода к явлениям электрическим и магнитным. Дело в том, что раньше эти две группы физических явлений представлялись совершенно обособленными и никак не связанными одна с другой. В 1820 г. Эрстед опубликовал сообщение о своем наблюдении, дающем первое звено, связывающее области электричества и магнетизма. Именно Эрстед наблюдал, что электрический ток, который протекает по проводнику, присоединенному к полюсам вольтова столба, оказывает механическое действие на расположенную вблизи магнитную стрелку и стремится повернуть ее так, чтобы она установилась перпендикулярно проводнику. Таким образом, Эрстед обнаружил магнитное поле тока. В том же 1820 г. Араго при помощи электрического тока намагнитил кусок стали, и Ампер представил в Парижскую Академию наук доклад о своих опытах над механическим действием токов на токи и магнитов

на токи. В 1821 г. Фарадей открыл, что проводник, по которому проходит электрический ток, стремится перемещаться вокруг полюса магнита. В 1823 г. Ампер дал свою теорию электродинамики и электромагнетизма. В 1824 г. Араго наблюдал успокаивающее действие медной пластины на качающуюся над ней магнитную стрелку. Баббедж и Гершель, тщательно изучая это, казалось бы, таинственное явление и разнообразия обстановку опыта, добились обращенного эффекта. Именно, в 1825 г. они показали, что медный диск, вращающийся вокруг вертикальной оси, может увлечь в это вращение магнитную стрелку, так расположенную над медным диском, чтобы острие, на котором она покоится, находилось над осью диска, причем между стрелкой и вращающимся диском располагалась параллельная ему стеклянная пластинка, исключавшая непосредственное действие на стрелку со стороны воздушных завихрений. В том же 1825 г. Стэрджон построил свой первый электромагнит.

С момента опубликования опытов Эрстеда весь ученый мир стал деятельно изучать вновь открытую область электромагнитных явлений. Нередко бывали случаи поспешных выступлений с описанием ошибочных наблюдений. Так, например, в заседании Парижской Академии наук 6 ноября 1820 г. Френель в своем докладе заявил, что ему удалось разложить воду при помощи электрического тока, якобы возбуждавшегося магнитом, который неподвижно лежал внутри неподвижной же проволоочной спирали. Присутствовавший в том же заседании Ампер указал, что он также наблюдал нечто подобное. Через полтора месяца оба автора отказались от своих утверждений, признав их несоответствующими результатам более тщательно поставленных проверочных опытов. В последующие годы Ампер неоднократно возвращался к этой теме, но, по свидетельству Беккереля, он в 1825 г. пришел к убеждению, что при помощи магнита невозможно получить электрический ток.

В такой чрезвычайно напряженной атмосфере исканий в области электромагнетизма работала и научная мысль Фарадея. Он с большой настойчивостью стремился найти новые явления, характеризующие связь между электричеством и магнетизмом. Убежденный в единстве сил природы вообще, он не мог удовлетвориться констатированием односторонней связи между физическими явлениями. Эта связь казалась ему не вполне установленной, пока не был обнаружен обратный эффект. Так и в случае электрического тока и магнитного поля. Движение электричества сопровождается магнитным полем. Должно существовать и обратное явление. В чем же оно состоит? В лабораторном дневнике Фарадея за 1822 г. есть запись: „Обратить магнетизм в электричество“. Чтобы разрешить поставленную перед собою задачу, ему пришлось проделать огромное количество опытов. С небольшими перерывами он, занимавший уже с 1825 г. пост директора лабораторий Королевского Института, всё возвращался к этой проблеме. Много раз он терпел неудачу и с огорчением отмечал в своем дневнике: „Безрезультатно“. Наконец, 29 августа 1831 г. Фарадею удалось в первый раз произвести опыт, в котором с несомненностью выявилось то, чего он так настойчиво и долго искал. В течение всего десяти рабочих дней, в промежутки времени с 29 августа по 4 ноября этого года, Фарадей не только открыл все основные явления из области электромагнитной индукции тока, но и полностью осветил их новыми физическими представлениями.

Первый, исторический, опыт Фарадея был произведен с железным кольцом, на которое были нанесены две независимые обмотки из медной проволоки (по нынешней терминологии — первичная и вторичная). Вот как описывает Фарадей этот опыт в своем лабораторном дневнике:

„Я изготовил железное кольцо (из мягкого железа); железо взято круглое, в  $\frac{7}{8}$  дюйма толщиной, и кольцо имело внешний диаметр в 6 дюймов. Вокруг железного сердечника было уложено много витков медной проволоки, причем одна половина обмотки была отделена при помощи шнурка и коленкора; здесь было намотано три куска проволоки, каждый около 24 футов длиной, и они могли быть соединены в одну общую обмотку или употребляться раздельно. Изоляция отдельных частей этой обмотки была достигнута путем проверки при помощи батареи. Будем называть эту сторону кольца *A*. На другой стороне, но с интервалами от первой обмотки было намотано два куска проволоки общей длиной около 60 футов... Будем называть эту сторону *B*.

Была заряжена батарея из десяти пар пластин по 4 кв. дюйма. Витки на стороне *B* составляли одну обмотку, и концы ее были соединены медной проволокой, отходящей в сторону на некоторое расстояние и как раз над магнитной стрелкой (в 3 футах от кольца), затем концы одной из обмоток на стороне *A* присоединялись к батарее: немедленно — заметное действие на стрелку. Она колебалась и, наконец, пришла в начальное положение. При прерывании соединения обмотки *A* с батареей — снова бросок стрелки“.

На другой же день после этого опыта, 30 августа, Фарадей уже совершенно отчетливо осознал связь открытого им явления с таинственными результатами экспериментов Араго над влиянием медного диска на магнитную стрелку.

В своих последующих опытах Фарадей наблюдал появление кратковременного индуктированного тока в катушке из медной проволоки при наличии внутри нее железного стержня, который намагничивался при помощи постоянных магнитов или размагничивался путем нарушения контакта с полюсами этих магнитов. Затем был проделан опыт, аналогичный первому опыту с железным кольцом, но при этом применялись катушки из медной проволоки без всякого железного сердечника. Далее, постоянный полосовой магнит быстро вводился внутрь катушки, присоединенной к гальванометру, или выводился из нее. Были обнаружены кратковременные отбросы стрелки гальванометра то в одну, то в другую сторону и при этом было обращено особое внимание на *необходимость наличия относительного перемещения проводника и внешнего магнитного поля*. С совершенной очевидностью была установлена причина неудачи во время многочисленных предыдущих опытов, когда это обстоятельство не было учтено. В девятый день своих опытов с вновь открытым явлением Фарадей привел во вращение медный диск, расположенный между полюсами сильного подковообразного магнита, соединив с гальванометром ось и край диска при посредстве металлических щеток. При этом стрелка гальванометра длительно оставалась отклоненной. Фарадей возбуждал таким образом постоянный ток, используя явление электромагнитной индукции. Наконец, в десятый день *Фарадей индуктировал ток простым движением проводника поперек магнитного поля и в описании этого эксперимента уже говорит о „пересечении“ магнитных линий проводником*. Таким образом, вся фактическая сторона явления электромагнитной индукции была установлена с исчерпывающей полнотой и была выяснена качественная сторона общего закона электромагнитной индукции. Несколько позже Фарадей формулировал и количественные законы, которым подчиняется это явление.

Итак, уже первая серия опытов Фарадея в области электромагнитной индукции привела его к весьма важному заключению об основном усло-

вии возникновения этого явления. Мы имеем в виду относительное перемещение проводника и магнитного поля, иными словами, пересечение проводником „физических силовых линий“ магнитного поля. Есть ряд случаев электромагнитной индукции, когда указанное относительное перемещение непосредственно не наблюдается и как будто бы не имеет места. Это, например, относится к первому эксперименту Фарадея с железным кольцом, на которое были нанесены неподвижные обмотки. Однако, руководствуясь принципиальными установками Фарадея и Максвелла, можно показать, что это только так кажется и что на самом деле первопричиной возникновения индуктированной электродвижущей силы и в этом случае является процесс, который мы упрощенно описываем словами — „пересечение магнитных линий проводником“. Об этом будет еще речь впереди (см. §§ 18, 19 и 32—38).

Электромагнитная индукция представляет собою одно из наиболее существенных и характерных проявлений магнитного потока.

Для полного понимания общих условий, в которых протекает электромагнитная индукция, чрезвычайно большое значение имеет принцип непрерывности магнитного потока. Этот принцип, упоминавшийся нами уже раньше (§§ 5, 7, 9 и 15), был высказан самим Фарадеем, который сформулировал его в результате своих опытных исследований, специально посвященных изучению свойств того, что заполняет магнитное поле и что в настоящее время называется магнитным потоком. Фарадея же, как это было отмечено выше, мы должны считать основоположником учения о магнитном потоке, рассматриваемом в качестве физической реальности.

## § 17. Принцип непрерывности магнитного потока

а. Магнитный поток в целом и каждая магнитная линия, его составляющая, нигде не имеют ни начала, ни конца. Они непрерывны и всегда образуют замкнутые контуры.

Во всех случаях, когда магнитное поле существует в воздухе или, вообще говоря, в среде, не препятствующей опытному обследованию магнитного потока на всем его протяжении, более или менее легко можно убедиться в том, что магнитный поток действительно непрерывен. Так, например, магнитные линии в поле прямолинейного провода с током имеют форму концентрических окружностей, охватывающих провод со всех сторон. Более сложную форму имеют магнитные линии в поле криволинейного провода с током, в случае провололочной катушки, по которой идет ток, и т. п.

И аче обстоит дело в случае магнитного потока, связанного с телами, внутрь которых мы не можем проникнуть, например в случае потока, проходящего через железо, или в случае потока, связанного с постоянным магнитом. Утверждать что-либо а priori мы не можем и должны поэтому подвергнуть магнитный поток внутри железа или магнита косвенному обследованию. Простейший способ, который позволяет нам убедиться в наличии магнитного состояния вещества, например в средней нейтральной части магнита, состоит в разламывании магнита на две половины. В образовавшейся щели между двумя половинами магнита мы всегда обнаруживаем магнитный поток, который исходит из вновь возникшего в месте излома северного полюса и входит в южный полюс, ограничивающий щель с другой стороны. Величина магнитного потока, пронизывающего щель, в точности равна величине магнитного потока,

связывающего внешние (первоначальные) полюсы магнита. В этом очень легко убедиться при помощи индуктивного метода. Кроме того, обследование показывает, что направление магнитного потока в щели так сочетается с направлением внешнего потока магнита, как это и должно быть, если магнитный поток непрерывен и проходит частью через внешнее пространство между основными полюсами магнита, а частью сквозь тело магнита. Продолжая опыт ломания магнита в отношении полученных двух его половин и далее со вновь образующимися частями магнита сколь угодно раз, мы неизменно будем обнаруживать ту же величину магнитного потока и то же его направление. Таким образом, мы можем как бы вскрывать магнитный поток, проходящий внутри магнита, и имеем основание признать результаты опыта с многократным ломанием магнита подтверждающими принцип непрерывности магнитного потока.

б. Фарадей применил метод электромагнитной индукции для обследования магнитного потока внутри постоянного магнита, не прибегая к разламыванию магнита, т. е. не нарушая его целостности. Хотя его опыты на эту тему не кажутся теперь в полной мере убедительными, но тем не менее будет чрезвычайно поучительно познакомиться с ходом мыслей Фарадея, этого великого экспериментатора, и с его подходом к исследованию данного вопроса. Кроме того, есть еще один мотив тщательного рассмотрения опытов Фарадея, посвященных доказательству непрерывности магнитного потока. Дело в том, что из этих опытов непосредственно вытекают принципиальные схемы различных типов униполярных, т. е. бесколлекторных, машин постоянного тока, которые в последние время начинают вновь привлекать к себе внимание в области электромашиностроения. Именно униполярным машинам в основном посвящена Глава V настоящей книги.

Первые опыты Фарадея, положенные в основу формулированного им принципа непрерывности магнитного потока, были произведены вскоре после открытия электромагнитной индукции тока. Впоследствии он еще раз вернулся к этому вопросу и тогда окончательно сформулировал указанный принцип.<sup>1</sup>

В этих опытах Фарадея, к схематическому описанию которых мы сейчас переходим, весьма ярко выявляется общий ход его идей. Фарадей применил, между прочим, магнит цилиндрической формы. Против одного полюса этого магнита  $NS$  (рис. 6) он поместил медный диск  $D$  того же диаметра, что и магнит. Расстояние между диском  $D$  и торцевой поверхностью магнита было очень невелико. Диск мог приводиться во вращение вокруг своей оси, совпадавшей с осью цилиндрического магнита. При помощи металлических щеточек, касавшихся периферии диска и его проводящей оси, составлялась электрическая цепь, включавшая гальванометр  $G$ . При вращении медного диска в его радиальных частях индуктировалась электродвижущая сила, которая возбуждала ток, измеряемый гальванометром. Фарадей сначала вращал один диск, а магнит оставлял неподвижным. При этом наблюдалось отклонение гальванометра, зависящее, конечно, от скорости вращения диска. Затем Фарадей повторил свой опыт в следующем виде: он приклеил диск к торцу магнита, проложив бумагу, и стал вращать всю систему как одно целое. И в этих условиях он получил тот же эффект. При той же скорости вращения наблюдалось прежнее отклонение гальванометра. Опыт приводил к заключению, что возникновение индуктированного тока в данном случае

<sup>1</sup> Faraday. Experimental Researches in Electricity, Vol. I, 217—220; Vol. III, 3084—3117.

совершенно не зависит от того, вращается ли диск относительно неподвижного магнита, или же оба они вращаются одновременно.

Для тщательной проверки полученного результата Фарадей повторил опыт, более полно утилизируя поток, связанный с магнитом. Он разнообразил обстановку опыта всевозможными способами. По существу дело можно свести к тому опыту, в котором он заменил диск металлическим колпаком, окружавшим одну половину магнита. Расположение опыта показано схематически на рис. 7. При вращении металлического колпака  $K$  вокруг неподвижного магнита все магнитные линии, исходящие из его верхнего полюса, будут пересекаться радиусами дна колпака и образующими цилиндрической его части, в результате чего в цепи гальванометра должен получаться индуктированный электрический ток. И в данном случае, при скреплении колпака  $K$  с магнитом  $NS$  и при вращении всей системы в целом, величина и направление отклонения гальванометра  $G$  наблюдались точно такие же, как при неподвижном магните и вращении одного только колпака  $K$ .

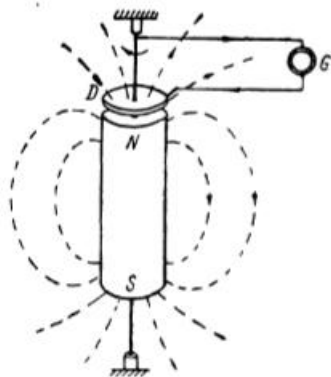


Рис. 6.

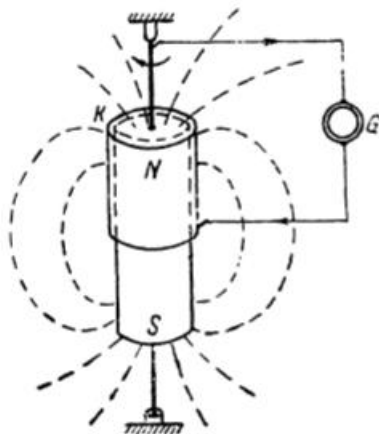


Рис. 7.

Если в только что рассмотренных опытах всё происходит в количественном и качественном отношении одинаково и действительно независимо от того, неподвижен ли магнит, или он вращается вместе с соответствующими частями электрической цепи, то естественно, повидимому, сделать заключение, к которому и пришел Фарадей, а именно что при вращении магнита вокруг его геометрической оси магнитный поток остается неподвижным в пространстве, а не вращается вместе с магнитом.

Возникает следующий вопрос. Если магнитный поток остается неподвижным в пространстве и если этот магнитный поток существует и внутри магнита, то казалось бы, что радиальные элементы тела магнита должны при его вращении перерезывать магнитные линии и, следовательно, в них должна индуцироваться электродвижущая сила. Для проверки этого заключения Фарадей проделал третью серию опытов. Он вращал только магнит, непосредственно введенный в цепь электрического тока при помощи двух трущихся контактов: одного — у поверхности магнита в нейтральной его зоне, другого — в центральной его части через посредство проводящей оси, вокруг которой вращается магнит (см. схематический рис. 8). При вращении магнита отклонение гальванометра

получалось такое же, что и в предыдущем опыте (рис. 7) при вращении металлического колпака. Этот результат можно объяснить только предположением, что число магнитных линий, пересекаемых за время одного полного оборота, осталось прежним, что, в свою очередь, может иметь место, согласно мнению Фарадея, в случае, если *все магнитные линии внешнего потока магнита замыкаются внутри него, образуя вполне замкнутые контуры*. В самом деле, схематизируя путь тока внутри магнита, можно себе представить, что вся действующая в данном случае электродвижущая сила определяется пересечением магнитных линий внутри магнита радиальным элементом  $AB$ , лежащим под щеткой (не трудно убедиться, что, предполагая путь тока внутри магнита какой-либо иной, мы всегда получим то же самое).

В результате своих опытов Фарадей пришел к выводу, что все магнитные линии, исходящие из северного полюса магнита и входящие в южный полюс, замыкаются внутри тела магнита. В п. 3117 своих „Опытных исследований по электричеству“ он следующими словами формулирует принцип непрерывности магнитного потока для случая постоянного магнита:

„3117. Таким образом, внутри магнита существуют [физические] силовые линии той же природы, что и вне его. Даже более того, количество внутренних линий строго равняется количеству внешних. *Направление* внутренних линий связано с направлением внешних; и в действительности, внутренние линии составляют продолжение внешних, абсолютно не изменяясь по своей природе, насколько это может быть удостоверено опытом. Поэтому каждая [физическая] силовая линия, на каком бы расстоянии от магнита мы ее ни взяли, должна быть рассматриваема как замкнутый контур, проходящий некоторую свою часть через магнит и имеющий одинаковую активность в каждом месте на своем протяжении“<sup>1</sup>.

Результаты вышеописанных опытов Фарадея, как указал впоследствии Престон,<sup>2</sup> могут быть истолкованы с другой точки зрения. Престон разъяснил, что все явления, наблюдавшиеся Фарадеем, должны были бы иметь место и в том случае, если бы магнитный поток был жестко связан с магнитом и вращался вместе с ним в пространстве.

Действительно, рассмотрим схему опыта, изображенную на рис. 7, применительно к тому случаю, когда металлический колпак  $K$  был скреплен с магнитом. Фарадей предполагал, что сохраняющие свою неподвижность магнитные линии во время вращения всей системы (колпак и магнит) пересекаются радиальными элементами днища колпака и образующими цилиндрической части колпака. Рассматривая явление с точки зрения Престона, т. е. считая магнитный поток жестко связанным с магнитом и вращающимся одновременно с ним, мы приходим к заключению,

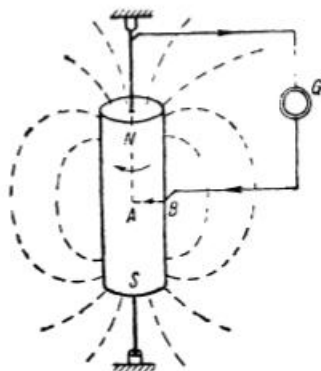


Рис. 8.

<sup>1</sup> Взяты в квадратные скобки слова вставлены переводчиком, автором настоящей книги, для того, чтобы было ясно, что Фарадей говорит не о „силовых линиях“ в нынешнем понимании этого термина (линии вектора магнитной силы), но о трубах магнитной индукции или магнитных линиях, как составляющих магнитного потока. Курсив принадлежит самому Фарадею.

<sup>2</sup> Preston. „Philosophical Magazine“ за 1885 и 1891 гг.

что никакие части колпака не будут в таком случае пересекать магнитных линий, так как будет полностью отсутствовать какое-либо перемещение колпака относительно магнитных линий. Но зато все магнитные линии в своем вращении будут пересекаться неподвижными частями контура тока, т. е. проводниками, составляющими внешнюю цепь между щетками и присоединенными к гальванометру. При этом количество магнитных линий, пересеченных за время одного полного оборота всей системы, останется, конечно, таким же, как и с точки зрения Фарадея. Не трудно убедиться, что и направление индуктированной в цепи электродвижущей силы получается такое же.

Рассмотрим третий опыт Фарадея (рис. 8), когда магнит вращался в своем собственном магнитном поле. Как легко видеть, и в этом случае величина и направление индуктированной электродвижущей силы должны быть одинаковы, независимо от того, будем ли мы считать, что радикальные элементы магнита пересекают неподвижные магнитные линии (точка зрения Фарадея), или предположим, что вращающиеся магнитные линии пересекаются внешними частями электрической цепи (точка зрения Престона).

Необходимо указать, что допустима и третья точка зрения, представляющая собою некоторый, так сказать, компромисс между точками зрения Фарадея и Престона. Именно, совершенно несомненно, что окончательный результат останется неизменным, если магнитный поток не будет вполне жестко связан с магнитом и в виду этого только в известной степени увлекается вращающимся магнитом, так что он отстает от магнита и вращается с какою-либо меньшей скоростью. Степень отставания магнитного потока должна, конечно, определяться всей обстановкой эксперимента. В зависимости от общих условий указанное отставание может быть максимальным (неподвижность магнитного потока) или минимальным (полное увлечение потока вращающимся магнитом). Таким образом, точки зрения Фарадея и Престона являются, повидимому, лишь предельными частными случаями более общего подхода к трактовке только что рассмотренных опытов с вращающимся магнитом. Ясно, конечно, что и в случае неполного увлечения магнитного потока величина индуктированной электродвижущей силы получится точно такая же, как, в предельных частных случаях. К этому вопросу мы еще вернемся в Главе V.

В свое время работа Престона возбудила очень большой интерес. Последовали многочисленные попытки подтвердить ту или иную точку зрения при помощи специально поставленных опытов, которые все были основаны на использовании явления электромагнитной индукции.<sup>1</sup> Однако все попытки этого рода не привели к каким-либо определенным результатам. Это объясняется главным образом тем, что, как бы мы ни ставили опыт с вращающимся магнитом, необходимость иметь замкнутый электрический контур (полностью проводящий или частично замыкающийся линиями электрического смещения) всегда неизбежно приводит к возможности объяснить результаты опыта с любой из трех точек зрения. Никаким экспериментированием в области электромагнитной индукции, надо полагать, нельзя безупречно строго доказать справедливость той или иной точки зрения относительно поведения магнитного потока, связанного с вращающимся магнитом. Только руководствуясь общими соображениями и анализируя обстановку эксперимента, повидимому,

<sup>1</sup> Подробный анализ всего вопроса в целом содержится в статье Л. Б. Слепаяна „Проблема униполярной индукции“. Изв. Петрогр. Политехнич. института, Отдел техники, естествозн. и матем., 1914, т. XXII, стр. 55.

можно прийти к некоторому правдоподобному заключению по данному вопросу в каждом частном случае.

Каковы бы ни были результаты анализа опытов с вращающимся магнитом, необходимо, однако, со всею определенностью констатировать следующее: *Фарадей дал безусловную правильную и точную формулировку принципа непрерывности магнитного потока.* Неизменно руководимый интуицией, он по существу исходил из своих общих представлений о магнитном потоке, образовавшихся у него в связи с многочисленными другими экспериментами, в которых главным объектом внимания были основные свойства магнитного потока.

в. Максвелл, продолжавший работы Фарадея, весьма отчетливо понимал, сколь большое значение имеет принцип непрерывности магнитного потока для ряда дальнейших умозаключений, и поэтому стремился дать математическое обоснование этого принципа. Сущность рассуждений Максвелла сводится к следующему.<sup>1</sup> Возьмем именно тот случай, когда магнитное поле, существующее внутри тела, недоступно непосредственному наблюдению, и для этого рассмотрим какой-либо постоянный магнит  $NS$  (рис. 9). Магнитные массы, которые, согласно условному предположению, участвуют в образовании поля данного постоянного магнита, мы должны считать распределенными на поверхности полюсов  $N$  и  $S$ . Обозначим эти магнитные массы через  $+m$  и  $-m$ . Представим себе замкнутую поверхность  $s$ , охватывающую один из полюсов, например северный, и проходящую сквозь тело магнита. На рис. 9 изображено сечение этой поверхности плоскостью чертежа. Рассмотрим для данной замкнутой поверхности величину

$$\Phi = \oint B \cos \alpha \, ds,$$

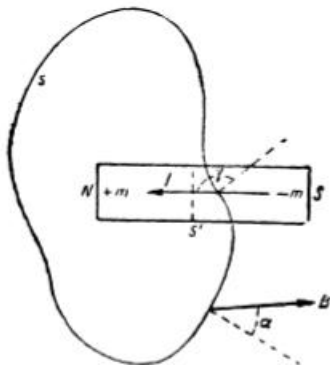


Рис. 9.

где  $\alpha$  — угол между направлением вектора магнитной индукции  $B$  и внешней нормалью к элементу поверхности  $ds$  и, следовательно,  $B \cos \alpha$  — нормальная составляющая магнитной индукции в некоторой точке поверхности  $s$ .

$\Phi$  есть полный магнитный поток, пронизывающий всю рассматриваемую поверхность  $s$ . Попытаемся рассчитать этот поток. Обратимся к известному уже нам соотношению

$$B = \mu_0 H + I.$$

Все три члена, входящие в это соотношение, являются векторами. В случае однородной и изотропной среды они совпадают по направлению, но в более сложной обстановке  $B$ ,  $H$  и  $I$  могут и не совпадать по направлению.

Обозначая через  $\beta$  и  $\gamma$  углы, образуемые векторами  $H$  и  $I$  с внешней нормалью к поверхности  $s$ , можем написать

$$B \cos \alpha = \mu_0 H \cos \beta + I \cos \gamma,$$

<sup>1</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, § 402.

откуда следует

$$\Phi = \oint_s B \cos \alpha \, ds = \mu_0 \oint_s H \cos \beta \, ds + \oint_s I \cos \gamma \, ds,$$

т. е. интересующая нас величина  $\Phi$  выражается суммой двух интегралов, взятых по всей замкнутой поверхности  $s$ .

Чтобы определить величину первого интеграла, применяем теорему Гаусса, на основании которой пишем

$$\oint_s H \cos \beta \, ds = \frac{1}{\mu_0} m.$$

Что касается второго интеграла, то для определения его расчленим мысленно данный магнит на бесконечное количество нитеобразных магнитов, причем эти нити ориентированы так, чтобы они были везде касательны к вектору интенсивности намагничения  $I$ , характеризующему магнитное состояние вещества. Таким образом получим пучок бесконечно тонких магнитов длиной  $l$  с магнитными массами  $+dm$  и  $-dm$  на концах. Произведение  $l \cdot dm$  представляет собою соответствующий магнитный момент, относя который к единице объема, получим величину интенсивности намагничения.

Если  $ds'$  есть поперечное сечение нитеобразного магнита, перпендикулярное его длине, то объем его выразится через  $l \cdot ds'$ . Следовательно, интенсивность намагничения будет

$$I = \frac{l dm}{l ds'} = \frac{dm}{ds'}.$$

Заменим нормальное сечение элементарного магнита  $ds'$  через элемент рассматриваемой замкнутой поверхности  $s$ . Ясно, конечно, что имеет место такое соотношение:

$$ds' = -ds \cdot \cos \gamma.$$

Здесь знак минус берется потому, что вектор интенсивности намагничения  $I$  внутри магнита в данном случае, когда замкнутая поверхность  $s$  охватывает северный полюс магнита, направлен в сторону внутренней нормали к этой поверхности.

На основании последнего соотношения можем написать

$$I = \frac{dm}{ds'} = -\frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{dm}{ds}.$$

Отсюда получаем

$$dm = -I \cos \gamma \, ds.$$

Интегрируя это выражение по всей замкнутой поверхности, получаем

$$m = - \oint_s I \cos \gamma \, ds,$$

или

$$\oint_s I \cos \gamma \, ds = -m.$$

Следовательно, интересующий нас полный магнитный поток, пронизывающий рассматриваемую замкнутую поверхность  $s$ , будет

$$\Phi = \oint_s B \cos \alpha \, ds = \mu_0 \oint_s H \cos \beta \, ds + \oint_s I \cos \gamma \, ds = m - m = 0.$$

Соотношение

$$\oint_s B \cos \alpha \, ds = 0$$

и представляет собою данную Максвеллом математическую формулировку принципа непрерывности магнитного потока.

Физический смысл полученного математического соотношения заключается в следующем. Во всех точках замкнутой поверхности  $s$ , лежащих вне магнита, поле доступно нашему наблюдению, и мы непосредственным опытом можем убедиться в том, что в рассмотренном случае, когда поверхность  $s$  охватывает северный полюс, магнитная индукция вне магнита всегда имеет положительную составляющую в направлении внешней нормали к поверхности, т. е. магнитный поток, который пронизывает часть поверхности  $s$ , находящуюся вне магнита, имеет положительное значение. Следовательно, полученное соотношение указывает, что магнитный поток внутри рассматриваемого магнита направлен в сторону внутренней нормали к той же замкнутой поверхности  $s$ . Обозначая через  $\Phi'$  поток, пронизывающий поверхность  $s$  вне магнита, и через  $\Phi''$  — поток, пронизывающий эту поверхность внутри магнита, можем написать

$$\Phi = \Phi' + \Phi''.$$

Но мы уже знаем, что в данном случае

$$\Phi = 0,$$

и поэтому

$$\Phi' = -\Phi''.$$

Знак минус соответствует различной ориентировке этих двух составляющих магнитного потока относительно внешней нормали к поверхности  $s$ . Составляющие эти равны по абсолютной величине.

Итак, математическая формулировка принципа непрерывности магнитного потока гласит, что *полный магнитный поток, проходящий сквозь любую замкнутую поверхность в направлении внешней нормали, равен нулю.*

Из этого положения непосредственно вытекает следующее:

*Магнитный поток в целом и, в частности, каждая входящая в его состав магнитная линия всегда и везде представляют собою принципиально замкнутые контуры, не имеющие ни начала, ни конца. Магнитные линии никоим способом не могут быть разрезаны или разорваны, и обнаружение их концов ни в каких процессах, происходящих в магнитном поле, невозможно.*

## § 18. Первая и вторая формулировки закона электромагнитной индукции

а. В XXVIII серия своих „Опытных исследований по электричеству“ Фарадей устанавливает следующее основное положение, характеризующее индуктированный электрический ток с количественной стороны:

„... количество электричества, протекшего по цепи тока, прямо пропорционально числу перерезанных линий“.<sup>1</sup>

Еще в I серии „Исследований“ Фарадей констатирует зависимость силы индуктированного тока от сопротивления проводника:

„Эти результаты показывают, что токи, производимые в телах при помощи магнито-электрической индукции, пропорциональны их проводимости. Что они в точности пропорциональны проводимости и всецело зависят от нее, доказывається, я полагаю...“.<sup>2</sup> (Далее следует ссылка на ряд опытов с различными проводящими материалами.)

Именно все эти выводы из опытов Фарадея позволяют написать следующее математическое соотношение, на которое мы уже в общем сослались выше в § 7 Главы II:

$$q = - \frac{\Phi''}{r}.$$

Здесь  $q$  — количество электричества, протекшего в течение некоторого промежутка времени через любое поперечное сечение контура, проводящего индуктированный ток,  $\Phi''$  — число магнитных линий, *пересеченных* рассматриваемым контуром за это время, и  $r$  — электрическое сопротивление контура. Знак минус (—) мы вводим в соответствии с данными непосредственного опыта, в целях соблюдения установленного правила, связывающего положительное направление магнитного потока, пронизывающего некоторый замкнутый контур, с положительным направлением обтекания вдоль этого контура (правило правого винта или так называемое правило штопора). Поэтому количеству  $\Phi''$  будем приписывать положительное значение в случае, когда процесс пересечения магнитных линий влечет за собою увеличение магнитного потока, сцепляющегося с рассматриваемым контуром, и отрицательное значение в противном случае.

Исходя из вышеприведенного основного соотношения, легко можно найти выражение для индуктированной электродвижущей силы. Действительно, беря производные по времени от обеих частей указанного равенства, имеем

$$\frac{dq}{dt} = - \frac{1}{r} \cdot \frac{d\Phi''}{dt}.$$

Так как

$$\frac{dq}{dt} = i,$$

где  $i$  — сила тока, то можем написать

$$ri = - \frac{d\Phi''}{dt}.$$

Но произведение  $ri$  представляет собой не что иное, как электродвижущую силу, расходуемую в данном случае на преодоление сопротивления цепи, т. е.

$$ri = e.$$

<sup>1</sup> Faraday. Experimental Researches in Electricity, Vol. III, 3115: „... the quantity of electricity thrown into a current is directly as the amount of curves intersected“.

<sup>2</sup> Faraday. Experimental Researches of Electricity, Vol. I, 213: „These results tend to prove that the currents produced by magneto-electric induction in bodies are proportional to their conducting power. That they are *exactly* proportional to and altogether dependent upon the conducting power, is, I think, proved by...“

На основании этого окончательно получаем

$$e = - \frac{d\Phi^*}{dt}.$$

Итак, *электродвижущая сила, индуцируемая в некотором контуре, не зависит от вещества, формы и размеров проводника, из которого контур состоит. Величина этой электродвижущей силы определяется исключительно скоростью пересечения магнитных линий контуром.*

Так как данная *первая* формулировка закона электромагнитной индукции является лишь простой перефразировкой основных положений, установленных Фарадеем, и в полной мере соответствует его представлению о *пересечении* магнитных линий проводником, как о первопричине индуктирования тока, в дальнейшем мы будем называть соотношение

$$e = - \frac{d\Phi^*}{dt}$$

*фарадеевской формулировкой закона электромагнитной индукции.*

6. Вскоре после открытия Фарадеем явления электромагнитной индукции Ф. Нейман сделал попытку обосновать математическую теорию этого явления, исходя из закона Ленца. Вслед за тем Гельмгольц и В. Томсон (Кельвин) показали, что электромагнитная индукция может быть рассматриваема как следствие, вытекающее из закона сохранения энергии. Во всех этих работах авторы пришли к выражению индуктированной электродвижущей силы в виде производной по времени от некоторой величины, физический смысл которой не был, однако, достаточно ясно вскрыт. Максвелл, основываясь на опытах Фарадея и *принимая во внимание установленный Фарадеем же принцип непрерывности магнитного потока*, показал, что здесь речь идет о магнитном потоке, который охватывается некоторым замкнутым контуром или, как говорят, сцепляется с данным контуром. Таким образом, данная Максвеллом формулировка закона электромагнитной индукции гласит:

$$e = - \frac{d\Phi}{dt},$$

где  $\Phi$  есть полный магнитный поток, сцепляющийся с некоторым контуром. Существенно необходимо подчеркнуть, что в отличие от фарадеевской (первой) формулировки того же закона здесь в явном виде речь идет не о числе пересеченных магнитных линий, которое было обозначено через  $\Phi^*$ , а именно о *совокупности* магнитных линий, т. е. о магнитном потоке  $\Phi$ , охватываемом контуром. Легко показать, что отмеченное различие носит чисто формальный характер.

Действительно, контур любого электрического тока всегда бывает принципиально замкнутым. Максвеллу принадлежит большая заслуга констатирования этого важного положения, позволившего ему в дальнейшем, на основе закона электромагнитной индукции и закона магнитодвижущей силы, составить свои известные дифференциальные уравнения электромагнитного поля, представляющие собою лишь дифференциальную форму этих законов. Магнитный поток также всегда образует замкнутую систему. Поэтому геометрическая связь между магнитным потоком и электрическим током может быть только такая, как у двух звеньев обычной цепи (рис. 10).

Здесь будет очень уместно привести подлинные слова Максвелла,

который в своем „Трактате об электричестве и магнетизме“ следующим образом высказывается по рассматриваемому вопросу:

„Представление о непрерывности силовых линий,<sup>1</sup> к которому пришел Фарадей, исключает возможность внезапного появления их там, где их раньше не было ни одной. Если, следовательно, число линий, которые пронизывают проводящий контур, претерпевает изменение, то это может происходить только благодаря тому, что или контур движется поперек силовых линий, или силовые линии движутся поперек контура. В обоих случаях в цепи возникает ток.“<sup>2</sup>

Итак, ни одна магнитная линия, сцепляющаяся с каким-либо контуром тока, не может выйти из этого контура без того, чтобы она не была им<sup>3</sup> пересечена. Магнитный поток, пронизывающий неизменно замкнутый контур, может претерпеть увеличение или уменьшение только в процессе пересечения контуром составляющих поток магнитных линий при их выходе из контура или при их вхождении в контур. Иначе быть не может. Ясно поэтому, что в таком случае мы имеем

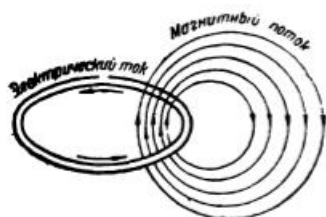


Рис. 10.

$$d\Phi'' = d\Phi$$

и соответственно этому можем написать

$$e = -\frac{d\Phi''}{dt} = -\frac{d\Phi}{dt}$$

в. С математической точки зрения преобразование первой формулировки (фарадеевской) во вторую (максвелловскую) эквивалентно преобразованию линейного интеграла вектор-потенциала магнитного поля, где интегрирование ведется вдоль некоторого замкнутого контура, в поверхностный интеграл вектора магнитной индукции, где интегрирование распространяется на площадь, ограниченную рассматриваемым контуром. При этом следует иметь в виду, что такое преобразование линейного интеграла в поверхностный возможно и имеет смысл *только при условии*, что замкнутый контур цепи не претерпевает никаких изменений, нарушающих его непрерывность как строго определенного контура. Соответственно этому, *только при условии неизменности контура электрической цепи* первая и вторая формулировки закона электромагнитной индукции вполне тождественны и взаимно заменяемы.

Если же условие непрерывности и неизменности контура цепи не выполняется, то необходимо специальное рассмотрение вопроса о том, в каких случаях соотношение

$$-\frac{d\Phi''}{dt} = -\frac{d\Phi}{dt}$$

может всё же считаться сохраняющим свою правомерность и когда оно не имеет места.

<sup>1</sup> В данном случае термином „силовая линия“ Максвелл обозначает то, что Фарадей назвал „физической силовой линией“ магнитного поля и что мы рассматриваем в качестве реальной составляющей магнитного потока и условно называем теперь „магнитной линией“.

<sup>2</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, § 541: „The conception which Faraday had of the continuity of the lines of force precludes the possibility of their suddenly starting into existence in a place where there were none before. If therefore, the number of lines which pass through a conducting circuit is made to vary, it can only be by the moving across the lines of force or else by the lines of force moving across the circuit. In either case a current is generated in the circuit“.

## § 19. Некоторые частные случаи электромагнитной индукции

а. В генераторах переменного тока сравнительно небольшой мощности обмотка, в которой индуктируется электродвижущая сила, иногда входит в состав ротора, т. е. вращающейся части машины. Для подключения этой обмотки к внешней цепи обычно применяют так называемые контактные кольца, надлежащим образом насаженные на вал машины. К этим контактным кольцам присоединяются концы генераторной обмотки. Внешняя же цепь питается переменным током от неподвижных щеток, которые трутся о поверхность контактных колец. Таким путем образуется замкнутая электрическая цепь.

Наличие контактных колец не позволяет назвать рассматриваемую цепь совершенно неизменяемой. Однако то обстоятельство, что эти кольца находятся вне главного магнитного потока генератора, никак не сцепляются с потоком и действительно не имеют какого бы то ни было отношения к процессу индуктирования электродвижущей силы в обмотке данного генератора, — это обстоятельство дает нам полное право считать рассматриваемую замкнутую цепь *электрически неизменяемой цепью*. Хотя с точки зрения чисто геометрической подобная цепь и претерпевает непрерывные изменения (в отношении конфигурации), мы можем совершенно игнорировать в данном случае наличие контактных колец и имеем безусловно достаточное основание для того, чтобы пользоваться в отношении этой цепи как фарадеевской, так и максвелловской формулировками закона электромагнитной индукции, не делая никакого различия между ними.

б. В разного рода коллекторных машинах мы имеем условия, вполне аналогичные случаю контактных колец. Как известно, коллектор или коммутатор всегда располагаются вне той области, где индуктируются электродвижущие силы. Поэтому и в данном случае мы имеем право при рассмотрении процесса электромагнитной индукции в отдельных элементах обмотки, присоединенных к пластинам коллектора, применять и фарадеевскую и максвелловскую формулировки, останавливаясь в каждом частном случае на той, которая оказывается, в зависимости от обстоятельств, более удобной. И в данном случае мы можем игнорировать всякого рода переключения, происходящие вне зоны генераторного процесса и рассуждать так, как будто бы замкнутая цепь была электрически неизменяемой.

в. В цепях трансформаторов переменного тока мы имеем примеры электрически неизменяемых цепей, которые, вообще говоря, сохраняются неизменными и с точки зрения чисто геометрической. Ясно, конечно, что для трансформаторных цепей должны быть вполне эквивалентны обе формулировки закона электромагнитной индукции, фарадеевская и максвелловская. Однако на практике мы легко можем проследить магнитный поток, сцепляющийся с витками обмоток трансформатора, и точно измерить его в каждый данный момент времени. Что же касается процесса пересечения магнитных линий проводниками, из которых состоят обмотки трансформатора, то этот процесс недоступен непосредственному контролю и обычно совершенно игнорируется. В связи со сказанным расчет электродвижущих сил, индуктируемых в обмотках трансформаторов, обычно производят, исходя из максвелловской формулировки закона электромагнитной индукции. Это, конечно, вполне правильно и даже является практически единственным выходом, так как мы не имеем способов точного учета пересечений, о которых идет речь. Но во всяком случае

пересечение магнитных линий витками трансформаторных обмоток в действительности происходит. Так мы должны утверждать, основываясь на принципе непрерывности магнитного потока. И это обстоятельство побуждает нас тщательно проанализировать процесс индуктирования электродвижущих сил в трансформаторах и выяснить, как именно происходит перемещение магнитных линий, составляющих магнитный поток, который мы в основном считаем локализованным в объеме железных сердечников. Что касается магнитного рассеяния, то оно не имеет решительно никакого отношения к тому движению магнитных линий, о котором идет речь и которое эквивалентно изменениям главного магнитного потока в трансформаторе. Теперь мы только констатируем наличие подобного движения магнитных линий и отмечаем, что фарадеевская формулировка закона электромагнитной индукции имеет в случае трансформаторных обмоток точно такой же физический смысл, как и максвелловская формулировка, хотя последняя практически более удобна и легче применима. В следующей Главе IV, в § 37—40, мы еще раз вернемся к данному вопросу.

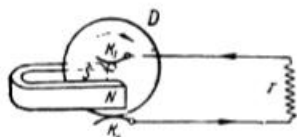


Рис. 11.

г. Для иллюстрации тех расхождений, которые могут иметь место в отношении применимости фарадеевской и максвелловской формулировок закона электромагнитной индукции, рассмотрим несколько случаев, когда мы встречаемся с проводящим контуром, претерпевающим существенные изменения.

Представим себе простейший электромагнитный генератор в виде некоторой дисковой машины, схематически изображенной на рис. 11. Медный диск  $D$ , могущий вращаться вокруг оси, проходящей через его центр, расположен между полюсами магнита  $NS$ . При помощи щеток  $K_1$  и  $K_2$ , касающихся оси и края диска  $D$ , цепь замыкается через какое-либо внешнее сопротивление  $r$ . Щетки устанавливаются так, чтобы через их посредство в цепь включался радиальный элемент диска, находящийся в каждый данный момент времени как раз между полюсами магнита  $NS$ . Во время вращения диска  $D$  в нем генерируется индуктированная электродвижущая сила постоянного направления и соответственно возникает ток, проходящий в основном через радиальный элемент диска между щетками  $K_1$  и  $K_2$ , а затем через соединительные провода и сопротивление  $r$ .

Рассматривая замкнутый контур тока, мы совершенно определенно можем утверждать, что сцепляющийся с ним магнитный поток остается неизменным во все время вращения диска  $D$ . Следовательно, для данного контура, действительно являющегося именно тем контуром, вдоль которого течет индуктированный электрический ток, мы имеем полное основание написать

$$\frac{d\Phi}{dt} = 0.$$

Таким образом, в рассматриваемом случае так называемой униполярной индукции максвелловская формулировка закона электромагнитной индукции непосредственно неприменима, если только мы придерживаемся фактической стороны дела и не прибегаем к условному осложнению реального контура тока такими участками, по которым ток на самом деле не протекает.

В то же время пересечение магнитных линий будет происходить в той части действительного контура тока, где мы имеем непрерывное

движение радиальных элементов диска  $D$  поперек магнитного поля. В этом случае несомненно, что

$$\frac{d\Phi^{**}}{dt} \neq 0,$$

и фарадеевская формулировка закона электромагнитной индукции полностью применима. Этой именно формулировкой обычно исключительно и пользуются при расчете униполярных динамомашин.

В рассматриваемом случае электродвижущая сила индуцируется, хотя и не наблюдается изменений магнитного потока, т. е. как будто бы вопреки максвелловской формулировке. Но дело в том, что установленная Фарадеем основная причина возникновения электромагнитной индукции, т. е. пересечение магнитных линий, здесь имеется в наличии, а формулировка Максвелла справедлива без всяких оговорок лишь в отношении неизменяемого замкнутого контура.

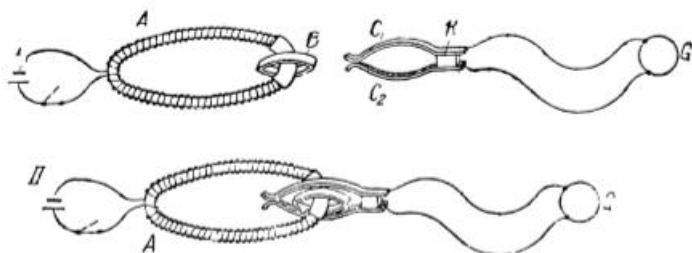


Рис. 12.

д. В качестве второго примера неприменимости максвелловской формулировки закона, характеризующего явление электромагнитной индукции, рассмотрим схему одного опыта,<sup>1</sup> имевшего целью выяснение принципиального значения воззрений Фарадея в отношении первопричины этого явления.

Было взято железное кольцо  $A$  с равномерно распределенной на нем обмоткой из некоторого числа витков изолированной проволоки, по которой пропускался постоянный ток (рис. 12, позиция  $I$ ). Так как в данном случае мы имеем более или менее симметричный кольцевой соленоид, то все магнитные линии практически расположены, как известно, внутри него, проходя в основном по железному сердечнику. На кольцо был наложен металлический челнок  $B$ , состоявший из медной пластины шириною около 1 см, которая была изогнута как показано на рис. 12. Челнок этот был надлежащим образом изолирован от железного кольца и покрывавшей кольцо обмотки. Контур второй электрической цепи состоял из баллистического гальванометра  $G$ , гибких соединительных проводов и двух пружинящих контактных пластин  $C_1$  и  $C_2$ , которые были изготовлены из меди, крепились к деревянной колодке  $K$  и соприкасающимися концами замыкали цепь гальванометра. Благодаря достаточным размерам контактных пластин  $C_1$  и  $C_2$ , а также благодаря приданной им форме они образовывали род щипцов, которые могли надвигаться на металлический челнок  $B$  так, что цепь гальванометра  $G$  оставалась

<sup>1</sup> Описываемый опыт был произведен мною в 1901 г. В. Миткевич.

неизменно замкнутой и при этом железный сердечник вместе с проходящим по нему магнитным потоком мог быть введен внутрь проводящего контура, в состав которого входили описанные щипцы  $C_1$  и  $C_2$ . Это второе расположение частей рассматриваемой системы представлено на позиции II рис. 12.

Сравнивая позиции I и II, мы видим, что в первом случае магнитный поток железного кольца не сцепляется с проводящим контуром, содержащим в себе гальванометр, во втором же случае это сцепление имеет место. Вместе с тем мы можем утверждать, что во всё время перехода от позиции I к позиции II электрическая цепь гальванометра ни на момент не размыкается. Спрашивается, будет ли при этом индуцироваться ток в цепи гальванометра?

Недостаточно четкое отношение к данному вопросу приводило и до последнего времени приводит даже весьма, вообще говоря, компетентных электриков к положительному ответу. Действительно, максвелловская формулировка закона электромагнитной индукции, казалось бы, дает право утверждать, что в рассматриваемом случае ток будет индуцироваться в цепи гальванометра. Однако, обращаясь к фарадеевскому представлению об основной причине явления электромагнитной индукции, мы приходим к заключению, что за время изменения внешнего магнитного потока, пронизывающего контур цепи гальванометра, *никакого пересечения магнитных линий проводником не происходит* и, следовательно, не может индуцироваться какая-либо электродвижущая сила, т. е. гальванометр должен оставаться в покое.

Опыт полностью подтверждает последнее заключение, непосредственно вытекающее из воззрений Фарадея на сущность явления электромагнитной индукции. Прохождение челнока  $B$  между концами раздвигаемых им пружин  $C_1$  и  $C_2$ , которое сопровождается появлением внешнего магнитного потока, пронизывающего контур цепи гальванометра  $G$ , не вызывает никакого индуцированного тока.

Для проверки того, достаточно ли чувствителен гальванометр, был произведен следующий контрольный опыт. При введенном в щипцы  $C_1$   $C_2$  железном кольце (рис. 12, позиция II) прерывался или вновь замыкался ток, питающий намагничивающую обмотку кольца. В обоих случаях наблюдался значительный отброс баллистического гальванометра.

Рассмотренный эксперимент, весьма наглядно иллюстрирующий значение фарадеевской концепции о пересечении магнитных линий, вовсе не является указанием на какую-либо погрешность в формулировке закона электромагнитной индукции, данной Максвеллом. Дело объясняется очень просто. В данном случае максвелловская формулировка совершенно не применима, так как во время процесса возникновения внешнего магнитного потока, который в конце концов пронизывает цепь гальванометра, мы имеем дело со сложным, разветвляющимся и непрерывно изменяющимся контуром, к которому неприменимо исходное соотношение

$$d\Phi'' = d\Phi,$$

использованное Максвеллом при выводе его формулировки. Иными словами, в рассматриваемом случае не может быть проведено упомянутое выше преобразование линейного интеграла вектор-потенциала магнитного поля в поверхностный интеграл вектора магнитной индукции.

По поводу только что описанного опыта автор, будучи в Лондоне в 1903 г., имел случай обменяться мнениями с профессором Сильванусом

Томпсоном, который вообще глубоко вникал во все соображения Фарадея, касавшиеся явления электромагнитной индукции. С. Томпсон проявил большой интерес к этому опыту, иллюстрирующему идеи Фарадея, и со своей стороны предложил очень наглядную схему, изображенную на рис. 13. Она еще отчетливее показывает сущность тех изменений в контуре, которые сопровождаются возникновением магнитного потока, пронизывающего цепь гальванометра без того, чтобы имели место пересечения магнитных линий проводником этой цепи. В данной схеме  $A$  есть то же намагничиваемое постоянным током железное кольцо, что и на рис. 12. Цепь гальванометра  $G$  может замыкаться при помощи рубильников  $K_1$  и  $K_2$  через любую из двух ветвей:  $P_1 Q_1$  или через  $P_2 Q_2$ . При включении рубильника  $K_1$  получается замкнутый контур  $GP_1 Q_1 G$ , который совершенно не связан с кольцом  $A$  и, следовательно, не пронизывается магнитным потоком, проходящим по этому железному кольцу. Если же, при разомкнутом рубильнике  $K_1$  включить рубильник  $K_2$ , то создается замкнутый контур  $GP_2 Q_2 G$ , который проходит сквозь кольцо  $A$  и, следовательно, сцепляется с магнитным потоком кольца. При включении рубильника  $K_1$  мы имеем взаимное расположение намагниченного кольца и замкнутой цепи гальванометра, соответствующее позиции  $I$  на рис. 12. При включенном же рубильнике  $K_2$  получается расположение, соответствующее позиции  $II$  рис. 12. Попеременное включение рубильников  $K_1$  и  $K_2$  можно производить таким образом, чтобы цепь гальванометра все время была замкнутой. Для этого надо только включить один из двух рубильников раньше, чем второй рубильник будет разомкнут. Период времени, когда включены оба рубильника, соответствует процессу прохождения челнока  $B$  между концами пружин  $C_1$  и  $C_2$  на рис. 12. Ясно, конечно, что подобного рода изменения замкнутого проводящего контура, производимые попеременным включением и выключением рубильников  $K_1$  и  $K_2$  (рис. 13), не должно сопровождаться возникновением какой бы то ни было индуцированной электродвижущей силы в цепи гальванометра.

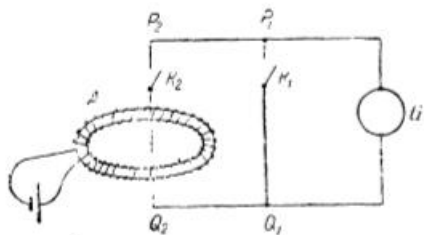


Рис. 13.

Подобная подмена контура в явном или замаскированном виде может встречаться при постановке различных опытов, имеющих целью использование явления электромагнитной индукции и приводящих к недоразумениям в случае недостаточно правильного трактования основных законов индукции.

Геринг применил расположение опыта, вполне подобное тому, что было в описанном опыте с намагниченным железным кольцом. Внутри проводящего контура с гальванометром  $G$  (рис. 14), замыкавшегося через посредство контактных пружин  $C_1$  и  $C_2$ , Геринг вводил среднюю часть полосового постоянного магнита  $M$ , изображенного в разрезе. Сечение этого длинного магнита имело вид весьма вытянутого прямоугольника с добавлением заострений на узких краях с целью облегчения при вдвигании магнита  $M$  между концами пружин  $C_1$  и  $C_2$ . Иными словами, периметр сечения магнита имел форму удлинненного челнока. Проводящая поверхность магнита обеспечивала замкнутость цепи гальванометра  $G$  во все время вдвигания магнита внутрь контура цепи. И в опыте Геринга, конечно, никакой индуцированной электродвижущей силы

не было обнаружено по той же причине, что и в опыте с железным намагниченным кольцом (рис. 12). То обстоятельство, что участок рассматриваемого контура, заключенный между концами пружин  $C_1$  и  $C_2$  и проходивший через тело магнита, перемещался вместе с магнитом и с его магнитным потоком, по существу никакого изменения не вносило, так как при этом отсутствовали пересечения магнитных линий проводником.

е. Остановимся еще на одной схеме опыта, в котором магнитный поток, сцепляющийся с некоторым проводящим контуром, может непрерывно возрастать в течение довольно длительного промежутка времени

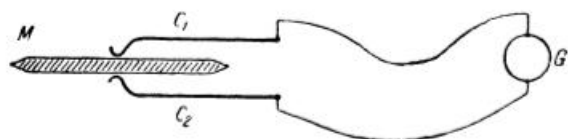


Рис. 14.

и все же при этом не возникает никакой индуцированной электродвижущей силы. Представим себе (рис. 15) некоторый железный сердечник  $F$  прямоугольной формы, подобный тому, как это применяется в трансформаторах. Допустим, что в этой железной раме создается постоянный магнитный поток при помощи вспомогательной обмотки  $W$ , питаемой от батареи. На правую вертикальную часть железной рамы свободно насажен каркас катушки  $A$ , могущий вращаться вокруг своего сердечника (благодаря соответствующим приспособлениям). Каркас  $A$  в нижней части снабжен металлическим контактным кольцом  $C$ , к которому присоединен один конец очень длинной изолированной проволоки  $LL$ . Вся эта проволока предварительно намотана на катушку  $B$ , также снабженную контактным кольцом  $D$ , к которому приключен второй конец проволоки. Катушка  $B$  может вращаться вокруг оси  $O_1 O_2$ . При посредстве щеток, прижимающихся к обоим контактным кольцам  $C$  и  $D$ , составляется замкнутая цепь, включающая в себе гальванометр  $G$ .

При вращении катушки  $A$  в направлении, показанном стрелкою на рис. 15, на нее будет накладываться всё большее и большее число витков изолированной проволоки  $LL$ , сматывающейся с катушки  $B$ .

По мере увеличения числа витков на катушке  $A$  магнитный поток, проходящий по железному сердечнику сквозь эту катушку, будет всё в большей степени сцепляться с контуром  $LLG$ . Как принято говорить, число потокоцеплений с замкнутым контуром гальванометра будет постепенно и неуклонно возрастать в течение промежутка времени, определяемого длиной проволоки  $LL$  и скоростью вращения катушки  $A$ .

Ошибочно пытаюсь использовать в рассматриваемом случае максвелловскую формулировку закона электромагнитной индукции

$$e = - \frac{d\Phi}{dt},$$

можно было бы ожидать, что в цепи гальванометра будет индуцироваться соответствующая электродвижущая сила и что будет наблюдаться

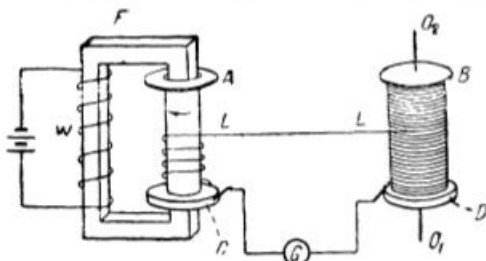


Рис. 15.

его отклонение всё время, пока длится наматывание проволоки на катушку *A*. Ничего подобного, конечно, не происходит, так как и в данном примере магнитные линии нигде не пересекаются контуром цепи.

Наличие контактного кольца *C*, сквозь которое проходит основной магнитный поток, значительно осложняет в рассматриваемом случае контур цепи гальванометра. Выше мы указывали, что контактные кольца, применяемые обычно в электрических машинах и полностью вынесенные из области, где происходит электромагнитные процессы, ничего не приносят в контур цепи машины и могут быть совершенно игнорированы при рассмотрении явления электромагнитной индукции. Однако в случае общей схемы опыта, изображенной на рис. 15, контактное кольцо пронизывается тем самым магнитным потоком, возможное индуктивное проявление которого и рассматривается. В таком случае вообще нельзя игнорировать контактное кольцо.<sup>1</sup> Наличие его не позволяет считать контур цепи гальванометра электрически неизменяемым. Этим обстоятельством и объясняется в данном случае кажущееся расхождение фарадеевской и максвелловской формулировок закона электромагнитной индукции, а также невозможность прямого применения максвелловской формулировки. Суть же дела состоит в том, что в реальной обстановке эксперимента отсутствуют какие бы то ни было пересечения магнитных линий проводником, а это пересечение представляет собою единственно необходимое и единственно достаточное условие возникновения индуктированной электродвижущей силы. Такова фарадеевская установка. Это именно и составляет содержание фарадеевской формулировки закона электромагнитной индукции.

Мысленно разрезая контактное кольцо *C* (рис. 15) около места присоединения к нему проводника, можно весь процесс непрерывного вращения катушки *A* условно разбить на отдельные этапы или периоды, каждый из которых соответствует одному полному обороту. Тогда в течение промежутка времени от момента прохождения под щеткой разреза в контактном кольце до следующего подобного же момента можно рассуждать так, как будто бы мы имеем электрически неизменяемый контур, и прилагать к нему формулировку Максвелла. В момент прохождения разреза под щеткой каждый указанный период заканчивается выключением или включением особого дополнительного витка, образуемого разрезанным контактными кольцом. Но во всяком случае подобное приложение формулировки Максвелла к рассматриваемому случаю (рис. 15) требует условного изменения в схеме и, кроме того, требует добавочных рассуждений. Руководствуясь же фарадеевской формулировкой, мы можем во всех без исключения случаях быстро и вполне правильно решить вопрос о том, будет ли индуктироваться электродвижущая сила в каком-либо замкнутом контуре, или нет. Если нет никакого пересечения магнитных линий проводником, то без всяких дальнейших рассуждений мы решаем, что процесса электромагнитной индукции не будет. В такого рода простоте рассмотрения вопроса, непосредственно в пределах данной схемы и без всякой необходимости прибегать к искусственным изменениям

<sup>1</sup> Игнорирование указанного обстоятельства может иногда приводить к не вполне правильным результатам при общем теоретическом рассмотрении процессов, происходящих в электромагнитных системах. Пример подобного рода недоразумений встречается в статье Poincaré „Sur quelques théorèmes généraux relatifs à l'électrotechnique“ („Eclairage Electrique, 1907, t. L., № 9, pp. 293—301), где не оговорено, что речь идет только о контактных кольцах, не пронизываемых главным магнитным потоком. Введенная Poincaré теорема не может быть поэтому распространяема на все случаи электромагнитных систем.

или, иногда, добавлениям к схеме, — и заключается некоторое преимущество фарадеевской формулировки, которая обычно позволяет легко разбираться, особенно в случаях сложных и изменяющихся цепей.

## § 20. Общее заключение по поводу закона электромагнитной индукции

Резюмируя всё то, что было сказано выше о явлении электромагнитной индукции, можем сделать следующие выводы.

Фарадеевская и максвелловская (первая и вторая) формулировки закона электромагнитной индукции, которыми описывается количественная сторона этого явления, совершенно эквивалентны одна другой и тождественны в случае замкнутого контура, не подвергающегося никаким переключениям, явным или скрытым. Такой контур представляет собой, в полном смысле слова, *электрически неизменяемый контур* (см. § 19). Электрически неизменяемый контур нигде и никогда не претерпевает разрыва, и ни одна его часть никогда не замыкается накоротко, т. е. две различные точки контура никогда не соединяются электрически между собою. Однако свою геометрическую форму подобный контур может изменять сколь угодно сложным путем, оставаясь при этом неизменным как электрический контур.

Рассмотрение ряда частных примеров из области электромагнитной индукции, которому был посвящен предыдущий § 19, показывает, что могут быть случаи, когда есть возможность рассуждать так, как если бы мы имели дело с электрически неизменяемым контуром. При наличии всякого рода коллекторов, коммутаторов и контактных колец, если только они расположены в стороне от той части пространства, где находится главный магнитный поток и где совершается основной электромагнитный процесс, и если, в частности, контактные кольца не сцепляются с главным магнитным потоком, — есть полное основание трактовать в качестве частей электрически неизменяемого контура те участки цепи, которые подвергаются воздействию со стороны магнитного потока и действительно являются местом генерирования индуктированной электродвижущей силы. В отдельных случаях, когда эти части контура периодически замыкаются накоротко каким-либо внешним контактным органом, что бывает, например, в процессе коммутации при перекрывании щеткой двух смежных пластин коллектора, данные части контура мы можем считать на это время самодовлеющими электрически неизменяемыми контурами. Во всех указанных случаях совершенно равноправны обе формулировки закона электромагнитной индукции, фарадеевская или максвелловская. И мы обычно пользуемся той из них, которая представляется более удобной в зависимости от обстоятельств. Если нам легче проследить пересечения главного магнитного потока проводником, мы пользуемся фарадеевской формулировкой. Если же оказывается легче и проще учитывать величину магнитного потока, сцепляющегося с контуром электрической цепи, мы пользуемся максвелловской формулировкой. Результат от этого несколько не зависит, так как обе эти формулировки характеризуются внутренним единством. Но всегда следует твердо помнить, что *реальной причиной возникновения индуктированной электродвижущей силы является тесный контакт соответствующего участка контура с магнитным потоком в процессе их относительного перемещения, а ни в коем случае не действие на расстоянии со стороны изменяющегося магнитного потока.*

Итак, фарадеевская формулировка закона электромагнитной индукции

$$e = - \frac{d\Phi}{dt}$$

является ближе стоящей к существу описываемого физического процесса, и потому мы должны считать ее более универсальной, чем ее следствие, т. е. чем вторая формулировка, предложенная Максвеллом. Фарадеевская формулировка приложима совершенно независимо от того, есть ли какая-либо коммутация в рассматриваемой цепи, или нет. Во всех сложных случаях электромагнитной индукции тока, как уже было отмечено в § 19, мы обычно легко разбираемся, обращаясь к основной установке Фарадея, связанной с представлением о пересечении магнитных линий некоторой частью рассматриваемого контура. Если это пересечение имеет место, есть и процесс электромагнитной индукции. Если указанного пересечения нет, — нет и *не может быть* индуктированной электродвижущей силы, не может возникнуть индуктированный ток в замкнутом проводящем контуре.

Сказанное отнюдь не имеет целью умалить в какой-либо мере значение максвелловской формулировки

$$e = - \frac{d\psi}{dt},$$

которая представляет собой совершенно точное выражение индуктированной электродвижущей силы, приложимое ко всем без исключения случаям электрически неизменяемой цепи. В сьма часто максвелловская формулировка оказывается при математическом анализе явлений даже более удобной, чем формулировка фарадеевская. Именно поэтому иногда стремятся, путем соответствующих изменений и условных дополнений, привести данную изменяющуюся цепь к такому виду, чтобы полученный контур допускал применение к нему формулировки Максвелла, хотя бы в течение некоторых промежутков времени, обычно повторяющихся периодически. Но всегда, во всех электромагнитных устройствах, в которых мы имеем дело с какими-либо изменениями в области распределения магнитного потока, внимательное рассмотрение схемы и анализ происходящего физического процесса неминуемо должны приводить нас и приводят к констатированию наличия относительного движения проводника и магнитных линий, т. е. к констатированию так называемого „пересечения“ их проводником. Это — необходимое следствие из принципа непрерывности магнитного потока.

В связи со сказанным полезно отметить, что при определении числа потокоцеплений (в процессе расчета некоторых электромагнитных устройств, например трансформаторов) речь в скрытом виде идет именно о количестве возможных пересечений магнитных линий контуром цепи. Действительно, число потокоцеплений есть не что иное, как число пересечений магнитных линий рассматриваемым сложным контуром, которое будет иметь место в случае, если данный контур и данный магнитный поток беспредельно удалятся один от другого, т. е. если они будут, так сказать, расцеплены. В этом, и именно только в этом, заключается физический смысл термина „потокоцепление“.

Во всяком случае, представление о пересечении магнитных линий проводником отнюдь не есть лишь „вспомогательное понятие“, как иногда могло бы показаться в случае, если бы мы еще недостаточно

полно восприняли всё, сделанное Фарадеем в области учения об электромагнитных явлениях. Наоборот, это есть основное исходное понятие, из которого в случае электрически неизменяемого контура вытекает, как следствие, максвелловская формулировка закона электромагнитной индукции.

## § 21. Энергия магнитного потока

а. Энергия магнитного потока имеет самую тесную связь с энергией электрического тока. В главе VI (§§ 47—49) мы познакомимся с общими соображениями Максвелла о природе энергии, которою обладает всякая система токов, и убедимся в том, что эта энергия играет большую роль в разного рода проявлениях магнитного потока.

Понятие о присущей магнитному потоку энергии занимает видное место в учении о магнитных явлениях вообще. В течение начального периода развития этого учения совершенно не уделялось внимания той среде, в которой происходят магнитные явления. Закон Кулона, как известно, оперирует с так называемыми магнитными массами, якобы расположенными на полюсах магнитов. Фиктивность подобных масс не подлежит теперь для нас никакому сомнению. В соответствии с доминирующей ролью идеи о магнитных массах и решение вопроса об энергии магнитных систем в рассуждениях первых исследователей связывалось с учетом этих масс подобно тому, как в учении об электрических явлениях вначале считалось, что вся энергия системы наэлектризованных тел сосредоточена в зарядах, расположенных на поверхности этих тел.

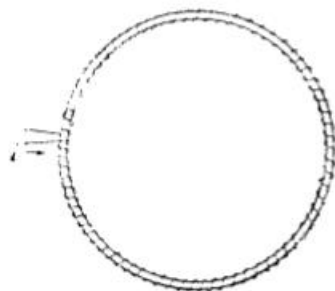


Рис. 16.

Работы Фарадея доказали, что энергия любой магнитной системы распределена по всему пространству, в котором обнаруживается магнитное поле. В настоящее время нет никаких сомнений в том, что энергия этого поля не сосредоточена в полюсах. Каждый элемент объема, занятого магнитным потоком, является носителем определенной части энергии магнитного поля. В нижеследующих строках дан простейший вывод соотношения, характеризующего магнитный поток в отношении обусловленного им запаса энергии.

Рассмотрим случай, когда магнитное поле можно считать однородным. Представим себе сколь угодно тонкий кольцевой соленоид с равномерно распределенной обмоткой, состоящей из  $w$  витков, очень густо наложенных, так, чтобы можно было считать всё магнитное поле сосредоточенным внутри сердечника этого соленоида (рис. 16). При этом каждая магнитная линия будет сцепляться со всеми витками обмотки. Пусть  $s$  есть нормальное сечение сердечника,  $l$  — его длина и  $\mu$  — магнитная проницаемость вещества, из которого состоит сердечник. Предположим, что  $\mu$  есть величина постоянная и что вещество однородно и изотропно.

На основании закона сохранения энергии мы можем утверждать, что энергия магнитного потока, появляющегося внутри соленоида при возникновении в его обмотке некоторого тока  $i$ , равна работе, совершенной внешним генератором при установлении этого тока и пошедшей именно на образование магнитного потока. Рассчитаем эту работу.

Обозначим через  $\Phi$  реально существующий в сердечнике соленоида поток самоиндукции. Число потокоцеплений или полный магнитный поток самоиндукции выразится так:

$$\Phi' = \Phi w.$$

Во время процесса установления тока  $i$  в каждый момент будет справедливо следующее соотношение:

$$e = ri + \frac{d\Phi'}{dt},$$

или

$$e = ri + w \frac{d\Phi}{dt},$$

где  $e$  есть внешняя электродвижущая сила, приложенная к концам обмотки соленоида,  $ri$  — часть этой электродвижущей силы, расходуемая на нагревание проводника обмотки, и последнее слагаемое представляет собою ту часть внешней электродвижущей силы, которая преодолевает обратную электродвижущую силу самоиндукции и идет на образование потока  $\Phi$ . Умножая обе части последнего равенства на  $idt$ , получаем

$$dW = eiddt = ri^2 dt + wid\Phi,$$

где  $dW$  есть полный расход энергии, производимый электрическим генератором за бесконечно малый промежуток времени  $dt$ ,  $ri^2 dt$  — джоулево тепло и  $wid\Phi$  — элементарная работа генератора за тот же промежуток времени  $dt$ , последовательно накапливаемая в форме энергии магнитного потока  $\Phi$ . Нас интересует вторая составляющая энергии, расходуемой в рассматриваемой системе. Обозначая эту составляющую через  $dW_m$ , имеем

$$dW_m = wid\Phi.$$

Так как можно написать

$$\Phi = Bs,$$

где  $B$  — магнитная индукция в сердечнике соленоида, и кроме того в рационализированной системе единиц будет

$$wi = \oint Hdl = Hl,$$

где  $H$  — магнитная сила внутри соленоида, а интегрирование ведется вдоль контура некоторой магнитной линии, то получаем

$$dW_m = lsHdB.$$

Интегрируя это выражение в пределах от нуля до некоторого частного значения  $B$  и принимая при этом во внимание соотношение

$$\mu = \frac{B}{H} = \text{Const},$$

приходим к такому значению энергии рассматриваемого магнитного потока:

$$W_m = \frac{1}{2} ls \frac{B^2}{\mu} = \frac{1}{2} ls \mu H^2 = \frac{1}{2} lsBH.$$

Величина  $Is = v$  есть объем пространства, занятого магнитным потоком. Следовательно, объемная плотность энергии магнитного потока выражается так:

$$W'_m = \frac{1}{2} BH = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu} = \frac{1}{2} \mu H^2.$$

Мы получили это выражение, впервые установленное Максвеллом, рассматривая случай однородного магнитного поля. Но совершенно очевидно, что и в случае какого угодно неоднородного поля в пределах бесконечно малого объема мы можем рассматривать поле в качестве однородного, а потому полученное выражение для плотности энергии магнитного потока остается справедливым при любом распределении потока. Таким образом, энергия магнитного потока в среде изотропной и при постоянной магнитной проницаемости вообще всегда имеет следующую величину:

$$W_m = \frac{1}{2} \int BH dv,$$

где интегрирование распространяется по всему объему, занятому магнитным потоком.

В случае среды анизотропной векторы  $B$  и  $H$  не совпадают по направлению и, как показал Максвелл, последнее выражение принимает следующий вид:

$$W_m = \frac{1}{2} \int BH \cos \alpha dv,$$

где  $\alpha$  есть угол между векторами  $B$  и  $H$ .

Наконец, в случае ферромагнитных материалов, когда в связи с явлением гистерезиса и сложностью происходящих в них магнитных процессов магнитная проницаемость не может рассматриваться как величина постоянная, вопрос об энергии магнитного потока требует особого рассмотрения с учетом так называемых магнитных потерь. Всё это относится к области учения о ферромагнитных материалах, и мы здесь не будем останавливаться на данном специальном случае. При общем же рассмотрении свойств и проявлений магнитного потока будем предполагать, что имеем дело с изотропной средой, обладающей постоянной магнитной проницаемостью.

6. Остановимся теперь на энергии, которая присуща каждой отдельной магнитной линии, т. е. единичной трубке магнитной индукции. Так как магнитный поток мы рассматриваем состоящим из трубок магнитной индукции, условно называемых магнитными линиями, то совершенно естественно считать энергию всего магнитного потока соответствующим образом распределенной между магнитными линиями. Подсчитаем теперь эту энергию одной магнитной линии.

Магнитный поток, пронизывающий любое нормальное сечение  $s'$  единичной трубки магнитной индукции, согласно условию, выражается так:

$$\Phi_1 = \mu H s' = 1.$$

Элемент объема этой трубки  $dv = s' dl$  содержит магнитную энергию

$$\frac{1}{2} \mu H^2 dv = \frac{1}{2} \mu H^2 s' dl.$$

Следовательно, в объеме всей единичной трубки заключается энергия

$$W_1 = \frac{1}{2} \oint \mu H^2 s' dl = \frac{1}{2} \oint \mu H s' \cdot H dl.$$

Так как  $\mu H s' = 1$ , то

$$W_1 = \frac{1}{2} \oint H dl,$$

что на основании закона магнитодвижущей силы можем написать в следующем виде:

$$W_1 = \frac{1}{2} i.$$

Итак, энергия, которую обладает единица магнитного потока, т. е. одна магнитная линия, численно выражается половиною силы тока, сцепляющегося с рассматриваемым магнитным потоком.

в. Пользуясь только что выведенным соотношением, подсчитаем энергию потока самоиндукции, связанного с контуром некоторого тока  $i$ . Величина  $\Phi_s'$ , полный поток самоиндукции, представляет собой, как мы указывали уже выше, число сцеплений реально существующего потока  $\Phi_s$  с данным контуром тока. Мы различаем эти две физические величины, называя  $\Phi_s'$  *полным потоком самоиндукции*, а  $\Phi_s$  — просто потоком самоиндукции. Лишь в частном случае простейшего контура, состоящего из одного витка, имеет место соотношение

$$\Phi_s' = \Phi_s.$$

Если же контур включает в себе ряд витков, из чисто геометрических соображений следует, что всегда

$$\Phi_s' > \Phi_s.$$

Как известно, существует соотношение

$$\Phi_s' = Li,$$

где  $L$  есть коэффициент самоиндукции (индуктивность) контура.

Рассмотрим самый общий случай, когда имеется сколь угодно сложный контур тока. Допустим сначала, что сила тока в контуре равна единице и что при этом  $k_1$  магнитных линий реально существующего потока самоиндукции сцепляется с  $w_1$  витками,  $k_2$  магнитных линий — с  $w_2$  витками,  $k_3$  магнитных линий — с  $w_3$  витками и т. д.

Если же сила тока равна  $i$ , то пропорционально силе тока изменится и поток самоиндукции, т. е. в таком случае

$$\begin{aligned} k_1 i \text{ магнитных линий сцепляется с током } w_1 i, \\ k_2 i \text{ магнитных линий сцепляется с током } w_2 i, \\ k_3 i \text{ магнитных линий сцепляется с током } w_3 i \end{aligned}$$

и т. д.

Принимая во внимание данное выше соотношение, выражающее энергию одной магнитной линии, получаем:

$$k_1 i \text{ магнитных линий обладают энергией, равной } \frac{1}{2} k_1 w_1 i^2,$$

$$k_2 i \text{ магнитных линий обладают энергией, равной } \frac{1}{2} k_2 w_2 i^2,$$

$k_3 i$  магнитных линий обладают энергией, равной  $\frac{1}{2} k_3 w_3 i^2$

и т. д.

А все магнитные линии потока самоиндукции являются носителями запаса энергии

$$W = \frac{1}{2} (k_1 w_1 + k_2 w_2 + k_3 w_3 + \dots) i^2.$$

Но выражение, стоящее здесь в скобках, есть число сцеплений потока самоиндукции с рассматриваемым контуром при силе тока в нем, равной единице, т. е. это есть как раз коэффициент самоиндукции  $L$ :

$$k_1 w_1 + k_2 w_2 + k_3 w_3 + \dots = L.$$

Следовательно, окончательно можем написать:

$$W = \frac{1}{2} L i^2.$$

С другой стороны, на основании сказанного выше об энергии всякого магнитного потока имеем

$$W_m = \frac{1}{2} \int BH \, dv.$$

Таким образом, для энергии потока самоиндукции получаем

$$\frac{1}{2} L i^2 = \frac{1}{2} \int BH \, dv,$$

где интегрирование распространяется по всему объему, занятому рассматриваемым потоком самоиндукции.

Левая часть вышенаписанного равенства выражает собой, как известно, энергию тока  $i$ , контур которого обладает коэффициентом самоиндукции  $L$  (см. § 49 Главы VI). Таким образом, мы можем сказать, что энергия тока в точности равна магнитной энергии, носителем которой является поток самоиндукции.

## § 22. Проявления инерции магнитного потока.

### Принцип сохранения магнитного потока

а. В самой тесной связи с явлением электромагнитной индукции стоит одно чрезвычайно важное свойство магнитного потока. Оно состоит в следующем. Магнитный поток всегда ведет себя так, что ему можно приписать некоторого рода *инерцию*. Благодаря этой инерции магнитный поток как бы сопротивляется всякому его приращению или уменьшению. Это выражается в противодействии изменениям потока со стороны охватывающей его электрической цепи, в которой возникает ток под влиянием индуктированной электродвижущей силы.

Поясним сказанное, прибегнув с этой целью к аналогии из области механики. Вообще, при рассмотрении разного рода закономерностей, наблюдаемых в определенной группе явлений природы, бывает весьма полезно учитывать сходственные закономерности, характеризующие какую-либо иную группу явлений. Это может в значительной степени облегчить изучение существенных особенностей данной группы явле-

ний. Недаром еще Ньютон обратил внимание на это и в своих „Philosophiae Naturalis Principia Mathematica“, касаясь методов научного исследования, между прочим, говорит: „... не следует также уклоняться от сходственности в природе, ибо природа всегда и проста и всегда сама с собой согласна“.<sup>1</sup>

б. Что касается электрического тока, то не подлежит какому-либо сомнению чисто кинетический характер этого явления. Интенсивность кинетического процесса, происходящего в электрической цепи, мы обычно выражаем силой тока, которую принято понимать как скорость протекания электричества через поперечное сечение цепи, так что имеем:

$$i = \frac{dq}{dt},$$

где  $q$  есть количество протекающего электричества. Вообще говоря, совершенно независимо от наших конкретных представлений о сущности электрического тока, мы имеем достаточно оснований для того, чтобы приписывать силе тока характер какой-то скорости.

В качестве простейшей аналогии из области механики можно было бы ограничиться случаем материальной точки, движущейся прямолинейно. Для тех целей, которые мы сейчас преследуем, этого было бы достаточно.<sup>2</sup> Однако представляется целесообразным сразу же сосредоточить внимание на несколько более сложном случае, который по своему общему характеру, по видимому, полнее соответствует действительной природе электромагнитного процесса, протекающего в цепи тока. Об этом же случае будет еще речь в § 57 Главы VI, специально посвященной вопросу о природе электрического тока.

Итак, в качестве механического аналога тому, что совершается в цепи тока, рассмотрим какое-либо твердое тело, которое вращается вокруг неподвижной оси, проходящей через его центр инерции.

Скорость вращения тела ( $\omega$ ) выражается производной по времени от угла его поворота

$$\omega = \frac{d\alpha}{dt},$$

где  $\alpha$  есть угол.

Сопоставление вышеприведенных двух соотношений дает нам первую сходственность между явлениями в электрической цепи и в механической системе: и в том и в другом случае явление прежде всего характеризуется скоростью происходящего процесса. Как ни элементарна эта аналогия, но в основном именно она в связи с тем фактом, что в обоих случаях рассматриваемые системы оказываются носителями известного запаса энергии, присущей им только благодаря совершающемуся в них какому-то движению, позволила Максвеллу построить его динамическую теорию электромагнетизма (см. §§ 47—49 Главы VI).

В предыдущем § 21 было указано, что энергия магнитного поля вокруг проводника с током, т. е. энергия потока самоиндукции, выражается величиной

$$\frac{1}{2} Li^2.$$

<sup>1</sup> Приведенные слова Ньютона взяты из книги III указанного его труда, из раздела „Regulae philosophandi“ (Правила умозаключений в физике); см. пояснения к третьему правилу. Цитировано по переводу акад. А. Н. Крылова („Математические начала естественной философии“. Собр. соч. акад. А. Н. Крылова, т. VII, Ленинград, 1936).

<sup>2</sup> См. Миткевич, Физические основы электротехники. 1933, стр. 116—119.

Это и есть количество энергии, связанной с данной электрической цепью и обусловленной тем, что по ней протекает ток  $i$ .

С другой стороны, мы знаем, что кинетическая энергия вращающегося тела равна величине

$$\frac{1}{2} I \omega^2,$$

где  $I$  есть момент инерции тела.

Последние два выражения совершенно аналогичны одно другому. Силе тока  $i$  соответствует угловая скорость  $\omega$ , коэффициенту самоиндукции  $L$  — момент инерции  $I$ , энергии потока самоиндукции  $\frac{1}{2} Li^2$  — кинетическая энергия  $\frac{1}{2} I \omega^2$ , потоку самоиндукции  $Li = \Phi$  соответствует момент количества движения  $I\omega$ .

Известно, что в материальной системе момент количества движения как бы стремится сохранить свою величину. В случае изолированной системы, в которой отсутствуют сопротивление среды и вообще какие бы то ни было силы трения, могущие вызвать рассеяние энергии, сохранение момента количества движения полностью осуществляется. Рассматриваемая аналогия иводит нас на мысль, что и в электромагнитной системе должно иметь место нечто подобное, т. е. что магнитный поток, сцепляющийся с проводящим контуром, также должен стремиться сохранить свою величину. Не трудно убедиться в том, что на самом деле это и происходит.

Если в механической системе изменять момент количества движения, воздействуя на нее каким-либо внешним вращающим моментом  $R$ , то со стороны инерции системы проявляется противодействие подобному изменению общих условий движения. Исходя из идей Даламбера, это противодействие можно истолковать как возникновение в данной системе реакции в форме, так сказать, внутреннего вращающего момента ( $R_p$ ), который равен по абсолютной величине и обратен по знаку внешнему вращающему моменту ( $R$ ). Как известно, этот внутренний вращающий момент  $R_p$ , обусловленный даламберовскими силами инерции, будет выражаться так:

$$R_p = - \frac{d(I\omega)}{dt}.$$

В электромагнитной системе при всяких попытках изменить магнитный поток  $\Phi$ , сцепляющийся с каким-нибудь контуром, в последнем возникает электромагнитная реакция в виде электродвижущей силы самоиндукции  $e_s$ , причем величина ее будет

$$e_s = - \frac{d(Li)}{dt} = - \frac{d\Phi_s}{dt}.$$

Электродвижущая сила самоиндукции по форме и по своему действию, а также, быть может, и по своей природе аналогична даламберовскому вращающему моменту. Действительно, в механической системе даламберовский вращающий момент выражается взятой с обратным знаком производной по времени от момента количества движения. В электромагнитной системе электродвижущая сила самоиндукции соответственно выражается через взятую с обратным знаком производную по времени от магнитного потока  $\Phi_s = Li$ , имеющего характер чего-то, аналогичного

моменту количества движения. И затем на ряде примеров мы можем подтвердить, что подобно тому, как даламберовские силы инерции противодействуют всякому изменению момента количества движения в механической системе, электродвижущая сила самоиндукции имеет стремление противодействовать всякому изменению потока самоиндукции, связанного с проводящим контуром. Это положение справедливо в самом общем случае.

Как только магнитный поток  $\Phi_s$  начинает претерпевать какое-либо изменение в своей величине, например в связи с усилением или ослаблением тока, протекающего по данному контуру, тотчас же возникает электродвижущая сила самоиндукции. При этом, если

$$\frac{d\Phi_s}{dt} > 0,$$

то

$$e_s < 0.$$

Обратно, если

$$\frac{d\Phi_s}{dt} < 0,$$

то

$$e_s > 0.$$

Таким образом, электродвижущая сила самоиндукции всегда обратного знака по отношению к изменениям магнитного потока  $\Phi_s$ . Она стремится так изменить ток, чтобы ослабить или замедлить изменения магнитного потока, сцепляющегося с контуром.

Снова обращаясь к рассматриваемой материальной системе, отметим еще, что в случае отсутствия сопротивлений и трений, могущих тормозить вращение системы, внешний вращающий момент

$$R = \frac{d(I\omega)}{dt} = -R_D$$

расходуется лишь на преодоление даламберовских сил инерции системы. В случае же, если, кроме сил инерции, внешний вращающий момент  $R$  встречает противодействие со стороны сопротивления среды или каких-либо трений, то часть момента  $R$  расходуется на преодоление этих сопротивлений, и только оставшая часть — на преодоление инерции данной вращающейся системы.

Соответственно этому, в цепи тока действующая в ней внешняя электродвижущая сила частью расходуется на тепловые процессы, обусловленные наличием сопротивления  $r$ , частью же может компенсировать обратную электродвижущую силу самоиндукции. В связи с этим в соотношении

$$e' = \frac{d(Li)}{dt} = \frac{d\Phi_s}{dt} = -e_s$$

$e'$  представляет собой остаток внешней электродвижущей силы  $e$  за вычетом части ( $r_i$ ), расходуемой на преодоление сопротивления  $r$ .

Сказанное о потоке самоиндукции справедливо и вообще в отношении всякого магнитного потока. Никакой магнитный поток немалым без охватывающих его контуров, в одних из которых уже идет электрический ток, в других же — ток может возникнуть в процессе изменений магнитного потока.

Во всех без исключения случаях имеем

$$e = - \frac{d\Phi}{dt},$$

и поэтому всякую электродвижущую силу индукции мы можем трактовать в качестве электромагнитного аналога даламберовских сил инерции.

Итак, в процессах, связанных с изменениями магнитного потока, мы встречаемся с далеко идущей аналогией между электромагнитной и механической системами, каждая из которых обнаруживает свойство своего рода инерции.

в. Возникает вопрос: если магнитному потоку принципиально присуще свойство инерции, выражающееся в его стремлении сохранять свою величину, то каким же образом возможно все-таки изменить величину потока, сцепляющегося с некоторым проводящим контуром? Та же самая механическая аналогия позволяет нам разъяснить этот вопрос. В механической системе мы можем изменить момент количества движения и даже совершенно остановить вращение тела, используя, например, сопротивление среды, которое вызывает рассеяние энергии. Подобно этому и в системе электромагнитной, т. е. в цепи электрического тока, благодаря наличию сопротивления проводников, обуславливающего возникновение джоулева тепла, мы можем изменить величину магнитного потока, охватываемого замкнутым проводящим контуром, и даже полностью устранить магнитный поток, сцепляющийся с данным контуром тока.

Мы знаем, однако, что в случае вращающегося по инерции тела, предоставленного самому себе, и при совершенном отсутствии тормозящих сопротивлений, момент количества движения сохраняется постоянным (и это постоянство момента количества движения строго соблюдается даже тогда, когда в конфигурации данной системы происходят какие-либо изменения под влиянием сил, суммарный момент которых относительно оси вращения равен нулю). Точно так же и магнитный поток, сцепляющийся с каким-либо проводящим контуром, сохраняется строго постоянным, причем величина его никак не может быть изменена, например, путем деформирования контура тока, если электрическое сопротивление этого контура равно нулю, т. е. если проводники данной цепи лишены способности рассеивать энергию тока, превращая ее в тепло. Такого рода проводники, для которых

$$r = 0,$$

принято называть *сверхпроводниками*. В специальных условиях они действительно могут быть осуществлены и в настоящее время всесторонне изучаются на непосредственном опыте. О сверхпроводниках вообще и о поведении магнитного потока в случае сверхпроводящих цепей мы будем подробнее говорить в Главе VI, при рассмотрении вопроса о природе электрического тока (§§ 50—53). Здесь же ограничиваемся лишь констатированием того несомненно установленного факта, что магнитный поток, охватываемый замкнутым сверхпроводящим контуром, всегда сохраняет свою величину, т. е. при указанных условиях неизменно будет:

$$\Phi = \text{Const.}$$

Это соотношение мы можем рассматривать в качестве формулировки принципа сохранения магнитного потока.

Необходимо иметь в виду, что вышеприведенная формулировка принципа сохранения магнитного потока безоговорочно применима только в случае сверхпроводящих цепей.

В случае же обычных цепей с конечным сопротивлением ( $r \neq 0$ ) указанный принцип, имеющий, повидимому, очень важное значение во всех вообще электромагнитных процессах, должен быть понимаем в настоящее время несколько иначе, так как мы пока еще не располагаем достаточно достоверными данными, которые позволяли бы нам утверждать, что он всегда выражается в столь категорической форме:

$$\Phi = \text{Const.}$$

Однако внимательное рассмотрение свойств и проявлений магнитного потока в самых разнообразных условиях приводит нас к заключению, что принцип сохранения магнитного потока все-таки до известной степени соблюдается, хотя бы и в ограниченной форме.

Как мы увидим далее в Главе VI (§§ 49 и 58—61), есть некоторое основание предполагать, что исчезновение магнитного потока, сопряженного с обычной цепью электрического тока, является только кажущимся и что в действительности происходит лишь преобразование его в формы микрофизического масштаба. Мыслимы и другие направления возможных преобразований магнитного потока, например слияние двух обособленных магнитных линий в один общий контур (см. §§ 26—31 Главы IV). Во всяком случае представляется очень вероятным, что в некоторой замкнутой и совершенно изолированной от всего прочего системе магнитный поток никогда не может полностью исчезнуть и никогда не становится меньше какой-то определенной величины, отличающейся от нуля. В связи со сказанным, впредь до выяснения ряда деталей, которые относятся к различным видам преобразований магнитного потока, еще недостаточно изученным, принцип сохранения магнитного потока в общей форме может быть выражен следующим соотношением:

$$\Phi > 0.$$

Иными словами, в некоторой замкнутой изолированной системе какие бы процессы в ней ни происходили, магнитный поток всегда принципиально сохраняется в том или ином виде, причем возможно, что в количественном отношении он и претерпевает изменения.

г. Как было только что отмечено, в обычной обстановке, вследствие наличия конечного электрического сопротивления ( $r \neq 0$ ) и обусловленного им рассеяния энергии, мы встречаемся с возможностью изменений магнитного потока, сцепляющегося с каким-либо проводящим контуром. Однако в некоторых специальных условиях этот магнитный поток сохраняет свою величину даже при сопротивлении цепи, не равном нулю. Подобный пример проявления принципа сохранения магнитного потока мы имеем в так называемом *флюксметре*, который представляет собой прибор, позволяющий в высокой степени просто и удобно осуществлять всякого рода магнитные измерения.

Флюксметр обычно строится по типу баллистического гальванометра с подвижной катушкой между полюсами неподвижного магнита, но только при этом доводят до пренебрежимо малой величины момент кручения в подвесе, поддерживающем подвижную часть системы, и по возможности устраняют вообще всякие силы трения, которые тормозили бы движение этой части. Она должна находиться в состоянии безразличного

равновесия совершенно независимо от угла ее поворота. Во время пользования флюксметром к нему присоединяют внешнюю цепь, которая обычно состоит из большего или меньшего количества витков проволоки, чаще всего в виде особой катушки, по своим размерам и форме соответствующей задачам производимого магнитного измерения. Таким образом, создается замкнутая цепь флюксметра. Если теперь внести наружную катушку во внешнее магнитное поле или вообще как-либо создать внешний магнитный поток  $\Phi_2$ , пронизывающий эту катушку, то в рассматриваемой замкнутой цепи возникнет индуктированный ток, под влиянием которого произойдет некоторый поворот подвижной части флюксметра, причем соответственно изменится число сцеплений витков этой подвижной части с магнитным потоком  $\Phi_1$  внутри данного прибора. Угол этого поворота будет полностью определяться числом сцеплений наружного участка замкнутой цепи флюксметра с измеряемым внешним магнитным потоком. Всегда в описываемых условиях изменение числа потоко-сцеплений внутри прибора будет обратным по знаку числу внешних потоко-сцеплений. При правильной конструкции флюксметра оказывается возможным достигнуть того, что полный магнитный поток, сцепляющийся со всем рассматриваемым проводящим контуром, будет сохраняться постоянным, т. е. в данном случае будет соблюдаться соотношение

$$\Phi = \text{Const.}$$

Следовательно, если шкала флюксметра предварительно проградуирована надлежащим образом, то при помощи его можно производить измерение внешнего потока, пронизывающего наружную часть цепи прибора.

Чтобы убедиться в том, что флюксметр действительно может выполнять вышеуказанные функции, рассмотрим несколько подробнее происходящие в нем процессы.

Прежде всего отметим одно обстоятельство, имеющее весьма существенное значение для достижения вполне удовлетворительной работы флюксметра. Именно, его подвижная катушка должна находиться в равномерно радиальном поле, т. е. во всех участках междужелезного пространства внутри прибора это магнитное поле должно оставаться одним и тем же. В таком случае момент пары сил электромагнитного взаимодействия указанного поля и тока, протекающего через подвижную катушку, совершенно не будет зависеть от угла поворота катушки, а только от силы тока  $i$ . Речь, конечно, идет об угле поворота в известных пределах, соответствующих шкале флюксметра и определяемых его общей конструкцией.

Обозначим через  $l$  и  $a$  длину и ширину прямоугольной рамочки катушки, а через  $w_1$  — число витков в этой рамочке. Тогда вращающий момент пары сил взаимодействия тока  $i$  с радиальным полем в между-железном пространстве (при магнитной индукции  $B$ ) может быть выражен следующим образом:

$$M = w_1 l a B i.$$

Принимаем теперь во внимание, что тормозящим моментом от пары кручения подвеса, от трения о воздух и т. п. можно пренебречь в виду его чрезвычайно малой величины и что магнитную индукцию  $B$  можем считать постоянной. При этих условиях результирующий импульс пары

сил, действующих на рамочку в течение некоторого определенного промежутка времени, сведется к выражению

$$\int_0^t w_1 la B i dt = w_1 la B \int_0^t i dt.$$

Этот импульс должен быть равен приращению момента количества движения за тот же промежуток времени от 0 до  $t$ . Изберем в качестве пределов интегрирования момент начала движения рамочки и момент ее остановки после того, как всякие изменения в рассматриваемой электромагнитной системе закончились. Так как в обоих крайних положениях рамочка находится в покое, то приращение момента количества движения равно нулю и, следовательно, можем написать

$$w_1 la B \int_0^t i dt = 0,$$

на основании чего имеем

$$\int_0^t i dt = 0.$$

Отсюда получаем

$$q = 0,$$

т. е. полное количество электричества, протекшее по цепи за время отклонения рамочки флюксметра, равно нулю. Это показывает нам, что по виткам рамочки последовательно протекали токи в двух противоположных направлениях.

Обратимся к основному закону электромагнитной индукции, данному Фарадеем. Представим его в виде

$$q = - \frac{\Delta \Phi}{r},$$

где через  $\Delta \Phi$  обозначено полное число пересеченных контуром тока магнитных линий, т. е. приращение числа сцеплений данного контура с некоторым магнитным потоком  $\Phi$ .

В случае, о котором идет речь, имеем

$$q = - \frac{\Delta \Phi}{r} = 0,$$

откуда вытекает

$$\Delta \Phi = 0.$$

Но полное изменение магнитного потока, сцепляющегося с замкнутой цепью флюксметра, составляется из двух частей

$$\Delta \Phi'_1 = w_1 \Delta \Phi_1$$

и

$$\Delta \Phi'_2 = w_2 \Delta \Phi_2,$$

где  $w_2$  есть число витков в наружной катушке измерительной цепи, а через  $\Delta \Phi_1$  и  $\Delta \Phi_2$  обозначены приращения реально существующих магнитных

потоков, которые охватываются подвижной рамочной катушкой внутри флюксметра, с одной стороны, и витками наружной катушки, с другой стороны. На основании сказанного можем написать:

$$\Delta \Phi = w_1 \Delta \Phi_1 + w_2 \Delta \Phi_2 = 0.$$

Таким образом, получаем окончательно

$$\Phi = \text{Const.},$$

т. е. полный магнитный поток, сцепляющийся с проводящим контуром флюксметра, остается неизменным, несмотря на производимые изменения в расположении частей этого контура относительно внешнего магнитного поля. В описанных условиях с большой степенью точности соблюдается принцип сохранения магнитного потока.

Из последних соотношений следует

$$\Delta \Phi_2 = - \frac{w_1 \Delta \Phi_1}{w_2}.$$

Обычно шкала флюксметра градуируется таким образом, что положение стрелки прибора непосредственно дает величину  $w_1 \Delta \Phi_1$ , считая от начального положения стрелки. Обозначая число максвеллов, соответствующих одному делению шкалы, через  $\varphi$  и через  $\alpha$  — число делений шкалы, на которое стрелка переместилась в процессе измерения  $\Delta \Phi_2$ , получаем

$$\Delta \Phi_2 = - \frac{1}{w_2} \varphi \alpha.$$

Так как в действительности тормозящий момент вредных механических сопротивлений, сколь бы мал он ни был, не является абсолютно равным нулю, то для возможного уменьшения погрешностей, протекающих отсюда при измерениях с помощью флюксметра, его цепь должна иметь минимальное электрическое сопротивление. Это сделает основной момент электромагнитной пары сил во много раз большим вредного тормозящего момента, что и дает нам право практически пренебрегать тормозящим моментом.

Итак, в случае флюксметра, хотя электрическая цепь его и обладает сопротивлением, не равным нулю, всё же магнитный поток, охватываемый контуром этой цепи, после всякого рода изменений в системе в конце концов сохраняет ту же величину, что было и в начале. Если нарастание потока  $\Phi_2$  происходит достаточно медленно, то можно показать, что полный магнитный поток, сцепляющийся с данным контуром, практически всё время сохраняет свою величину. Если же нарастание потока  $\Phi_2$  происходит чрезвычайно быстро, как бы мгновенно, то принцип сохранения магнитного потока находит свое выявление через понятие инерции материальных частей электромагнитной системы, благодаря чему восстанавливается первоначальная величина потока, сцепляющегося с рассматриваемым проводящим контуром.

Как видно из всего вышеизложенного, флюксметр представляет интерес не только в качестве весьма полезного измерительного прибора. При функционировании его мы встречаемся с очень наглядной иллюстрацией принципа сохранения магнитного потока. Следует особо отме-

тить, что рассмотренное свойство флюксметра было констатировано еще до того, как были открыты сверхпроводящие цепи, при наличии которых указанный принцип осуществляется в наиболее совершенной форме.

### § 23. Механические проявления магнитного потока

а. Отдельные части какой-либо системы, связанной с магнитным полем, испытывают разного рода механические воздействия со стороны того специфического процесса, который происходит в этом поле. Так, к полюсам магнитов оказываются приложенными механические силы, стремящиеся их перемещать в том или ином направлении, в результате чего наблюдаются притяжения разноименных полюсов и отталкивания одноименных полюсов. Проводник, по которому течет электрический ток, находясь во внешнем магнитном поле, испытывает стремление двигаться поперек данного поля. Два тока, протекающих по проводникам, находясь в магнитном поле, органически связаны с этими же токами, испытывают силы механического взаимодействия и стремятся притянуться или оттолкнуться один от другого, а также вообще изменить взаимное расположение в зависимости от направления этих токов и т. д.

Совершенно естественны попытки как-то объяснить все подобные механические проявления магнитного поля особыми свойствами магнитного потока и составляющих его магнитных линий. Сам Фарадей именно так и рассуждал. В его представлении „физические силовые линии“ магнитного поля, т. е. магнитные линии, уподоблялись каким-то упругим нитям, которые стремятся сократиться и в системе которых существует боковой распор. Несомненно то, что такого рода свойства магнитных линий могут весьма просто объяснить все известные механические проявления магнитного потока.

Максвелл, подвергший тщательному математическому обследованию все свойства магнитного поля, показал путем анализа и в полном согласии с воззрениями Фарадея, что в магнитном поле действительно должны возникать механические напряжения, которые и будут производить соответствующие механические воздействия на все обычные материальные тела, находящиеся в поле.<sup>1</sup> В общем случае какой угодно среды выражения для этих сил приобретают сравнительно сложный вид. Мы ограничимся рассмотрением простейшего случая однородной изотропной среды, для которой интересные нас соотношения могут быть получены путем весьма элементарных рассуждений.

б. Представим себе (рис. 17) два сближенных разноименных полюса  $N$  и  $S$  двух магнитов цилиндрической формы. Допустим, что противоположные полюсные поверхности параллельны и находятся на небольшом расстоянии  $l$  одна от другой. В центральной части щели между полю-

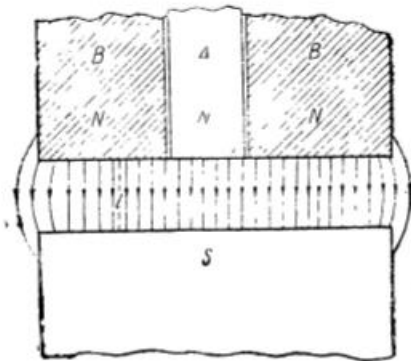


Рис. 17.

<sup>1</sup> Faraday. Experimental Researches in Electricity, 3266, 3267, 3268, 3295.  
Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, §§ 641—645.

сами  $N$  и  $S$  магнитное поле будет более или менее однородно, т. е. магнитные линии будут идти нормально к поверхности полюсов в виде пучка параллельных прямых с некоторой определенной густотой их распределения в пространстве. По мере приближения к краям полюсных поверхностей магнитные линии приобретают всё большее и большее искривление, как это показано на рис. 17. Предполагая отношение диаметра полюсной поверхности к расстоянию  $l$  между полюсами сколь угодно большим, можно считать магнитное поле в центральной части в высокой степени равномерным. Для полной строгости наших рассуждений допустим, что из северного полюса  $N$  вырезана средняя цилиндрическая часть  $A$  сравнительно небольшого диаметра и с торцевой поверхностью  $s$ . Эта часть  $A$  оказывается, таким образом, окруженной со всех сторон полым цилиндром  $BB$ , представленным на рис. 17 в разрезе и играющим роль своего рода „охранного кольца“.<sup>1</sup> Предположим, наконец, что полюс  $S$  и охранный полый цилиндр  $BB$  прочно закреплены и может перемещаться только часть  $A$ , скользя вдоль полости, в которой она находится.

Под влиянием притяжения полюсов  $N$  и  $S$  часть  $A$  будет стремиться выдвинуться за пределы плоскости, ограничивающей полюс  $N$ , и приблизиться к полюсу  $S$ . Определим величину силы тяжения, приложенной к торцевой поверхности  $s$  части  $A$ .

Обозначим через  $f$  силу тяжения, действующую на единицу поверхности, а через  $f$  — силу, действующую на всю площадку  $s$ . Тогда

$$f = f' s.$$

Предположим, что под влиянием этих сил тяжения центральная цилиндрическая часть  $A$  сместилась в направлении полюса  $S$  на бесконечно малую величину  $dl$ . Такое смещение будет сопровождаться соответствующим изменением количества энергии магнитного потока в объеме  $sl$ , так как работа перемещения за отсутствием других источников энергии может быть произведена лишь за счет энергии потока. Действительно, объем магнитного поля в промежутке между поверхностью  $s$  части  $A$  и соответствующей поверхностью полюса  $S$  становится меньше, и в связи с этим запас энергии магнитного потока в этом объеме должен в известной степени уменьшиться.

Пользуясь приведенным в § 21 выражением для плотности энергии магнитного потока и пренебрегая бесконечно малыми высших порядков, получим, что при перемещении цилиндрической части  $A$  на элемент  $dl$  в механическую работу преобразуется бесконечно малая доля энергии магнитного потока, равная

$$\frac{1}{2} BH s dl.$$

С другой стороны, та же работа может быть выражена так:

$$f dl = f' s dl.$$

Следовательно, можем написать

$$f' s dl = \frac{1}{2} BH s dl,$$

<sup>1</sup> Аналогичное охранный кольцо применено в абсолютном электрометре В. Томсона (Кельвина).

откуда получаем:

$$f = \frac{1}{2} BH.$$

Мы определили величину силы тяжения, действующей на единицу поверхности полюса, к которому, так сказать, „присосались“ магнитные линии. С той точки зрения, согласно которой представление о магнитных линиях имеет непосредственное отношение к структуре реально существующего магнитного потока, необходимо заключить, что такая же сила тяжения имеет место и для любого поперечного сечения потока, иными словами, что магнитные линии в отношении их механических проявлений действительно аналогичны растянутым упругим нитям и обладают продольным тяжением по всей своей длине.

Предполагая, что среда, в которой мы рассматриваем магнитные линии, обладает постоянной магнитной проницаемостью и сохраняя то же обозначение  $f'$  вообще для силы тяжения магнитных линий, отнесенной к единице поверхности, можем на основании сказанного выше написать

$$f' = \frac{1}{2} BH = \frac{1}{2} \mu H^2 = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu}.$$

Итак, сила продольного тяжения магнитных линий, отнесенная к единице поверхности нормального сечения магнитного потока, численно выражается так же, как энергия магнитного потока, отнесенная к единице объема.

в. Что касается бокового распора, существующего в системе магнитных линий, то уже из простого рассмотрения рис. 17 наличие подобного распора ясно вытекает. Действительно, у краев торцевых полюсных поверхностей заметно сильное искривление магнитных линий. Это может быть объяснено по существу, а не методом чисто формальных рассуждений, только тем обстоятельством, что магнитные линии, находящиеся в промежутке между полюсами  $N$  и  $S$ , оказывают боковое давление на магнитные линии у краев, в направлении изнутри наружу, и заставляют их искривиться. Обратно, конечно, эти внешние магнитные линии должны производить давление на магнитные линии средней части потока, исходящего из полюса  $N$  и входящего в полюс  $S$ . Такое взаимное воздействие одних магнитных линий на другие мы и называем боковым распором. Поскольку вся совокупность магнитных линий, входящих в состав того или иного потока, образует единое целое, части которого должны находиться в некотором равновесном состоянии, необходимо рассматривать боковой распор магнитных линий не как что-то самостоятельное, а лишь как одно из проявлений состояния механического напряжения, имеющего место в объеме, занятом магнитным потоком. С этой точки зрения мы и перейдем к вопросу о боковом распоре магнитных линий.

Из вышеприведенного выражения для продольного тяжения магнитных линий

$$f' = \frac{1}{2} BH$$

следует, что тяжение каждой отдельной магнитной линии, т. е. тяжение одной единичной трубки магнитной индукции, выразится соотношением

$$f_m = \frac{f'}{B} = \frac{1}{2} H,$$

так как  $B$  есть число магнитных линий на единицу поперечной поверхности. На основании последнего равенства мы приходим к заключению,

что в неоднородном магнитном поле, которое характеризуется непостоянством  $H$ , тяжение каждой отдельной магнитной линии меняется вдоль ее длины.

Выделим в неоднородном поле участок единичной трубки магнитной индукции, ограниченный двумя нормальными сечениями  $s_1$  и  $s_2$  (рис. 18). В данном случае имеют место следующие соотношения:

$$s_2 > s_1,$$

$$H_2 < H_1.$$

Отсюда получаем

$$f_{m1} > f_{m2}.$$

Таким образом, рассматривая данный участок трубки магнитной индукции в отношении механического равновесия, мы должны предположить наличие каких-то дополнительных сил. По Максвеллу, на силы продольного тяжения накладываются силы, по природе своей аналогичные гидростатическому давлению, т. е. нормальные к боковым стенкам трубки, что и показано соответствующими пунктирными стрелками на рис. 18. Очевидно, эти дополнительные силы, направленные наклонно к оси трубки, дадут составляющую в продольном направлении, которая добавляется к силе  $f_{m2}$ . В результате достигается механическое равновесие рассмотренного участка трубки магнитной индукции. То же самое необ-

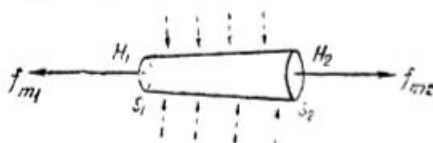


Рис. 18.

ходимо сказать и в отношении любого участка каждой трубки магнитной индукции, входящей в состав магнитного потока. Каждая из них испытывает боковое давление со стороны окружающих ее трубок и в свою очередь оказывает на них такое же давление. В однородном магнитном поле этот боковой распор совершенно одинаков во всех направлениях. В неоднородном же поле боковой распор может быть неодинаковым с разных сторон трубки и в связи с этим может поддерживаться равновесие в системе искривленных магнитных линий.

В общем случае выражение для сил бокового распора имеет сложный вид. В случае, когда отсутствует обычное вещество, т. е. в „пустоте“ (эфире), согласно Максвеллу, для силы бокового распора, отнесенной к единице поверхности, получается весьма простое выражение, а именно:

$$f'' = \frac{1}{2} BH = \frac{1}{2} \mu_0 H^2 = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0}.$$

Сопоставляя это выражение с определенной выше величиной  $f'$  — силы продольного тяжения магнитных линий, отнесенной к единице поверхности поперечного сечения магнитного потока, приходим к заключению, что для „пустоты“ (эфира) имеет место следующее соотношение:

$$f'' = f'.$$

Это же соотношение весьма близко к истине и для случая воздуха, магнитная проницаемость которого мало отличается от  $\mu_0$ .

Во всех остальных случаях

$$f'' \neq f'.$$

## § 24. Переход магнитного потока из одной среды в другую

а. Остановимся теперь на условиях перехода магнитного потока из одной среды, имеющей некоторую магнитную проницаемость  $\mu_1$ , в другую среду с магнитной проницаемостью  $\mu_2$ .

Когда магнитный поток нормален к поверхности раздела, мы не встречаем никаких осложняющих обстоятельств. В этом случае магнитный поток, переходя из одной среды в другую, не претерпевает каких бы то ни было изменений в отношении своего направления. Но если магнитный поток встречает поверхность раздела двух сред под некоторым углом, то происходит изменение направления магнитных линий, и это явление, по аналогии с преломлением световых лучей, обычно называют преломлением магнитных линий.

Представим себе (рис. 19) две однородные и изотропные среды  $I$  и  $II$ , обладающие магнитными проницаемостями  $\mu_1$  и  $\mu_2$  и разделенные плоской поверхностью  $PQ$ , перпендикулярной плоскости рисунка. Рассмотрим некоторую магнитную линию, направляющуюся, например, из среды  $I$  в среду  $II$ , и образующую угол  $\theta_1$  с нормалью  $nn$  к поверхности раздела  $PQ$ . Угол  $\theta_1$  будем называть углом падения. Пусть в среде  $II$  эта магнитная линия составляет с нормалью угол  $\theta_2$ , о величине которого мы пока ничего не знаем. Угол  $\theta_2$  будем называть углом преломления. Условимся, кроме того, что поле и в первой и во второй среде однородно.

Нас интересует соотношение, характеризующее зависимость углов падения и преломления ( $\theta_1$  и  $\theta_2$ ) от магнитных свойств обеих сред. В случае, если магнитные проницаемости среды  $I$  и среды  $II$  одинаковы, никакого преломления не должно быть, так как в этом случае по отношению к магнитному потоку мы имеем как бы одну и ту же среду. Преломление магнитных линий является результатом именно различия магнитных проницаемостей  $\mu_1$  и  $\mu_2$ .

Чтобы уяснить себе происходящее явление, необходимо рассмотреть магнитные условия на поверхности раздела. Составим линейный интеграл вектора  $H$  по контуру  $abcd$ , стороны которого  $ab$  и  $cd$  лежат в разных средах бесконечно близко к поверхности раздела. Пренебрегая бесконечно малыми отрезками  $ad$  и  $bc$ , можем написать

$$\oint H \cos \alpha \, dl = H_1 \sin \theta_1 \, ab - H_2 \sin \theta_2 \, bc = 0.$$

В данном случае линейный интеграл магнитной силы вдоль контура  $abcd$  равен нулю, так как сквозь этот контур не проходит электрический ток. Принимая во внимание, что  $ab = cd$ , получаем

$$H_1 \sin \theta_1 = H_2 \sin \theta_2,$$

т. е. у поверхности раздела тангенциальные составляющие магнитной силы в обеих средах тождественны.

Найдем теперь соотношение, характеризующее магнитную индукцию  $B_1$  и  $B_2$  у границы раздела, для чего воспользуемся принципом непрерывности магнитного потока. Рассмотрим магнитный поток сквозь замкнутую поверхность цилиндра, проекции оснований которого изображаются на рис. 19 линиями  $ab$  и  $cd$ . Обозначим площади этих оснований, бесконечно близких, но расположенных в разных средах, соответственно

через  $s_1$  и  $s_2$ . Пренебрегая магнитным потоком сквозь бесконечно малую боковую цилиндрическую поверхность, имеем

$$\oint B \cos \alpha \, ds = -B_1 \cos \theta_1 s_1 + B_2 \cos \theta_2 s_2 = 0.$$

Принимая во внимание, что  $s_1 = s_2$ , можем написать

$$B_1 \cos \theta_1 = B_2 \cos \theta_2,$$

т. е. у поверхности раздела нормальные составляющие магнитной индукции в среде I и в среде II равны одна другой.

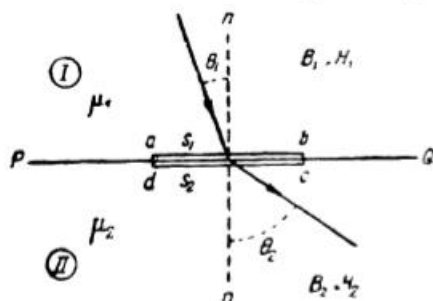


Рис. 19.

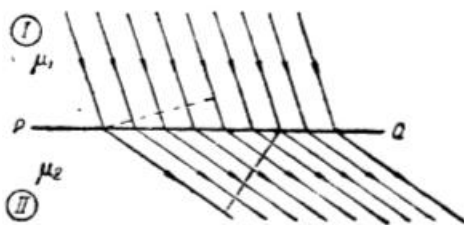


Рис. 20.

На основании двух соотношений, связывающих  $H_1$  с  $H_2$ , с одной стороны, и  $B_1$  с  $B_2$  у поверхности раздела, с другой стороны, имеем

$$\frac{B_1}{H_1} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \theta_1} = \frac{B_2}{H_2} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \theta_2},$$

откуда окончательно получаем

$$\frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\operatorname{tg} \theta_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

Итак, при переходе магнитного потока из одной среды в другую отношение тангенсов углов падения и преломления равно отношению соответствующих магнитных проницаемостей.

Если  $\mu_2 > \mu_1$ , то и  $\operatorname{tg} \theta_2 > \operatorname{tg} \theta_1$ , откуда следует, что магнитные линии во второй среде будут в этом случае больше отклонены от нормали к поверхности раздела (рис. 20), т. е. будут сближаться и сгущаться. Число магнитных линий, проходящих на единицу поверхности, нормальной к потоку (см. пунктирные линии на рис. 20), будет в среде II больше, чем в среде I, т. е.

$$B_2 > B_1.$$

Когда магнитный поток направлен нормально к поверхности раздела, то угол  $\theta_1$  равен нулю. Так как отношение магнитных проницаемостей  $\mu_1$  и  $\mu_2$  всегда имеет конечное значение, угол  $\theta_2$  также равен нулю. Следовательно, в данном случае густота магнитных линий в обеих средах будет одинаковая (рис. 21), и потому

$$B_2 = B_1.$$

В качестве замечания, имеющего практическое значение при построении общей картины распределения магнитного потока в электромагнитных механизмах, содержащих железо, отметим следующее. Так как магнитная проницаемость железа (обозначим ее через  $\mu_2$ ) в очень большое число раз превосходит магнитную проницаемость воздуха ( $\mu_1$ ), то, исходя из соотношения

$$\frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\operatorname{tg} \theta_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2},$$

видим, что даже в случае значительной величины угла  $\theta_2$ , близкой к  $90^\circ$ , угол  $\theta_1$  будет сравнительно весьма мал, т. е. у поверхности железа магнитные линии в воздухе обычно составляют с нормалью к этой поверхности угол, практически близкий к нулю. Так, например, если  $\theta_2 = 89^\circ$  и  $\mu_2 = 1000\mu_1$ , то  $\theta_1$  равно приблизительно  $3^\circ 20'$ .

б. Мы уже неоднократно имели повод указывать на чистую условность представления о магнитной массе. В связи с общим рассмотрением

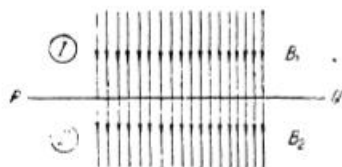


Рис. 21.

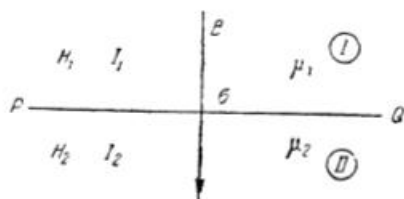


Рис. 22.

условий, соблюдаемых у поверхности раздела двух сред при прохождении магнитного потока сквозь данную поверхность, целесообразно еще раз остановиться на вопросе о фиктивности магнитных масс и тем самым покончить с этим вопросом.

В обычной математической теории магнитного поля местам перехода магнитного потока через поверхность, которая разграничивает одну среду от другой, приписываются некоторые „магнитные массы“ или „количества магнетизма“. С фарадеевской же точки зрения, „магнитная масса“, не будучи какой-то самостоятельной физической реальностью, является функцией магнитных свойств тел, лежащих на пути магнитного потока, и представляет собой лишь математическую абстракцию, объективируемую без достаточных к тому оснований. Действительно, легко показать, что поверхностная плотность „магнитных масс“ (обозначим ее буквой  $\sigma$ ) связана весьма простым соотношением с плотностью магнитного потока, т. е. с величиной магнитной индукции  $B$ , и с магнитной проницаемостью одной и другой среды, т. е. с  $\mu_1$  и  $\mu_2$ .

Прежде всего напомним, что интенсивность намагничения  $I$  есть магнитный момент единицы объема (§ 12). Следовательно, поверхностная плотность магнитной массы  $\sigma$ , приписываемая поверхности некоторого тела в случае, когда перпендикулярный к этой поверхности магнитный поток выходит из объема тела в окружающее его „пустое“ пространство, численно равна интенсивности намагничения  $I$ , которую обладает данное тело в связи с прохождением магнитного потока через него, т. е.

$$\sigma = I.$$

Если бы данное тело было окружено не „пустотой“, а тем же веществом, из которого состоит это тело, то для его поверхности мы имели бы:

$$\sigma = 0.$$

Рассмотрим подробнее случай, когда магнитный поток проходит в направлении нормали к поверхности раздела  $PQ$  (рис. 22) из среды  $I$  с магнитной проницаемостью  $\mu_1$  в среду  $II$  с магнитной проницаемостью  $\mu_2$ . Магнитная индукция  $B$  в этом случае является общей для обеих сред  $I$  и  $II$ , а магнитная сила и интенсивность намагничивания в этих средах, вообще говоря, различны. Обозначим их через  $H_1, I_1$  и  $H_2, I_2$ . Плотность магнитной массы  $\sigma$  на поверхности раздела  $PQ$  будет определяться по величине и по знаку следующим соотношением:

$$\sigma = I_1 - I_2.$$

Принимая во внимание, что и в среде  $I$  и в среде  $II$  магнитная индукция имеет одно и то же значение, можно написать (см. § 12)

$$B = \mu_0 H_1 + I_1 = \mu_0 H_2 + I_2,$$

откуда получаем

$$I_1 = B - \mu_0 H_1,$$

$$I_2 = B - \mu_0 H_2.$$

На основании этого имеем

$$\sigma = \mu_0 (H_2 - H_1).$$

Так как далее

$$H_1 = \frac{B}{\mu_1},$$

$$H_2 = \frac{B}{\mu_2},$$

то получаем окончательно:

$$\sigma = \frac{\mu_0 (\mu_1 - \mu_2)}{\mu_1 \mu_2} B.$$

Итак, мы видим, что *поверхностная плотность распределения магнитных масс, которые нам кажутся существующими на поверхности, разграничивающей две среды, и по знаку и в количественном отношении определяется характером изменений магнитной проницаемости при переходе магнитного потока из одной среды в другую.*

На основании полученного выражения для  $\sigma$  мы приходим к заключению, что если

$$\mu_1 > \mu_2,$$

то

$$\sigma > 0,$$

т. е. при переходе магнитного потока из среды с большей магнитной проницаемостью в среду с меньшей магнитной проницаемостью, например при переходе из железа в воздух, мы приписываем поверхности раздела положительные (северные) магнитные массы.

Если же магнитный поток направляется из среды с меньшей магнитной проницаемостью в среду с большей магнитной проницаемостью (в нашем примере — из воздуха в железо), то будет

$$\mu_1 < \mu_2$$

и соответственно

$$\sigma < 0,$$

т. е. на поверхности раздела оказываются отрицательные (южные) магнитные массы.

Если оставить неизменными направление магнитного потока и магнитную проницаемость одной среды, скажем, если сохранить

$$\mu_1 = \text{Const},$$

а  $\mu_2$  подбирать так, чтобы оно было то меньше  $\mu_1$ , то больше  $\mu_1$ , то знак магнитной массы на той же поверхности раздела мы можем менять по своему желанию, можем по произволу делать магнитную массу то положительной (северной), то отрицательной (южной).

Полученное выше соотношение, определяющее величину поверхностной плотности магнитных масс  $\sigma$ , имеет сравнительно простой вид в рассмотренном частном случае, когда направление магнитного потока нормально к поверхности раздела  $PQ$ . В случае же какого угодно направления магнитного потока относительно поверхности раздела  $PQ$  указанное соотношение несколько осложняется, но общий характер зависимости  $\sigma$  от  $\mu_1$  и  $\mu_2$  остается по существу одним и тем же.

Для экспериментальной проверки своих логических выводов Фарадей произвел следующие опыты.<sup>1</sup> Он приготовил несколько водных растворов парамагнитной соли железа различной концентрации и наполнил этими растворами стеклянные запаянные трубочки. Подвешивая эти трубочки горизонтально при помощи тонкой нити, прикрепленной к середине каждой трубочки, и помещая их между полюсами магнита в воздухе, Фарадей наблюдал, как и следовало ожидать, аксиальное расположение трубочек (рис. 23, I), т. е. они все вели себя подобно железным стерженькам, располагающимся вдоль магнитного поля. Когда же Фарадей в сосуд  $C$ , расположенный между полюсами  $N$  и  $S$  так, чтобы он окружал трубочку  $T$ , наливал раствор соли железа высшей концентрации, чем раствор в трубочке, то последняя поворачивалась и занимала экваториальное положение, перпендикулярное магнитному полю (рис. 23, II), т. е. в этом случае трубочка вела себя как стержень из висмута при подвешивании его в воздухе между полюсами магнита. (Как известно, магнитная проницаемость висмута несколько меньше магнитной проницаемости воздуха.) Если же в сосуд  $C$  наливался раствор меньшей

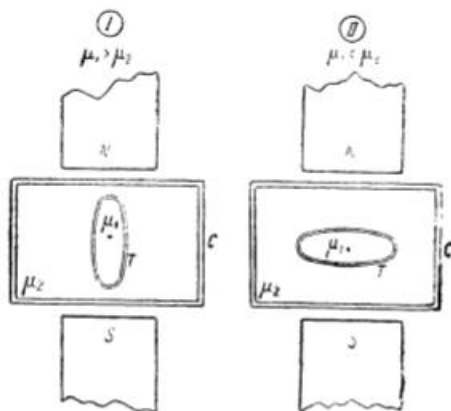


Рис. 23.

<sup>1</sup> Faraday. Experimental Researches in Electricity, Vol. II, 3312—3317.

концентрации, чем в испытуемой трубочке, то расположение неизменно получалось аксиальное (рис. 23, Л).

Подвесив какую-либо трубочку с раствором соли железа промежуточной концентрации, Фарадей мог, изменяя соответствующим образом концентрацию раствора, наливаемого в сосуд С, заставить ту же самую трубочку принимать то аксиальное, то экваториальное расположение (рис. 23, I и II).

Расположение аксиальное получалось при условии  $\mu_1 > \mu_2$ , т. е. тогда, когда всё происходило так, как будто бы на частях поверхности трубочки, обращенных к полюсам магнита, появляются магнитные массы противоположной полярности: концы трубочки „притягиваются“ к полюсам N и S. В случаях же экваториального расположения, т. е. когда  $\mu_1 < \mu_2$ , всё происходило так, как будто бы на частях поверхности трубочки, обращенных к полюсам магнита, появляются магнитные массы той же полярности, что и на полюсах: концы трубочки „отталкиваются“ от полюсов N и S.

Фарадей всячески разнообразил опыты этого рода, применяя, между прочим, не один сосуд С, а несколько подобных сосудов, располагаемых один в другом и заполняемых растворами соли железа различных концентраций. Это необходимо было ему для проверки некоторых добавочных соображений, касающихся роли промежуточной среды.

Описанные опыты Фарадея чрезвычайно ценны по своим результатам, которые самым убедительным образом доказывают следующее:

1. „Магнитные массы“ не обладают бесспорными признаками определенных физических реальностей. Как оказывается, не только в количественном отношении, но даже в отношении своего знака эти „магнитные массы“ полностью зависят от свойств окружающей среды и могут по воле экспериментатора превращаться из положительных (северных) в отрицательные (южные) или обратно.

2. Таким образом, гипотеза о существовании „магнитных масс“, опровергается непосредственным опытом.

3. Оперируя с „магнитными массами“ при математическом рассмотрении процессов, совершающихся в магнитном поле, мы всегда должны принимать во внимание чистую условность представления о подобного рода „массах“.

## ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОТОКА

## § 25. Основные установки Фарадея

а. Во всех без исключения электромагнитных устройствах (динамомашин, электродвигателях, трансформаторах и т. п.), когда мы имеем дело с преобразованием энергии, а также вообще всегда, когда физическое явление связано с каким бы то ни было перераспределением или изменением запаса энергии магнитного поля, — во всех случаях мы обязательно встречаемся с соответствующими изменениями конфигурации магнитного потока в целом или в отдельных его частях. В справедливости этого утверждения мы с несомненностью убеждаемся при внимательном обследовании электромагнитных процессов. Всякое изменение конфигурации магнитного потока мы будем называть *преобразованием магнитного потока*.

б. Из всего комплекса фарадеевских представлений о магнитном поле наибольшее значение для наших ближайших рассуждений имеют следующие два положения, сформулированные нами в строгом соответствии с подлинными высказываниями Фарадея.

Положение первое. *Магнитный поток состоит из реально существующих нитеобразных элементов, которые сам Фарадей называл „физическими силовыми линиями“.* (Мы теперь называем их магнитными линиями.)

Положение второе. *Каждая магнитная линия принципиально непрерывна, т. е. всегда образует замкнутый контур, который может претерпевать какие угодно изменения в отношении своей формы, но только не разрыв.*

Мы уже неоднократно касались содержания обоих этих положений. По их поводу укажем еще следующее. Если исходить из безоговорочного признания справедливости данных положений, то из них естественно *вытекает ряд следствий, совершенно обязательных при рассмотрении общих условий всякого преобразования магнитного потока.* Отвергая эти следствия, мы тем самым отвергаем и исходные положения.

Признавая справедливость приведенных основных положений, мы должны, таким образом, в полном согласии с идеями Фарадея и Максвелла, неуклонно считаться с тем обстоятельством, что каждая магнитная линия не есть лишь некоторое проявление свойств магнитного поля, но представляет собой совершенно определенную физическую реальность, которая сама является носителем этих свойств. На основании этого можем утверждать, что магнитная линия никоим образом не может, оставаясь на месте, превратиться в ничто и исчезнуть. Она может перестать существовать в данном месте только в процессе перемещения

ее в другое место.<sup>1</sup> Она может при этом претерпевать такие преобразования, которые выводят ее из поля нашего внимания. Вообще, в качестве особого рода физической реальности магнитный поток до некоторой степени аналогичен количеству электричества, а элементарная магнитная линия аналогична элементарному электрическому заряду, т. е. заряду электрона.

При преобразованиях магнитного потока во многих случаях мы имеем дело с процессом такого *непрерывного* преобразования отдельных магнитных линий, во время которого путем слияния некоторых частей этих линий может происходить либо деление одной замкнутой магнитной линии на две обособленные замкнутые же магнитные линии, либо, наоборот, сращивание двух обособленных магнитных линий в один общий замкнутый контур. Подобного рода преобразования магнитных линий были рассмотрены в свое время Фарадеем, и он касается их в III томе своих „Опытных исследований по электричеству“. В следующих параграфах, данных здесь в переводе и с сохранением нумерации Фарадея, весьма определенно выражено его мнение по этому поводу, явившееся результатом длительного и тщательного изучения свойств магнитного поля:

„3226. Силовые линии различных магнитов, находящиеся в благоприятном расположении друг относительно друга, срачиваются.

3227. При этом сращивании не происходит никакого увеличения полной силы линий; пересечение [этих линий проводником] в промежутке между двумя сближенными полюсами обнаруживает ту же самую результирующую активность, как и пересечение линий неизменившегося магнита, когда мы имеем дело лишь с ним одним (3217)..

3230. Линия магнитной силы, рассматриваемая как замкнутый контур (3117), проходит на своем протяжении через оба магнита, которые на время помещены так, чтобы действовали друг на друга благоприятно, т. е. линии которых делаются общими и срачиваются. Сращивание не есть добавление одной силовой линии к другой в отношении активности, но является их объединением в общий контур.

3294. Сближение магнита с магнитом и всё, что возникает при этом (3218), происходит в полном соответствии, насколько я мог обнаружить, с идеей о физической линии магнитной силы...“<sup>2</sup>

Отметим, что параграфы 3226 и 3230 приведены полностью. Выделение основных положений в столь небольшие по объему параграфы

<sup>1</sup> См. цитату из Максвелла в § 18 Главы III этой книги.

<sup>2</sup> 3226. Lines of force of different magnets in favourable positions to each other coalesce.

3227. There is no increase of the total force of the lines by this coalescence; the section between the two associated poles gives the same sum of power as that of the section of the lines of the invariable magnet when it is alone (3217)..

3230. A line of magnetic force being considered as a closed circuit (3117), passes in its course through both the magnets, which are for the time placed so as to act on each other favourably, i. e. whose lines coincide and coalesce. Coalescence is not the addition of one line of force to another in power, but their union in common circuit.

3294. The association of magnet with magnet, and all the effects then produced (3218), are in harmony, as far as I can perceive, with the idea of a physical line of magnetic force..

Перевод был сделан возможно ближе к подлиннику с соблюдением его точного смысла и с полным сохранением терминологии Фарадея. В квадратные скобки в п. 3227 заключены пояснительные слова, необходимые для полного понимания того, о чем именно здесь идет речь.

(п. 3226 содержит в оригинале всего полторы строки) свидетельствует о том особом значении, которое им придавал сам Фарадей. Параграфы 3226, 3227 и 3230 взяты из мемуара, озаглавленного „On the amount and general disposition of forces of a magnet when associated with other magnets“ (серия XXIX). Параграф 3294 входит в состав мемуара, носящего название „On the physical character of the lines of magnetic force“.

Содержание приведенных параграфов из фарадеевских „Опытных исследований по электричеству“ по существу непосредственно следует из основных двух положений, сформулированных выше. Это следствие выведено самим Фарадеем. Оно касается одного из самых существенных моментов в процессе преобразования магнитных линий. Поэтому Фарадея и необходимо считать основоположником того раздела учения о физических свойствах магнитного потока, который посвящен его преобразованиям.

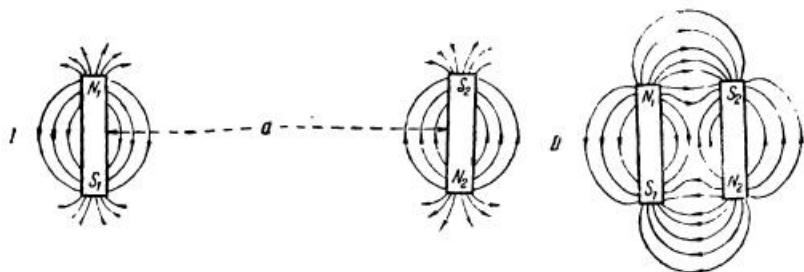


Рис. 24.

в. В качестве пояснения и для иллюстрации того случая преобразований магнитного потока, который рассмотрен Фарадеем, обратимся к рис. 24. Здесь изображены два магнита  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  на различных расстояниях друг от друга. Полюсы обоих магнитов обращены в разные стороны. Так, в первом магните северный полюс  $N_1$  изображен наверху, а южный полюс  $S_1$  — внизу. Во втором же магните принято обратное расположение: северный полюс  $N_2$  изображен внизу, а южный полюс  $S_2$  — наверху. Такое взаимное расположение магнитов Фарадей и характеризовал словами „благоприятное расположение“. В случае I расстояние  $a$  между магнитами показано сравнительно большим. Оно может быть сколь угодно велико. При этом магнитный поток одного магнита представляет собой совершенно самостоятельную систему магнитных линий, полностью обособленную от магнитного потока другого магнита. Но подобная обособленность нарушается по мере сближения магнитов. В случае II расстояние между магнитами показано на рис. 24 сравнительно небольшим, и здесь же схематически изображено распределение магнитных линий, связанных с двумя магнитами  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$ , которые в данном случае сближены, находясь в „благоприятном“ расположении. Значительная часть магнитных линий оказывается теперь общей для обоих магнитов. Каждая из этих магнитных линий образует один замкнутый контур, проходящий через оба магнита по пути  $N_1S_2N_2S_1N_1$ . Некоторая же часть магнитных линий первого и второго магнита, вообще говоря, сохраняет еще свою обособленность, не претерпев никакого сращивания с другими магнитными линиями. При предельном сближении магнитов  $N_1S_1$  и  $N_2S_2$  до полного их соприкосновения практически

почти все магнитные линии сольются воедино и образуют общий для обоих магнитов поток.

Фарадей в вышеприведенных параграфах говорит только о процессе сближения магнитов и о том, что при данном процессе происходит. Но совершенно ясно, что удаление магнитов друг от друга должно сопровождаться обратным преобразованием магнитного потока. По мере перехода от расположения II к расположению I (рис. 24) те магнитные линии, которые являются общими для обоих магнитов, должны последовательно претерпевать разделение их на два самостоятельных контура. В конце концов, при значительном раздвижении магнитов, вновь образуются два совершенно обособленных магнитных потока, каждый из которых оказывается теперь связанным только с одним магнитом. Описываемые процессы сближения и обратного раздвигания магнитов можно повторять попеременно сколько угодно раз. Будут повторяться при этом и соответствующие преобразования магнитного потока.

*Всегда при сближении двух магнитов, надлежащим образом ориентированных, будет происходить сращивание (слияние) магнитных линий, а при раздвигании этих магнитов — разделение каждой общей магнитной линии на два самостоятельных контура.*

г. Рассмотренные основные случаи преобразований магнитного потока — сращивание и разделение магнитных линий — имеют большое принципиальное значение как с теоретической точки зрения, так и в практическом отношении. Изучение их, с одной стороны, позволяет углубиться в сущность магнитных явлений и, с другой стороны, способствует более отчетливому пониманию процессов, происходящих в электромагнитных механизмах. К сожалению, в связи с недостаточно прочно установившимися взглядами на магнитный поток как на подлинную физическую реальность, вопрос о его преобразованиях до последнего времени оставался совершенно вне поля внимания физики и теоретической электротехники.

До какой степени современному физики, вообще говоря, могут быть чужды представления, с которыми мы оперировали в настоящем параграфе, явствует, например, из переписки автора с одним очень авторитетным профессором физики (ныне покойным) именно по поводу преобразований магнитного потока. Вот что, между прочим, высказал этот ученый в своем письме от 22 июня 1927 г.: „Несколько непривычны мне эти рассуждения, при которых линиям сил придается или приписывается реальное существование как носителям энергии. Но мне ясно, что для практика-электротехника это самая удобная модель. Не следует только увлекаться, придавая и выводам реальное, физическое значение, полагая, что они вскрывают фактический механизм происходящего процесса“.

По поводу этих слов можно отметить, во-первых, что электротехника есть отрасль прикладной физики, не имеющая права оперировать с физическими представлениями, которые являются неприемлемыми для ученых, работающих в области чистой физики. Во-вторых, физические представления, оказывающиеся полезными и ценными в области электротехники, не могут не иметь того же значения и в области теоретической физики, так как теория и практика по существу неразрывны и связаны внутренним единством. Наконец, в-третьих, был такой глубокий теоретик-физик (имя его — Максвелл), для которого идеи Фарадея не только не казались мало приемлемыми, но который полностью проникся ими, нашел их весьма плодотворными и дал им чрезвычайно широкое развитие, приведшее к важным практическим результатам. И именно Максвелл разделял

мнение Фарадея о „физических силовых линиях“ магнитного поля и об их свойствах. К этому можно еще добавить следующее. Все цитированные выше параграфы из „Опытных исследований по электричеству“ принадлежат к той группе мемуаров Фарадея, о которой Сильванус Томпсон говорил, что ее каждому, работающему в области физики, необходимо „читать, перечитывать и снова читать“.<sup>1</sup>

## § 26. Примеры сращивания, разделения и деформирования магнитных линий

а. В предыдущем параграфе, на рис. 24, изображена схема преобразований магнитного потока для основного случая, рассмотренного самим Фарадеем. Остановимся еще раз на этом случае, изменив несколько обстановку эксперимента. Представим себе четыре длинных стержневых магнита 1, 2, 3, и 4 (рис. 25), концы которых с одной стороны тесно сближены. Другие же четыре конца  $N_1, S_2, N_3, S_4$  раздвинуты и чере-



Рис. 25.

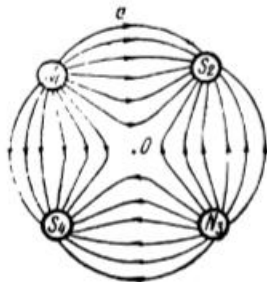


Рис. 26.

дуются в том порядке, как это показано на рисунке. В плоскости, в которой расположены раздвинутые полюсы, получается распределение магнитных линий, схематически изображенное на рис. 26. В данном случае, при симметричном расположении полюсов вокруг некоторой центральной точки  $O$ , магнитные линии, исходящие из полюса  $N_1$ , разделяются поровну и направляются в полюсы  $S_2$  и  $S_4$  двумя одинаковыми пучками. Точно так же ведут себя и магнитные линии, исходящие из полюса  $N_3$  и направляющиеся к тем же полюсам  $S_2$  и  $S_4$ . Вся картина магнитного поля симметрична вокруг точки  $O$ .

Проследим контур некоторой магнитной линии, например магнитной линии  $a$ . От полюса  $N_1$  она идет к полюсу  $S_2$ , входит в него, далее идет внутри тела магнита 2 от полюса  $S_2$  к полюсу  $N_2$ , выходит из этого последнего и немедленно входит в один из двух близко расположенных южных полюсов: либо в  $S_1$ , либо в  $S_3$ . В первом случае дальнейший путь магнитной линии лежит внутри тела магнита 1 от полюса  $S_1$  к  $N_1$ , так что она образует замкнутый контур, проходящий только сквозь два магнита 2 и 1. Во втором случае рассматриваемая магнитная линия будет продолжать свой путь следующим образом: от  $S_2$  до  $N_3$  сквозь магнит 3, затем по воздуху от  $N_3$  до  $S_4$ , от  $S_4$  до  $N_4$  сквозь магнит 4, из  $N_4$  в  $S_1$ , от  $S_1$  к  $N_1$  сквозь магнит 1, образуя замкнутый контур, про-

<sup>1</sup> Silvanus P. Thompson. Michael Faraday. His Life and Work. 1898, p. 211.

ходящий сквозь все четыре магнита 2, 3, 4 и 1. Проходит ли контур магнитной линии  $a$  сквозь два или сквозь четыре магнита, это зависит от условий сближения полюсов  $S_1$ ,  $N_2$ ,  $S_3$  и  $N_4$ . Сказанное о контуре магнитной линии  $a$  полностью относится ко всякой другой магнитной линии, связанной с системой магнитов 1, 2, 3 и 4.

Возвратимся теперь к рассмотрению картины поля, изображенной на рис. 26. Всякое изменение в относительном расположении полюсов  $N_1$ ,  $S_2$ ,  $N_3$  и  $S_4$  будет сопровождаться соответствующими преобразованиями отдельных контуров магнитных линий, изменится и общая картина поля. Попарное сближение полюсов  $N_1$ ,  $S_2$  и  $N_3$ ,  $S_4$  приводит к распределению магнитных линий, представленному на рис. 27, где большая часть магнитных линий, исходящих из полюса  $N_1$ , направляется к  $S_2$  и большая часть магнитных линий, исходящих из полюса  $N_3$ , направляется к  $S_4$ . Это расположение соответствует тому, что было изображено на рис. 24, II, который иллюстрирует случай преобразования магнитного потока, рассмотренный Фарадеем. Если, исходя из распо-

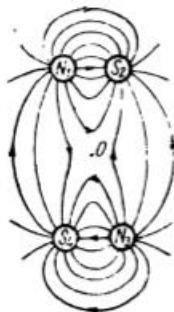


Рис. 27.

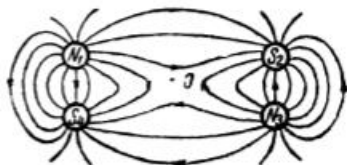


Рис. 28.

ложения полюсов, представленного на рис. 26, сблизить полюсы  $N_1$  с  $S_4$  и  $S_2$  с  $N_3$ , то теперь большая часть магнитных линий, исходящих из полюса  $N_1$ , будет направлена к  $S_4$ , а из  $N_3$  — к  $S_2$  (рис. 28). При переходе от расположения, изображенного на рис. 27, к расположению, изображенному на рис. 28, и обратно, магнитные линии будут претерпевать те или иные сращивания (слияния) и разделения, но при этом контур каждой магнитной линии остается неизменно замкнутым. Как может соблюдаться такое условие, об этом мы будем говорить особо в §§ 27—31. Теперь же ограничимся указанием на то обстоятельство, что процесс сращивания и разделения контуров отдельных магнитных линий несомненно происходит в том месте поля, где оказываются сближенными участки магнитных линий, противоположно направленных (область около точки  $O$ , рис. 26—28). Одновременно с процессом сращивания и разделения происходят соответствующие перемещения, а также деформирования магнитных линий.

Картины магнитного поля, представленные на рис. 26—28, изображены, конечно, в весьма схематическом виде, дающем лишь общий характер того или иного результирующего поля. Можно, однако, чисто математическим путем, между прочим пользуясь методом зеркальных изображений или применяя функции комплексного переменного, дать точный расчет магнитного поля в целом ряде частных случаев и построить систему магнитных линий в данном поле. Те схематические картины распределения магнитных линий, которые мы приводили на предыдущих

рисунках и будем приводить на всех последующих, в огромном большинстве случаев интересных в практическом отношении, легко получаются чисто опытным путем при помощи железных опилок, посыпаемых на лист картона, надлежащим образом расположенный. Этим именно методом железных опилок пользовался Фарадей в своих многочисленных экспериментах, в которых он обследовал характер расположения магнитных линий („физических силовых линий“ магнитного поля) и которые привели его к весьма важным выводам, легшим в основу учения о магнитном потоке.<sup>1</sup>

б. В той совокупности четырех магнитов 1, 2, 3 и 4, которая представлена на рис. 25, можно несколько иначе чередовать полюсы  $N_1, S_2, N_3$  и  $S_4$ . Допустим, что начальное расположение полюсов принято такое, как изображено на рис. 29. Затем полюсы  $N_1$  и  $S_2$  сблизим, а полюсы  $N_3$  и  $S_4$  удалим один от другого. Произойдет преобразование системы магнитных линий, связанных с четырьмя полюсами, причем процесс сращивания и разделения будет иметь место в областях около точек  $O_1$  и

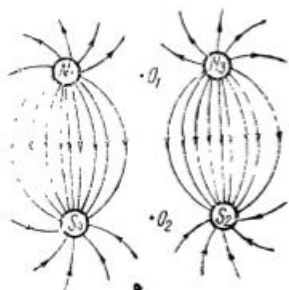


Рис. 29.

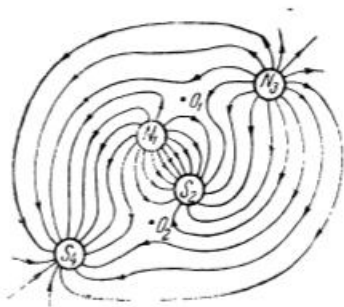


Рис. 30.

$O_2$ , где может осуществляться необходимое сближение участков противоположно направленных магнитных линий. В результате получится распределение магнитных линий, подобное изображенному на рис. 30. Если же полюсы  $N_1$  и  $S_2$  удалить один от другого, а полюсы  $N_3$  и  $S_4$  сблизить, то преобразование магнитных линий приведет к картине, представленной на рис. 31. В обоих случаях ясно видно значительное искажение той сравнительно простой схемы распределения магнитных линий, из которой мы исходим (рис. 29). Получается перераспределение числа магнитных линий, связывавших раньше разноименные полюсы. Сверх того наблюдается сильное деформирование и сложное искривление отдельных магнитных линий.

Рис. 30 и 31 интересны в том отношении, что они иллюстрируют случай одновременного существования двух поперечных полей. Это весьма часто встречается на практике в различных электромагнитных механизмах и приборах. Подобные два взаимно поперечных магнитных поля, для которых можно было бы построить две самостоятельные системы магнитных линий, сливаются в одно общее поле, характеризующееся результирующим распределением магнитных линий (рис. 30 и 31) после их преобразования. Рассматривая в данном случае удаленные полюсы как источник одного поля, а сближенные полюсы — в качестве источника поперечного поля, мы получаем из картины распределения

<sup>1</sup> Faraday. Experimental Researches in Electricity, Vol. III, 3234—3242. См. также Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, § 541.

магнитных линий простое объяснение наблюдаемого в этих условиях вращающего момента, стремящегося повернуть одну относительно другой соответствующие части того или иного механизма (часть с полюсами  $N_1$  и  $S_2$  и часть с полюсами  $N_3$  и  $S_1$ ). Здесь необходимо, конечно, принять во внимание, что магнитные линии ведут себя подобно некоторым упругим нитям, испытывающим продольное тяжение (см. § 23 главы III). При повороте указанных частей электромагнитного устройства под действием сил тяжения магнитных линий будут иметь место дальнейшие преобразования магнитного потока. При этом опять-таки отметим, что процесс сращения и разделения происходит в областях около особых точек  $O_1$  и  $O_2$ , где сближаются противоположные участки магнитных линий, направленных в разные стороны.

в. Всякий электрический ток связан, как известно, с системой магнитных линий, сцепляющихся с контуром тока. В простейшем случае прямолинейного тока магнитные линии его поля имеют форму кругов различных диаметров с центрами, лежащими на оси проводника (рис. 32). Если

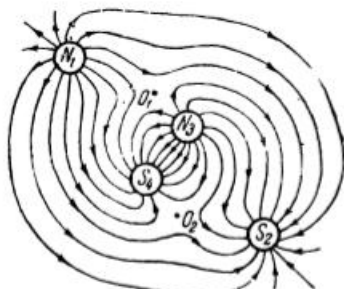


Рис. 31.

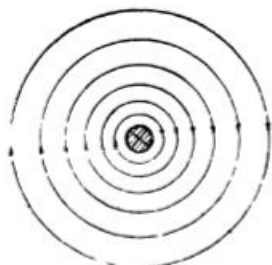


Рис. 32.

сблизить два прямолинейных параллельных проводника с токами разного направления, то в промежутке между ними магнитные линии, сцепляющиеся с каждым из рассматриваемых токов, оказываются одинаково направленными. При этом всё преобразование магнитного потока сводится к перемещению магнитных линий, сохраняющих круговую форму, в сторону от осей проводников (рис. 33; проводники, перпендикулярные плоскости чертежа, показаны в сечении). Как видим, магнитные линии между проводниками будут сгущены по сравнению с тем, что имеет место по сторонам. Принимая во внимание существование бокового распора между магнитными линиями, одинаково направленными, мы заключаем, что в промежутке между проводами стремление магнитных линий раздвинуться будет больше, чем снаружи. В то же время эти магнитные линии составляют, так сказать, одно целое с охватываемыми ими токами. Следовательно, два параллельных и противоположно направленных тока, а также и несущие их проводники будут отталкиваться один от другого. Если проводники имеют возможность двигаться, то они удалятся один от другого и, по мере их раздвижения, связанные с каждым из них магнитные линии будут постепенно перемещаться относительно соответствующих проводников, в пределе стремясь принять концентрическое расположение, показанное на рис. 32.

В случае, если по двум прямолинейным проводникам, параллельно расположенным, протекают токи одного и того же направления, то в результате преобразований магнитного потока получится распределение магнитных линий, схематически представляемое на рис. 34. Здесь

мы будем иметь часть магнитных линий, которые после соответствующего слияния охватывают оба проводника. Другая же часть магнитных линий, ближайших к проводникам, остается сцепляющейся только с одним проводником. При дальнейшем сближении проводников с одинаково направленными токами некоторые из этих последних магнитных линий также претерпят сращивание и образуют контуры, охватывающие уже два проводника. При раздвижении же данных проводников с токами будет происходить обратный процесс. Магнитные линии, общие для обоих проводников, последовательно будут разделяться на обособленные звенья, каждое из которых сцепляется теперь лишь с одним проводником. Указанный процесс сращивания и разделения магнитных линий (соответственно — при сближении и при раздвигании проводников с одинаково направленными токами) будет происходить вблизи особой точки  $O$  (рис. 34), где расположены участки противоположно направленных магнитных линий. Наличие охватывающих оба проводника магнитных линий, которые обладают свойством продольного тяжения, будет иметь следствием стремление данных проводников сблизиться, т. е. они будут как бы притягиваться одни к другому. Это как раз и наблюдается в случае токов, одинаково направленных.

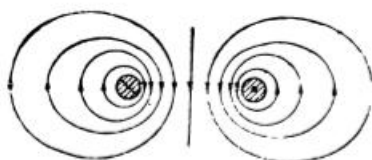


Рис. 33.

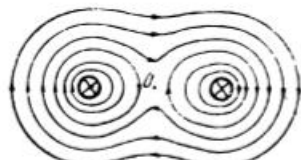


Рис. 34.

Всякое сгибание прямолинейного проводника, по которому течет ток, вызывает обусловленное этим преобразование магнитного потока, выражающееся в деформировании системы магнитных линий, окружающих место изгиба. Если проводник с током образует кольцо, то соответствующее этому круговой контуру тока расположение магнитных линий получится такое, как показано на рис. 35. И в данном случае, подобно тому как при двух параллельных проводниках с токами обратного направления, сгущение магнитных линий внутри кольца обусловит наличие сил, стремящихся раздвинуть противоположные участки кольца. Иными словами, кольцо, обтекаемое током, испытывает действие механических сил в направлении увеличения диаметра кольца. В электротехнике приходится встречаться с вредным действием такого рода сил, когда имеют дело с жидкими проводниками. В случае, например, индукционных печей с жолобом для жидкого металла, при достаточно сильных токах в этом жидком металле, иногда возникают столь значительные усилия, что дело доходит до разрыва жидкого кольцеобразного проводника и перерыва тока в нем (так называемый пинч-эффект). Вообще же говоря, здесь необходимо считаться и с наличием нормального давления на всю поверхность проводника с током со всех сторон, где стремящиеся сократиться магнитные линии непосредственно прилегают к этой поверхности. Однако указанное давление оказывается большим изнутри кольца, чем снаружи, так как внутри кольца магнитные линии сильнее сгущены по сравнению с внешним пространством.

Если расположить рядом, в параллельных плоскостях, два кольца с токами противоположных направлений, то получается картина распре-

деления магнитных линий, схематически изображенная на рис. 36. И в данном случае наблюдается лишь деформирование магнитных линий и их сгущение в областях пространства между противоположно направленными токами. В результате наблюдается „отталкивание“ рассматриваемых кольцевых проводников с токами и стремление их удалиться друг от друга. Но в случае, когда сближены два проводника кольцевой формы, по которым протекают токи одного и того же направления (рис. 37), эти проводники „притягиваются“ один к другому и стремятся еще более сблизиться, так как они стягиваются образовавшимися магнитными линиями, общими для обоих проводников. Соответствующее преобразование магнитного потока, в данном случае сращивание меньших магнитных звеньев, ранее входивших в состав потока самоиндукции каждого отдельного витка, произошло около особых точек  $O_1$  и  $O_2$ , т. е. там, где сближаются равно направленные магнитные линии. Около этих же особых точек  $O_1$  и  $O_2$  будет происходить обратный процесс разделения общих магнитных линий на индивидуальные магнитные

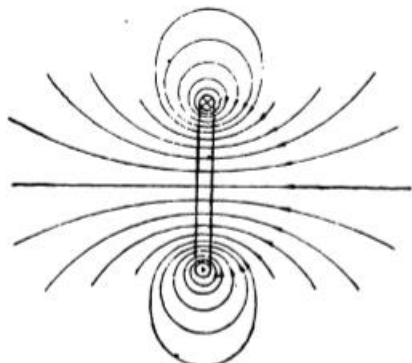


Рис. 35.

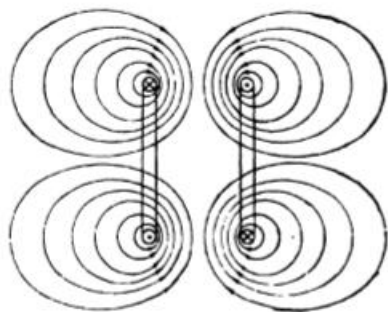


Рис. 36.

звенья, сцепляющиеся с контуром каждого тока в отдельности, в том случае, когда мы будем раздвигать два кольца, преодолевая внешней механической силой стремление их сблизиться.

Последний рассмотренный случай преобразования магнитного потока (рис. 37) представляет большой интерес в том отношении, что в электротехнической практике проводники, которым придана форма колец или витков, сближенных между собою и несущих ток одного и того же направления, имеют чрезвычайно широкое распространение. Нет почти ни одного электротехнического прибора, ни одного механизма или устройства, в которые не входили бы в качестве главных и весьма существенных частей катушки из большего или меньшего количества витков изолированного проводника (электромагнитные генераторы и двигатели, трансформаторы переменного тока, реле и всевозможная специальная электротехническая аппаратура, электроизмерительные приборы и т. д. и т. п.). Тот магнитный поток, который возникает при прохождении тока через обмотку каждой подобной катушки и который в основном является общим для всех витков катушки, создается не как иначе, а именно в результате преобразования системы индивидуальных магнитных звеньев, сцепляющихся с каждым отдельным витком и сращивающихся в магнитные линии, охватываемые рядом витков, подобно тому как это представлено на рис. 37 применительно к двум виткам. Дальнейшие преобразования магнитного потока происходят при всяком

функционировании электромагнитных механизмов и приборов, а также в случае какого бы то ни было изменения токов, протекающих через катушки.

г. Существует один случай преобразований магнитного потока, представляющий значительный интерес в теоретическом отношении. Речь идет о возникновении магнитных линий, имеющих форму спиралей. Такого рода спиралевидные магнитные линии получаются при наложении на поле прямого проводника с током второго магнитного поля, параллельного рассматриваемому проводнику. В результате слияния этих двух полей и образуются магнитные линии, обвивающиеся в виде спиралей вокруг прямого проводника. Магнитное поле, параллельное прямому проводнику, проще всего образовать, пропуская другой ток через обмотку некоторой катушки, с осью которой совпадает прямой проводник. Обозначим через  $i_1$  ток в прямом проводнике и через  $i_2$  — ток в обмотке катушки. Само собой разумеется, что шаг спиральной магнитной линии, при прочих равных условиях, будет зависеть от величины отношения  $\frac{i_1}{i_2}$ . При

том же отношении токов  $i_1$  и  $i_2$  шаг спиральной магнитной линии будет тем больше, чем больше диаметр витков спирали, так как продольное магнитное поле, связанное с током  $i_2$  и параллельное прямому проводу, остается неизменным или практически почти неизменным, а поперечное магнитное поле, связанное с током  $i_1$ , будет убывать по мере удаления от оси прямого провода. Если ток  $i_1$  начнет постепенно ослабевать при условии неизменности тока  $i_2$ , то шаг спиралевидных магнитных линий делается все больше и больше. В пределе, когда ток  $i_1$  совсем прекратится, обратное преобразование спиралевидных магнитных линий закончится превращением их в систему магнитных

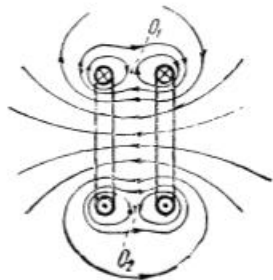


Рис. 37

линий, параллельных прямому проводу. Если же, при неизменности тока  $i_1$ , начнет постепенно ослабевать ток  $i_2$ , то процесс обратного преобразования спиральных магнитных линий закончится превращением их в кольцевые контуры, охватывающие прямой провод. Эти две системы магнитных линий (кольцевых и перпендикулярных им прямолинейных) при наложении их одна на другую, т. е. в случае отличных от нуля значений сил токов  $i_1$  и  $i_2$ , уже не могут существовать раздельно и совершенно самостоятельно, но сливаются и преобразуются в единую общую систему спиралевидных магнитных линий.

Процессы слияния и обратного разделения магнитных линий в рассматриваемом случае преобразований магнитного потока, как и во всех ранее описанных случаях, могут происходить только путем сближения и последующего контакта некоторых участков противоположно направленных магнитных линий (особые точки  $O$  на предыдущих рисунках). Как именно это может осуществляться, данного вопроса мы специально коснемся в § 31.

Для того чтобы возможно было проследить спиралевидные магнитные линии на всем их протяжении, сосредоточим внимание на кольцевом проводнике  $A$ , по которому протекает ток  $i_1$  и который окружен торoidalной обмоткой  $B$  с током  $i_2$  (рис. 38). В этом случае всё будет происходить аналогично тому, о чем шла речь применительно к прямолинейному проводу и окружающей его длинной катушке. Образующиеся спиральные магнитные линии будут обвивать кольцевой провод  $A$ .

Одна подобная магнитная линия показана пунктиром на рис. 38. Здесь же тороидальная катушка  $B$  изображена в сечении плоскостью чертежа.

При рассмотрении данного случая преобразований магнитного потока иногда делают ошибочные выводы. Дело состоит в следующем. Математически, т. е. чисто формальным путем, можно показать, что, если отношение токов  $i_1$  и  $i_2$  иррационально, то при расположении проводников, представленном на рис. 38, в результирующем магнитном поле спиральные силовые линии (линии вектора магнитной силы  $H$ ) не образуют замкнутых контуров, т. е. их непрерывность нарушается. При этом спиральные силовые линии, составляя одна продолжение

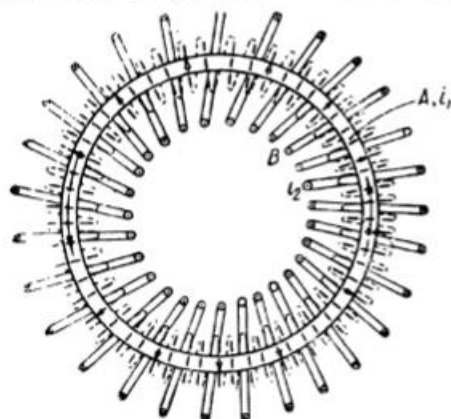


Рис. 38.

другой, бесконечное число раз огибают кольцевой проводник с током  $i_1$  и бесконечное число раз оборачиваются внутри тороидальной обмотки, а концы получающейся беспредельно длинной силовой линии не смыкаются. На основании такого рода соображений, совершенно безупречных с формальной стороны, делаются попытки говорить об опровержении принципа непрерывности магнитных линий, т. е. структурных составляющих магнитного потока.

Подобное неправильное заключение является плодом ряда недоразумений и серьезных упущений. Первая, главная ошибка

состоит в игнорировании объективной реальности магнитного потока в целом и его составляющих, в частности. Вторая ошибка проистекает из совершенно недопустимого смешения двух понятий, а именно понятия силовой линии, имеющего чисто математический характер, и понятия элементарной трубки магнитной индукции (магнитной линии), имеющего непосредственное отношение к реальным процессам в магнитном поле. Третья ошибка состоит в допущении, что отношение между двумя токами,  $i_1$  и  $i_2$ , может непрерывно изменяться как угодно и, в частности, может быть иррациональным числом, т. е. не является отношением каких-либо двух целых чисел. Это эквивалентно утверждению, что электрический ток ни в коем случае не квантуется и может иметь какое угодно значение. В настоящее время такое утверждение в высокой степени рискованно, и, надо полагать, оно совершенно не соответствует действительности. Наоборот, анализ электромагнитных явлений привел современную физику к представлению о квантовании как об одном из основных моментов в равного рода процессах, относящихся к данной области. Трудно повторму представить себе, чтобы явление, называемое нами электрическим током, было изъято из закона квантования. Здесь достаточно только напомнить следующее. Уже доказано, что количество электричества, движение которого вдоль проводника всегда является одной из сторон процесса тока в этом проводнике, может изменяться только скачками, т. е. квантуется. Сверх того, уже высказывалась мысль о том, что и самые скорости элементарных электрических зарядов, по всей вероятности, квантуются. Следовательно, нет достаточных оснований для допущения, что отношение двух токов может быть

числом иррациональным. Таким образом, сами собой аннулируются и обоснования рассматриваемой попытки опровергнуть принцип непрерывности магнитного потока.

*Не может подлежать сомнению, что в рассматриваемом случае (рис. 38) спиралевидные магнитные линии всегда образуют безусловно замкнутые контуры. Сколько бы раз магнитная линия ни обвивала круговой провод  $A$ , она не может обрываться, и концы ее не могут обнаруживаться, но обязательно смыкаются в силу принципиальных свойств магнитных линий.*

Нельзя забывать того, что математический анализ, в частности математические соотношения, весьма полезные и ценные при изучении различных явлений природы, могут дать нам точное описание общего хода рассматриваемых явлений, но в огромном большинстве случаев касаются лишь внешнего эффекта, обнаруживаемого в том или ином явлении и сравнительно мало или иногда решительно ничего не говорят нам о внутреннем содержании явления. К тому же математический анализ обычно имеет дело с непрерывными функциями, а в реальной обстановке мы на каждом шагу встречаемся с прерывностями.<sup>1</sup> Например при математическом анализе процессов, происходящих в электрическом поле, допускается, что количество электричества представляет собою непрерывную функцию ряда параметров, хотя это количество, как было только что указано, может изменяться только скачками. Можно привести много подобных примеров. В связи с этим выводы, полученные математическим путем, не должны быть применимы для истолкования какого-либо физического процесса без предварительного обсуждения вопроса о том, в каких пределах они могут соответствовать действительной природе вещей. Сказанное имеет особенное значение в отношении микрофизических явлений. Во всяком случае следует иметь в виду, что язык и формы математического анализа не составляют сущности описания реальных явлений, но играют лишь вспомогательную, хотя и чрезвычайно важную роль при уточнении и развитии системы взаимно-согласованных физических представлений, имеющих прямое или косвенное отношение к изучаемому явлению. Только руководствуясь подобного рода соображениями, возможно избежать ошибок при трактовке полученных математическим путем результатов и достигнуть подлинного приближения к познанию действительной, а не воображаемой природы явления.

д. Остановим теперь внимание на преобразованиях магнитного потока в случаях, когда некоторый определенный проводник с током находится во внешнем магнитном поле, безразлично какого происхождения. Рассмотрим сначала основной случай, который имеет большое теоретическое значение и позволит нам в дальнейшем (см. § 32) сделать важные выводы относительно того, как именно протекает процесс электромагнитной индукции тока. Представим себе прямолинейный проводник, перпендикулярный плоскости чертежа (рис. 39) и расположенный, например, между полюсами  $N$  и  $S$  какой-либо магнитной системы. Допустим, что ток идет от нас. Магнитные линии этого тока, рассматриваемые сами по себе и вне какой бы то ни было связи с внешним магнитным полем, должны были бы образовывать круговые контуры, изображенные пунктиром на рис. 39, причем направление таких магнитных линий, при принятом направлении тока, будет соответствовать вращению по часовой стрелке. С другой стороны, магнитные линии внешнего магнитного поля, напра-

<sup>1</sup> См. Миткевич. Сборник „Основные физические воззрения“. 3-е изд. АН СССР, 1939, стр. 142—147.

внешние от полюса  $N$  к полюсу  $S$ , т. е. в данном случае сверху вниз, должны были бы сами по себе идти приблизительно параллельным пучком (сплошные тонкие линии на рис. 39). В действительности же указанные две системы магнитных линий, накладываясь одна на другую, не могут сохранить свою обособленность, но взаимодействуют между собой и, претерпев соответствующие рассматриваемому случаю преобразования, сливаются в единое целое, т. е. образуют одну общую систему магнитных линий, схематически изображенную на рис. 40. Как видим, здесь с правой стороны от проводника обнаруживается весьма заметное сгущение, с левой же стороны — значительное разрежение магнитных линий. Это соответствует тому обстоятельству, что в двух рассматриваемых обособленно (рис. 39) системах магнитных линий эти линии вправо от проводника имеют одинаковое направление, именно сверху вниз, а с левой стороны — противоположное направление: магнитные линии тока

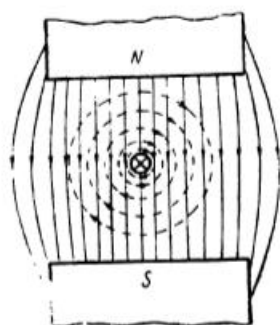


Рис. 39.

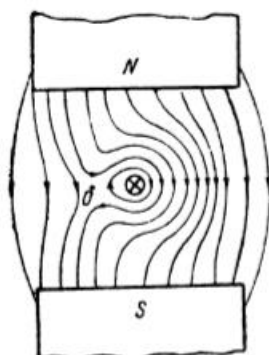


Рис. 40.

идут снизу вверх навстречу внешнему полю. Всякое последующее изменение во взаимном расположении проводника и внешнего магнитного поля, связанного в данном случае с полюсами  $N$  и  $S$ , обязательно будет сопровождаться дальнейшими преобразованиями магнитного потока, геометрически связанными с особой точкой  $O$  (рис. 40), где сближаются противоположно направленные участки магнитных линий, вступающие в соответствующее взаимодействие в процессе сращивания или разделения этих магнитных линий.

е. Если проводник, имеющий форму кольца, по которому идет ток, расположен во внешнем магнитном поле, подобном представленному на рис. 39, то он своим присутствием обусловит преобразования магнитного потока, весьма схематически иллюстрируемые рис. 41. Здесь представлена результирующая картина распределения магнитных линий для четырех различных взаимных расположений кольца, несущего ток, и полюсов  $NS$  ( $I$ ,  $II$ ,  $III$  и  $IV$ ). Вместе с тем, на этом же рис. 41 жирными стрелками указано направление приложенных к кольцу механических сил, возникающих вследствие продольного тяжения и бокового распора деформированных магнитных линий. В позиции  $I$  момент пары сил, приложенных к кольцу, будет равен нулю. Кольцо находится в положении неустойчивого равновесия. Малейшее нарушение этого равновесия вызовет вращение кольца вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа. Допустим, что кольцо начало поворачиваться против часовой стрелки. В позиции  $II$  кольцо изображено повернувшимся от началь-

ного положения на  $45^\circ$ . Внешний магнитный поток еще не проник внутрь кольца, но уже намечается тенденция к такому преобразованию магнитных линий путем сращивания их в особых точках  $O_1$  и  $O_2$ . В позиции III (при повороте кольца на  $135^\circ$ ) это преобразование части магнитных линий показано осуществившимся. При дальнейшем поворачивании кольца продолжается преобразование магнитных линий и, наконец, в позиции IV (поворот на  $180^\circ$ ) большая часть внешнего магнитного потока пронизывает кольцо, которое при этом приходит в положение устойчивого равновесия. В позиции IV внешний магнитный поток, сцепляющийся с кольцом, достигает своего возможного при данных условиях максимума. Вообще всегда, как известно, всякий проводящий контур, по которому проходит какой-либо постоянный ток, стремится принять во внешнем магнитном поле такое расположение, чтобы полный магнитный поток, охватываемый этим контуром и проходящий сквозь него в положительном направлении, был возможно больше. Все приложенные к контуру электромагнитные силы, т. е. механические силы электромагнитного происхождения, проявляются именно в такого рода

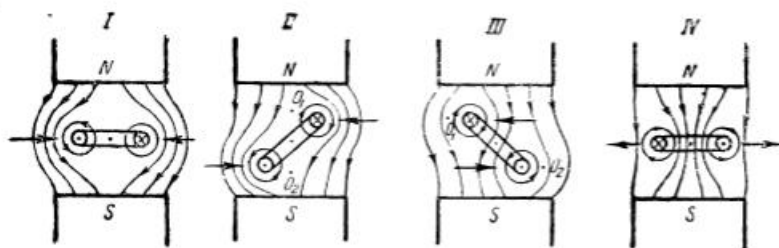


Рис. 41.

действиях: они стремятся соответствующим образом ориентировать контур тока и даже растянуть контур, чтобы охватываемая им площадь была как можно больше.

ж. В случаях, когда проводники, несущие ток, связаны тем или иным способом с какими-либо телами из ферромагнитных материалов, процессы преобразования магнитного потока в основном протекают так же, как и при отсутствии указанных материалов, но только в этих случаях привносится добавочное деформирование магнитных линий. Благодаря высокой магнитной проницаемости ферромагнитных материалов, практически применяемых обычно в виде железа и его сплавов, части, изготовленные из них, привлекают в себя магнитные линии, вызывая тем самым более или менее значительное изменение их формы.

В качестве примера на рис. 42 схематически показано распределение магнитных линий в случае зубчатого якоря динамомашин. В результате происшедших преобразований магнитные линии якорной обмотки в основном слились с магнитными линиями внешнего магнитного поля, связанного с полюсами  $N$  и  $S$ , и образуется общий магнитный поток, сильно искривленный в областях, прилегающих к полюсным поверхностям. И такое распределение магнитного потока еще осложняется добавочным деформированием его вследствие наличия зубцов, которые являются главными проводниками потока в местах вхождения его в якорь.

На рис. 43 представлено сгущение магнитных линий, соответствующее внесению в однородное поле шара из какого-либо ферромагнитного материала. Обычно этот случай преобразований магнитного потока рассматривают как простое деформирование магнитных линий, обус-

внесенное тем, что вещество шара обладает большой магнитной проницаемостью. Однако по существу и здесь окончательное распределение магнитного потока является несомненным результатом сращивания некоторых магнитных линий внешнего поля с элементарными магнитными потоками атомного или молекулярного масштаба, входящими в состав микрофизических процессов электромагнитного характера во всем объеме рассматриваемого шара. Принимая во внимание естественную подвижность структурных составляющих обычного вещества, можно сказать, что в случае ферромагнитного шара, внесенного во внешнее магнитное поле, всё происходит в основном так же, как и при внесении какого-либо кольцевого тока во внешнее магнитное поле (рис. 41), когда окончательная картина распределения магнитных линий (позиция IV) весьма подобна изображенной на рис. 43. Но только в последнем случае мы имеем интегральный эффект чрезвычайно большого числа внутриатомных токов.

Подобного же рода соображения можно высказать и относительно случая внесения в магнитное поле шара из диамагнитного вещества, когда



Рис. 42.

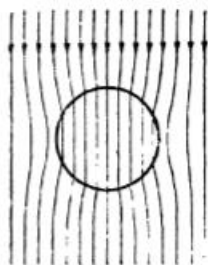


Рис. 43.

получается разрежение магнитных линий в объеме шара (рис. 44). Чисто формально это обычно объясняется меньшей величиной магнитной проницаемости у диамагнитных веществ, чем у „пустоты“ (эфира) или у воздуха. Существо же явления, надо полагать, заключается в том, что хотя атомы диамагнитных веществ и оказываются сами по себе как бы нейтральными в магнитном отношении, т. е. их магнитные моменты равны нулю, однако, в них вследствие индуктивного действия внешнего поля возникают дополнительные токи, всегда так направленные, что эти токи противодействуют проникновению внешнего поля внутрь атомов. В итоге получается картина, аналогичная изображенной на позиции I рис. 41. Таким образом, между рис. 44 и рис. 41 (позиция I) нет принципиального различия. Наоборот, здесь есть глубокая внутренняя связь.

3. Соображения, изложенные по поводу приведенных выше примеров преобразования магнитного потока, далеко не исчерпывают всего того, что можно сказать об этом. Из огромного количества возможных нами было сосредоточено внимание на сравнительно небольшом числе примеров, в которых более или менее отчетливо прослеживаются характерные особенности подобных процессов, представляющих собою совершенно необходимое условие протекания какого бы то ни было электромагнитного явления. В дальнейшем мы неоднократно будем иметь случай коснуться этих же примеров и ряда других.

## § 27. О непрерывных преобразованиях замкнутых пространств

а. В предыдущем параграфе мы описали в самых общих чертах ряд случаев преобразования магнитного потока. Процессы сращивания и разделения магнитных линий на первый взгляд могут показаться находящимися в противоречии с принципом непрерывности магнитного потока, согласно которому каждая магнитная линия всегда образует замкнутый контур, ни при каких условиях не могущий претерпевать разрыв. В особенности маловероятным представляется допущение, что процесс разделения одного контура магнитной линии на два самостоятельных и совершенно обособленных контура может не сопровождаться хотя бы весьма кратковременным разрывом исходной магнитной линии. Однако, всё то, что известно о свойствах магнитного потока, позволяет утверждать: *концов магнитной линии в природе не существует.* Таким образом, речь идет о таких преобразованиях магнитных линий, при которых их непрерывность никогда не нарушается. Для выяснения

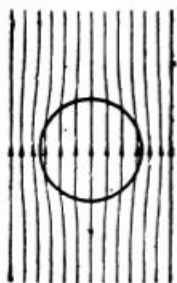


Рис. 44.

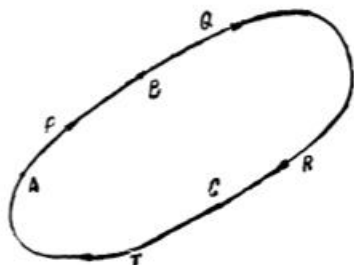


Рис. 45.

этого вопроса целесообразно подвергнуть его специальному рассмотрению с чисто геометрической точки зрения, имея в виду, что математические и геометрические закономерности всегда отражают в себе в той или иной степени действительные соотношения и свойства различных физических реальностей.

Установим сначала, что именно необходимо понимать в качестве непрерывного преобразования замкнутых пространств (замкнутых поверхностей и т. д.). При этом под замкнутостью пространства мы будем разуметь то обстоятельство, что данное пространство, без какого-либо перерыва в нем, ограничивает собой некоторое пространство высших измерений, т. е. например, замкнутая кривая охватывает собой некоторую поверхность, замкнутая поверхность охватывает собой некоторый объем трехмерного пространства и т. д.

Всякое преобразование, связанное с каким бы то ни было изменением формы замкнутого пространства любого числа измерений, мы будем называть *непрерывным*, если во все время этого процесса выполняется следующее условие:

*Некоторая точка всегда может непрерывно двигаться в пределах данного замкнутого пространства в произвольном направлении, не встречая никаких препятствий для продолжения этого движения.*

б. Рассмотрим теперь случай замкнутого одномерного пространства, т. е. случай кривой, образующей какой-либо замкнутый контур (рис. 45). Точка А может двигаться непрерывно вдоль этой кривой в одном и том

же направлении, например по часовой стрелке, проходя последовательно по участкам  $P$ ,  $Q$ ,  $R$  и  $T$ . Подвергнем затем данную кривую деформации, в результате которой произвольно выбранные точки  $B$  и  $C$ , лежащие на кривой, придут в соприкосновение и сольются в точке  $O$  (рис. 46). Получается кривая в форме восьмерки с двумя замкнутыми контурами,  $I$  и  $II$ , касающимися друг друга в точке  $O$ . В продолжение всего промежутка времени, пока кривая сохраняет эту усложненную форму, при которой точка  $O$  оказывается принадлежащей двум различным частям первоначально недеформированной кривой, точка  $A$  может попрежнему беспрепятственно совершать движение вдоль рассматриваемого контура, теперь уже деформированного. При этом точка  $A$  будет опять последовательно перемещаться вдоль участков  $P$ ,  $Q$ ,  $R$  и  $T$  в направлении, указанном стрелками, дважды совпадая с точкой  $O$  за время полного обхода всего контура. Однако точка  $A$  в этом случае может, дойдя по участку  $P$  до точки  $O$ , без всяких препятствий на своем пути перемещаться далее не по участку  $Q$ , а по участку  $R$  и лишь после того — по участку  $Q$ , обходя таким образом вновь образовавшийся контур  $II$  в направлении против часовой стрелки. Пройдя затем вторично через точку  $O$ , точка  $A$  может продолжать свое движение вдоль участка  $T$  и возвратиться в начальное положение, завершив полный обход основного

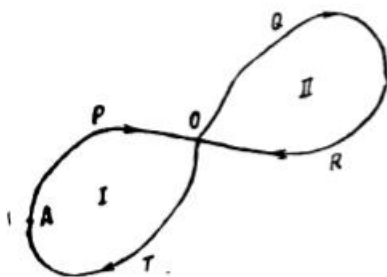


Рис. 46.

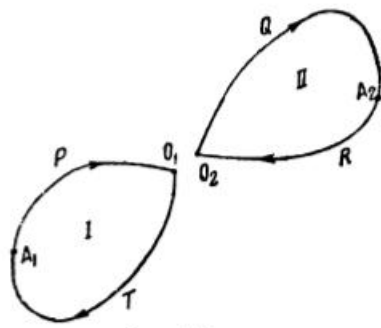


Рис. 47.

замкнутого контура, имеющего перехват в точке  $O$ . Можно представить себе, наконец, что точка  $A$ , дойдя по участку  $P$  до точки  $O$ , начнет далее перемещаться по участку  $T$  и минуя участки  $Q$  и  $R$ , совершая движение по замкнутому контуру  $I$ , или же что точка  $A$  совсем перейдет на замкнутый контур  $II$  и будет перемещаться вдоль него в том или ином направлении, совершенно затем минуя участки  $P$  и  $T$ .

Во всех рассмотренных случаях точка  $A$  может беспрепятственно совершать свое перемещение, нигде не останавливаясь.

Поэтому необходимо признать, что контакт точек  $B$  и  $C$  (рис. 45) и слияние их в точке  $O$  (рис. 46) ни в малейшей степени не нарушила непрерывности основного контура. В то же время наметились совершенно самостоятельные контуры  $I$  и  $II$ , касающиеся один другого в точке  $O$ . Сохраняя замкнутость и непрерывность каждого из них, мы можем прекратить их касание, несколько раздвинув их (рис. 47). Здесь точками  $O_1$  и  $O_2$  обозначены следы точки  $O$ , объединявшей раньше эти две точки. Получаются обособленные замкнутые контуры  $I$  и  $II$ , никак между собой теперь не связанные и могущие быть затем удаленными друг от друга на какое угодно расстояние. Некоторые точки  $A_1$  и  $A_2$  могут совершать непрерывный обход, каждая вдоль соответствующего замкнутого контура  $I$  или  $II$ .

Процесс *непрерывного* разделения основного замкнутого контура (рис. 45) на два совершенно самостоятельных и раздельных замкнутых контура  $I$  и  $II$  (рис. 47) вполне возможно провести и в обратном порядке, т. е. в порядке *непрерывного сращивания* (слияния) двух обособленных замкнутых контуров  $I$  и  $II$  (рис. 47) в один замкнутый контур (рис. 45). При этом, конечно, необходимо опять пройти через стадию, изображенную на рис. 46 и получаемую в данном случае путем сближения контуров  $I$  и  $II$  до контакта точек  $O_1$  и  $O_2$ , обратно сливающихся в точку  $O$ , которую мы раньше рассматривали как результат совмещения точек  $B$  и  $C$  (рис. 45). Раздвигая затем точки  $B$  и  $C$ , а также надлежащим образом обратно деформируя полученную кривую, мы приходим, наконец, к исходному замкнутому контуру (рис. 45).

Итак, мы проследили все стадии непрерывного преобразования замкнутого одномерного пространства. Оно может в процессе разделения непрерывно преобразовываться в два обособленных и совершенно самостоятельных замкнутых одномерных пространства или в процессе сращивания с другим подобным же одномерным пространством непрерывно преобразовываться в единое замкнутое одномерное пространство, заключающее в себе два исходных.

Так как физические реальности никогда не бывают одномерными, но принципиально трехмерны, то рассмотренная схема непрерывных преобразований может до некоторой степени служить для руководства лишь в том случае, когда какая-либо физическая реальность по своей геометрической форме весьма приближается к замкнутому линейному контуру. Сказанное относится, между прочим, к контуру электрического тока, протекающего по очень тонкому проводнику, а также к контуру элементарной трубки магнитной индукции, так как диаметр трубки подобного рода, по всей вероятности, чрезвычайно мал по сравнению с полной длиной замкнутого контура, образуемого трубкой. Непрерывных преобразований контура тока мы коснемся в следующем параграфе, вопросу же о непрерывных преобразованиях магнитного потока, т. е. по существу — о непрерывных преобразованиях элементарных трубок магнитной индукции (элементарных магнитных линий), посвящена вся настоящая Глава IV. В последующем изложении (см. рис. 52—56) мы специально остановимся именно на непрерывном преобразовании трубчатых поверхностей.

в. Рассмотрим далее случай непрерывного преобразования замкнутого двумерного пространства, т. е. случай какой-либо замкнутой поверхности, например поверхности  $S$ , представленной на рис. 48 в сечении ее плоскостью чертежа. Любая точка, лежащая на данной поверхности, беспрепятственно может перемещаться по ней в каком угодно направлении. Допустим затем, что поверхность  $S$  начинает деформироваться таким образом, чтобы в некоторой части ее образовалось сужение или шейка  $G$  (рис. 49). Продолжая указанное деформирование замкнутой поверхности, т. е. образование сужения  $G$ , до предела, мы в конце концов достигнем того, что это сужение превратится в точку  $O$  (рис. 50). В данной стадии преобразования начальной замкнутой поверхности  $S$  получаются по существу уже две замкнутые поверхности  $S_1$  и  $S_2$ , которые имеют только одну общую точку  $O$ . Этот контакт поверхностей  $S_1$  и  $S_2$  позволяет еще считать их связанными между собою частями единой поверхности  $S$  (рис. 48 и 49). Некоторая точка на поверхности  $S_1$  может в своем непрерывном движении перейти через точку  $O$  и продолжать дальнейшее перемещение по какой-либо кривой, лежащей на поверхности  $S_2$ . Рассматриваемая точка может потом вновь пройти через точку  $O$  и возвратиться в пределы поверхности  $S_1$  и т. д. Эта возмож-

ность свободного перехода движущейся точки через неподвижную точку касания  $O$  в любом направлении и дает основание попрежнему говорить, в данной стадии преобразования двухмерного пространства, о поверхности  $S$ , но только значительно деформированной. Вместе с тем, однако, можно представить себе, что в пределах замкнутых поверхностей  $S_1$  и  $S_2$  две различные точки совершают непрерывное перемещение так, что каждая из них все время остается на соответствующей поверхности  $S_1$  или  $S_2$ , не переходя через точку касания  $O$  на другую поверхность. Возможно, конечно, что движущаяся точка в некоторые моменты проходит через точку  $O$ , всё же оставаясь в дальнейшем в пределах той же поверхности  $S_1$  или  $S_2$ . В этом отношении точка  $O$  не является запрещенной. Указанная возможность непрерывного движения какой-либо точки либо по поверхности  $S_1$ , либо по поверхности  $S_2$  останется полностью неизменной, если будет нарушен контакт этих двух поверхностей и они будут отодвинуты одна от другой, как это показано на рис. 51. Но в таком случае мы будем



Рис. 48.



Рис. 49.



Рис. 50.



Рис. 51.

уже иметь две совершенно обособленные замкнутые поверхности  $S_1$  и  $S_2$ , не находящиеся ни в какой геометрической связи между собой.

Рассмотренный процесс последовательного преобразования одного замкнутого двухмерного пространства в два самостоятельных пространства можно представить себе происходящим в обратном направлении. Действительно, две замкнутые поверхности  $S_1$  и  $S_2$  (рис. 51) мы можем сблизить до совмещения точек  $O_1$  и  $O_2$ , которые сольются в точку  $O$  (рис. 50). В этой стадии обратного преобразования возможно уже говорить о единой замкнутой поверхности (рис. 49), настолько деформированной, что в ней имеется бесконечно узкий перехват. Дальнейшим изменением формы поверхности, которое должно сопровождаться расширением этого перехвата, мы достигаем, наконец, полного восстановления единой поверхности  $S$  (рис. 48).

Итак, замкнутое двухмерное пространство может претерпевать непрерывные преобразования в двух направлениях. В процессе разделения оно может последовательно и без какого бы то ни было нарушения его непрерывности преобразоваться в два совершенно обособленных двухмерных же замкнутых пространства. В процессе срачивания (слияния) данного двухмерного замкнутого пространства с другим подобным пространством оба эти пространства, существовавшие раньше раздельно, преобразуются в единое двухмерное замкнутое пространство, опять-таки без всякого нарушения их непрерывности.

В природе встречается очень много случаев, которые можно рассматривать в качестве примеров непрерывного преобразования двумерных замкнутых пространств. Дело в том, что все физические тела трехмерны и поэтому они всегда бывают ограничены двумерными принципиально замкнутыми пространствами, т. е. замкнутыми поверхностями. Хотя с точки зрения микрофизических процессов современная наука и затрудняется в определении абсолютного точного объема какого-либо тела, однако во всяком случае мы всегда принимаем за поверхность тела некоторую замкнутую поверхность, ограничивающую объем, с которым обычно связываются все основные и наиболее характерные свойства данного тела, отличающие его от другого тела. При всяком разделении физического тела на отдельные части и при всяком соединении физических тел в единое целое мы, следовательно, встречаемся с непрерывным преобразованием замкнутых поверхностей. Так, при образовании капель жидкости или при слиянии двух капель в одну каплю большего размера, происходит непрерывное преобразование поверхностей капель, даже с внешней стороны очень подобное тому, что иллюстрируется рис. 48—51. Такого же рода схема непрерывных преобразований замкнутых поверхностей соблюдается и в известном опыте с мыльными пленками в форме так называемых пузырей. Именно, один мыльный пузырь легко может быть преобразован в два самостоятельных пузыря путем соответствующего деформирования основного пузыря сильной струей воздуха. Обратный опыт слияния двух мыльных пузырей в один общий, имеющий только наружную пленку, удается сравнительно редко, так как во многих случаях большой мыльный пузырь, образовавшийся через присоединение двух малых пузырей друг к другу, сохраняет внутри поперечную пленку, которая разделяет две полости.

Опыт с разделением одного мыльного пузыря на два особенно интересен в том отношении, что здесь весьма отчетливо демонстрируется действительное отсутствие каких бы то ни было разрывов в пленке. Дело в следующем. Как известно, малейшее нарушение непрерывности пленки, например протыкание ее сколь угодно тонкой нагретой иглой, немедленно сопровождается стягиванием всего вещества пленки в каплю жидкости, что просто объясняется наличием у пленки сравнительно большого поверхностного натяжения. Таким образом, преобразование одного мыльного пузыря в два отдельных пузыря необходимо рассматривать в качестве экспериментального доказательства того, что процессы подобного рода действительно могут происходить без всяких разрывов преобразуемой поверхности, т. е. непрерывно.

г. Мы рассмотрели с геометрической точки зрения вопрос о непрерывных преобразованиях замкнутой поверхности, ограничивающей односвязное пространство трех измерений. По существу то же можно сказать и о поверхностях, ограничивающих многосвязные пространства. Рассмотрим в виде примера трубчатую замкнутую поверхность  $T$  (рис. 52), ограничивающую некоторое двухсвязное пространство. Случай этот имеет прямое отношение к непрерывным преобразованиям магнитного потока. Подвергнем трубчатую поверхность  $T$  следующим преобразованиям геометрического характера. Прежде всего изогнем данную трубку так, чтобы две произвольные точки  $B$  и  $C$ , лежащие на ее поверхности, пришли в контакт и слились в точке  $O$ , являющейся точкой касания двух участков одной и той же трубчатой поверхности (рис. 53). Представим себе, далее, что в том месте, где находится точка  $O$ , образуется шейка  $G$  (рис. 54) благодаря соответствующему деформированию элементов поверхности, сходящихся в точке  $O$ . Продолжая деформирование трубки в том

же направлении и надлежащим образом сужая общую часть  $G$ , которая теперь соединяет собой части  $T_1$  и  $T_2$ , входившие раньше в состав простой трубчатой поверхности  $T$  (рис. 52), мы дойдем до касания этих частей  $T_1$  и  $T_2$  в одной точке  $O'$  (рис. 55). В данной стадии преобразований уже совершенно отчетливо видно разделение трубки  $T$  на две самостоятельные и опять-таки замкнутые трубки  $T_1$  и  $T_2$ , имеющие между собой геомет-

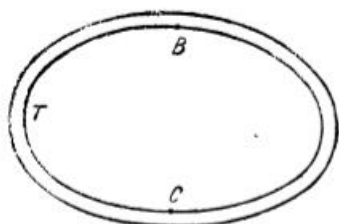


Рис. 52.

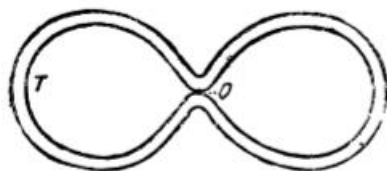


Рис. 53.

рическую связь только в одной точке касания  $O'$ . Мы можем прервать и эту последнюю связь, раздвигая трубки  $T_1$  и  $T_2$  (рис. 56). Получаем, таким образом, две вполне обособленные замкнутые трубки.

Во всех стадиях описанного геометрического преобразования, связанного с разделением одной замкнутой трубки  $T$  на две обособленные замкнутые же трубки  $T_1$  и  $T_2$ , было соблюдено условие непрерывности.

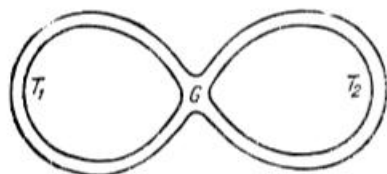


Рис. 54.

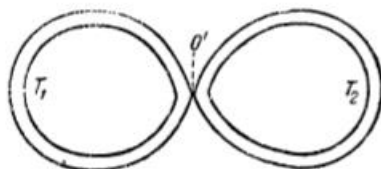


Рис. 55.

Действительно, какие-либо точки, расположенные на данных трубчатых поверхностях и неизменно остающиеся на них, могут во всё время процесса преобразования непрерывно двигаться в произвольном направлении, не встречая никаких препятствий для продолжения своего движения. Следовательно, мы имели дело с непрерывным преобразованием замкнутых трубчатых поверхностей.

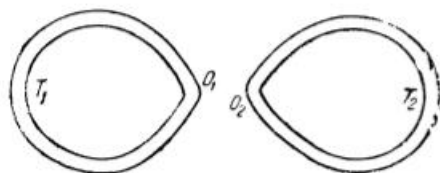


Рис. 56.

Совершенно очевидно, что и в данном случае мы можем провести обратный процесс сращивания замкнутых трубчатых поверхностей  $T_1$  и  $T_2$ . Для этого необходимо только пройти все рассмотренные стадии процесса в обратном порядке, начиная с контакта точек  $O_1$  и  $O_2$  (рис. 56). И такое преобразование замкнутых

трубчатых поверхностей будет, конечно, также строго непрерывным.

Рассмотренное непрерывное преобразование трубчатой поверхности, прямое (рис. 52, 53, 54, 55 и 56) или обратное (рис. 56, 55, 54, 53 и 52), в точности соответствует тому, что необходимо представить себе в случаях разделения или сращивания трубок магнитной индукции любого поперечного сечения.

д. Развивая вышеизложенные рассуждения в отношении замкнутых пространств высшего числа измерений, мы формально, в порядке экстраполяции, выйдем за пределы трехмерного пространства. При этом мы всегда будем в состоянии доказать выполнение основного условия непрерывных преобразований пространств. Таким образом, замкнутое пространство любого числа измерений непрерывным преобразованием может быть разделено на два совершенно обособленных замкнутых пространства и, обратно, два обособленных замкнутых пространства, вообще, могут быть слиты в одно замкнутое пространство путем непрерывных же преобразований. Мы не будем, однако, дальше углубляться в рассмотрение этого вопроса и ограничимся сказанным, так как физические реальности, с которыми мы имеем дело при изучении явлений природы, всегда и неизменно всегда остаются в пределах нормального трехмерного пространства.

### § 28. Аналогии непрерывных преобразований магнитного потока. Струи жидкости. Цепи электрического тока.

а. В ряде явлений, наблюдаемых нами в реальной обстановке, мы нередко встречаемся с примерами преобразований, вполне аналогичных непрерывным преобразованиям магнитного потока. Рассмотрим некоторые из таких аналогий и в первую очередь остановимся на случае преобразования струи какой-либо жидкости.

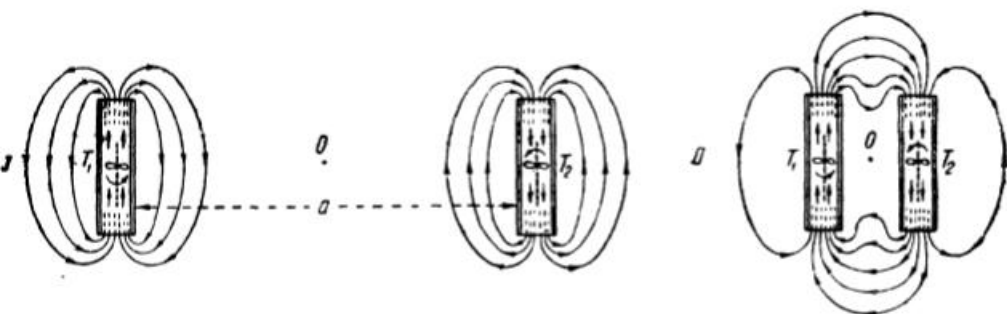


Рис. 57.

Мы знаем, что при установившихся условиях турбулентного движения, когда некоторое элементарное количество жидкости многократно проходит один и тот же путь вдоль определенной замкнутой кривой, объем, занимаемый жидкостью, можно мысленно разбить на большое число замкнутых трубчатых поверхностей, которые оказываются весьма характерными для турбулентного движения. Внутри любой подобной трубки движение жидкости совершается, вообще говоря, только вдоль оси трубки тангенциально к поверхности трубки, т. е. движущаяся жидкость не имеет составляющих скорости, нормальных к данной поверхности. Вследствие этого количество жидкости внутри трубки остается неизменным. Получается замкнутая струя жидкости. Всякое же изменение установившегося режима будет сопровождаться преобразованием струй, и если в жидкости имеется несколько центров турбулентного движения, то такого рода преобразование может быть связано со слиянием или разделением струй.

Представим себе неограниченный объем некоторой жидкости, например воды. Поместим в воде две сравнительно короткие металлические трубки  $T_1$  и  $T_2$ , открытые с обоих концов (рис. 57). В средней части

каждой трубки расположим какой-либо механизм для возбуждения движения воды сквозь трубку. Допустим, что в качестве такого механизма применен гребной винт соответствующих размеров, вращающийся вокруг оси, совпадающей с осью трубки. На рис. 57 изображено в очень схематическом виде общее распределение получающихся струй воды. Позиция *I* этого рисунка иллюстрирует случай, когда рассматриваемые две трубки, параллельные одна другой, разделены расстоянием *a*, которое может быть сколь угодно большим. В этом случае две системы струй, внутри левой трубки направленных, скажем, снизу вверх, а внутри правой трубки — сверху вниз, существуют в воде совершенно раздельно и могут не иметь ничего общего между собой. Но картина будет изменяться по мере сближения трубок  $T_1$  и  $T_2$ , и при достаточно малом расстоянии между ними большинство струй сольется в общую для обеих трубок систему (позиция *II*, рис. 57). Выходя из верхнего конца левой трубки  $T_1$ , струи воды будут в основном затягиваться теперь через верхний же конец правой трубки  $T_2$  внутрь этой трубки, затем они проходят сквозь правую трубку сверху вниз, выходят из ее нижнего конца и вновь затягиваются нижним же концом трубки  $T_1$ . Пройдя сквозь левую трубку в направлении снизу вверх, некоторый элементарный объем жидкости завершит, наконец, свой полный обход по замкнутому контуру струи, общей для трубок  $T_1$  и  $T_2$  и т. д.

Ясно, конечно, что при обратном переходе от позиции *II* к позиции *I*, т. е. при раздвижении трубок  $T_1$  и  $T_2$ , струи воды, общие для обеих трубок, претерпят преобразование разделения на самостоятельные обособленные контуры, связанные только с одной трубкой (рис. 57, *I*).

Все рассмотренные преобразования водяных струй, их сращивание и разделение несомненно должны быть связываемы со сближением и контактом в точке *O* противоположно направленных участков струй. Во время этих процессов в области пространства около точки *O* должны иметь место какие-то перераспределения, в результате которых и происходит слияние или разделение контуров струй, в зависимости от того, в какую сторону направлено преобразование.

Преобразования струй жидкости удовлетворяют условиям непрерывности. Во всё время этих преобразований любая частица жидкости, входящая в состав той иной струи, может двигаться, не встречая никаких препятствий на пути своего перемещения. Следовательно, есть полное основание говорить о непрерывном преобразовании струй жидкости вообще.

Схему непрерывных преобразований потока некоторой жидкости, в которой имеются два центра турбулентного движения (позиции *I* и *II*, рис. 57), мы построили применительно к тому, что изображено на рис. 24 (позиции *I* и *II*), где были иллюстрированы основные положения Фарадея, касающиеся непрерывных преобразований магнитного потока. Это было сделано с целью отчетливого демонстрирования аналогичности двух разобранных случаев. Действительно, достаточно сопоставить рис. 24 и 57 и сравнить их для того, чтобы усмотреть полное сходство между ними с точки зрения геометрических условий непрерывного преобразования всяких замкнутых трубчатых поверхностей. Условия же эти были нами специально рассмотрены в предыдущем параграфе (см. рис. 52—56). Но мало того. Здесь аналогия имеет более глубокий смысл, чем простое сходство чисто геометрического характера. В обоих случаях основная стадия преобразования происходит около некоторой особенной точки *O*, где сближаются до полного совмещения физические процессы противоположного направления. В этом именно и заключается

сущность рассмотренной аналогии непрерывных преобразований магнитного потока.

6. Остановимся теперь на примере преобразований контура электрического тока. Представим себе некоторую цепь тока, содержащую два источника электродвижущей силы  $G_1$  и  $G_2$ , два магазина сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$  и два измерительных прибора  $A_1$  и  $A_2$  (рис. 58). Цепь замкнута, и по ней идет ток, который в каждый момент времени можно контролировать, пользуясь приборами  $A_1$  и  $A_2$ . Как известно, надлежащим подбором сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$  в данной обстановке мы будем в состоянии сделать равенство потенциалов между какими-либо точками  $B$  и  $C$  равной нулю. В таком случае не произойдет никаких изменений в силе тока, если мы приведем в контакт точки  $B$  и  $C$ , соответственным образом изогнув проводники цепи. Стрелки измерительных приборов  $A_1$  и  $A_2$  сохраняют неизменным свое отклонение. На рис. 59 показана рассматриваемая электрическая цепь в деформированном виде, когда точки  $B$  и  $C$  уже

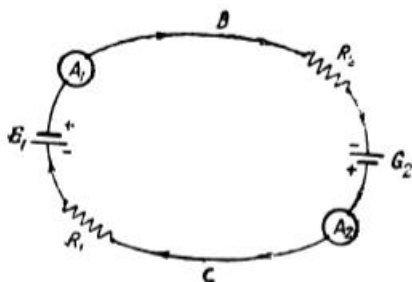


Рис. 58.

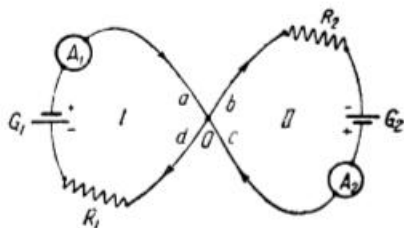


Рис. 59.

слились в одну точку  $O$ . Можно, конечно, попрежнему говорить, что ток от генератора  $G_1$  направляется через прибор  $A_1$  в сопротивление  $R_2$ , пройдя в данном случае через точку  $O$ . Затем ток идет через  $G_2$ ,  $A_2$ , опять-таки через точку  $O$ , через  $R_1$ , и в генераторе  $G_1$  заканчивается цикл обхода вдоль полного контура. Можно, однако, рассуждать теперь и иначе. На рис. 59 уже совершенно четко обнаруживаются два самостоятельных контура  $I$  и  $II$ , которые возникли из основного контура путем его разделения на две части, имеющие пока лишь одну общую точку  $O$ . В контуре  $I$  ток от генератора  $G_1$  можно считать замыкающимся только через прибор  $A_1$  и сопротивление  $R_1$ , минуя точку  $O$ . В контуре же  $II$  ток от генератора  $G_2$  проходит в таком случае только через прибор  $A_2$  и сопротивление  $R_2$ , не заходя через точку  $O$  в другую цепь. Обособленность цепей  $I$  и  $II$  можно сделать полной, разрезав основные проводники в точке  $O$  при неизменном соблюдении соединения участков  $a$  и  $d$ , с одной стороны, и участков  $b$  и  $c$ , с другой стороны. Затем можно просто отодвинуть цепи  $I$  и  $II$  одну от другой. Получим картину, изображенную на рис. 60. Таким образом, из одной цепи (рис. 58) мы получили две обособленные цепи (рис. 60), ни на момент не прерывая и даже не изменяя электрического тока.

Указанное преобразование цепей возможно провести и в обратном направлении. Сближая цепи  $I$  и  $II$  (рис. 60) до контакта точек  $O_1$  и  $O_2$ , мы получим расположение этих цепей, показанное на рис. 59. Затем разрезаем проводники в точке  $O$  так, чтобы неизменно сохранялась электри-

ческое соединение между участками  $a$  и  $b$ , с одной стороны, и между участками  $c$  и  $d$ , с другой стороны. Наконец, изгибая обратно проводники надлежащим образом, можем восстановить геометрическую форму цепи, изображенную на рис. 58.

Опыт с рассмотренным преобразованием электрических цепей очень легко и удобно можно осуществить, пользуясь схемой, представленной на рис. 61. Здесь все части схемы в основном те же, что и на рис. 58—60, но только необходимые пересоединения выполняются при посредстве особого штепсельного коммутатора  $K$ . Этот коммутатор состоит из четырех массивных медных пластин приблизительно квадратной формы, хорошо изолированных одна от другой и вместе образующих большой квадрат. В промежутках между четырьмя пластинами находятся пять штепсельных гнезд. Вставляя штепсель в центральное гнездо  $O$ , мы будем соединять накоротко все четыре пластины. Вставляя же штепсель в одно из гнезд 1, 2, 3 или 4, мы будем соединять накоротко только какие-либо две рядом расположенные пластины, между которыми находится то или иное гнездо. Таким образом, имея три штепселя, мы можем легко осуществлять все необходимые переключения.

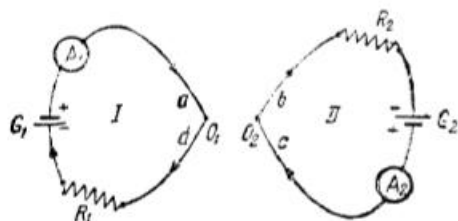


Рис. 60.

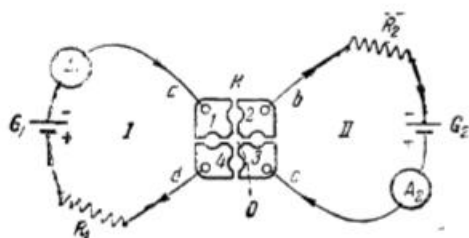


Рис. 61.

К каждой пластине присоединен один из четырех проводников, которыми заканчиваются участки цепи  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$ . Вставив штепсели в гнезда 2 и 4, мы получим цепь, изображенную на рис. 58. Подбором сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$  добиваемся того, чтобы разность потенциалов между верхней и нижней парами пластин была равна нулю. Затем вставляем третий штепсель в центральное гнездо  $O$ . Получаем схему, показанную на рис. 59, где уже образуются самостоятельные цепи I и II. Теперь переставляем два штепселя из гнезд 2 и 4 в гнезда 1 и 3. При этой перестановке штепселей установившиеся в рассматриваемой сложной цепи токи практически не претерпят никаких изменений, которые могли бы быть обнаружены измерительными приборами  $A_1$  и  $A_2$ . Наконец, вынимая средний штепсель из гнезда  $O$ , мы осуществим полное разделение образовавшихся двух самостоятельных контуров, левого и правого, и придем к схеме рис. 60. Описанными переключениями мы выполним, следовательно, преобразование разделения одного контура тока на два совершенно не связанных между собою контура, по которым протекают теперь токи, не имеющие ничего общего. Для проведения обратного преобразования, т. е. для осуществления сращивания двух отдельных контуров с независимыми токами в один общий контур, вводим сначала штепсель в центральное гнездо  $O$ , затем переставляем два крайних штепселя из гнезд 1 и 3 в гнезда 2 и 4 и, наконец, вынимаем средний штепсель из центрального гнезда  $O$ .

Весьма существенно то обстоятельство, что во всё время описан-

ного преобразования электрических цепей (прямого и обратного) эти цепи остаются неизменно замкнутыми и ток нигде не прерывается. Мы убеждаемся в этом путем непосредственного опыта, наблюдая по измерительным приборам. Следовательно, такого рода преобразования электрических токов действительно относятся к категории *непрерывных преобразований*.

Обратим еще внимание на следующее. И в рассмотренной второй аналогии непрерывных преобразований магнитного потока мы производили контакт между некоторыми двумя точками, лежащими на таких участках преобразуемых контуров, в которых физические процессы, в данном случае — электрические токи, имеют противоположное направление. Места указанного контакта были обозначены буквой *O* на рис. 59—61.

Если мы стремимся вообще констатировать только отсутствие разрывов в цепях, а не неизменность протекающих по ним токов, то во время вышеописанных опытов непрерывного преобразования электрических цепей нет особой надобности приводить к нулю разность потенциалов между соединяемыми накоротко точками цепи. Наблюдение по приборам  $A_1$  и  $A_2$  вполне позволяет убедиться в том, что самый процесс электрического тока в преобразуемых цепях никогда не прерывается.

в. Непрерывные преобразования электрических цепей (их разделение и сращивание) приобретает очень простой характер в случае, когда мы имеем дело со сверхпроводниками. Так как сверхпроводящая цепь не обладает электрическим сопротивлением ( $r=0$ ), то падение потенциала ( $ri$ ) вдоль каждого отдельного участка такой цепи равно нулю и для поддержания раз возникшего в ней тока не требуется наличия какого-либо постоянно действующего генератора. Все точки сверхпроводящей цепи имеют один и тот же электрический потенциал.

Рассмотрим некоторую сверхпроводящую цепь, по которой идет ток  $i$  (рис. 62). Предположим, что проводники этой цепи допускают их деформирование. Мы можем в таком случае приводить в соприкосновение любые две точки данной цепи (например, устанавливать контакт между точками  $A$  и  $C$ , или  $A$  и  $D$ , или  $B$  и  $C$ , или же  $B$  и  $D$  и т. п.) без того, чтобы нарушился процесс электрического тока, имевший место в сверхпроводящей цепи перед самым моментом этого контакта. Получим схему цепи, подобную изображенной на рис. 59. Затем мы можем произвести разделение двух образовавшихся контуров и раздвинуть их, как показано на рис. 60.

Можно осуществить и сращивание сколь угодно большого числа сверхпроводящих цепей, несущих токи, в один общий контур, действуя в обратном порядке, подобно тому как это было рассмотрено применительно к рис. 60—58.

Что касается силы тока в подвергающихся преобразованию сверхпроводящих цепях, то она может, как известно, претерпевать некоторые изменения в связи с изменением коэффициентов самоиндукции деформируемых контуров тока (см. § 51 Главы VI), но это не имеет непосредственного отношения к существу вопроса о непрерывных преобразованиях.

Во всяком случае электрический ток ни в одной из преобразуемых сверхпроводящих цепей не прекратится ни на момент, т. е. все эти преобразования будут совершаться *непрерывно*.

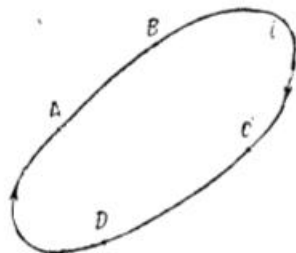


Рис. 62.

## § 29. Аналогии непрерывных преобразований магнитного потока. Вихревые кольца

а. В предыдущем параграфе мы ознакомились с некоторыми примерами процессов, аналогичных непрерывным преобразованиям магнитного потока. Целесообразно остановить внимание на рассмотрении еще одного примера, особенное значение которого состоит в том, что в этом случае речь будет идти о преобразованиях вихревых нитей. Дело в следующем. Как указывалось уже раньше (§ 5 Главы I), Максвелл, неоднократно касавшийся сущности магнитных явлений, считал весьма правдоподобной мысль о наличии каких-то специфических вихревых движений в магнитном поле. Идя по пути, намеченному Максвеллом, мы можем, следовательно, рассматривать реальные составляющие магнитного потока, т. е. элементарные трубки магнитной индукции или магнитные линии, как замкнутые вихревые нити в эфире. Естественно возникает вопрос: обладают ли вихревые нити вообще способностью претерпевать преобразования, подобные тем, которые происходят в системе магнитных линий при различных электромагнитных процессах? Иными словами, могут ли какие бы то ни было замкнутые контуры вихревых нитей, независимо от того, в какой среде они образовались, сращиваться и сливаться, а также могут ли они разделяться, сохраняя при этом все основные признаки вихревых колец? В связи с более или менее сложным характером движений, происходящих в вихревых нитях, в этом отношении возможны и вполне законны некоторые сомнения.

Гельмгольц подверг теоретическому анализу вихревое движение в несжимаемой жидкости, лишенной всякой вязкости, т. е. внутреннего трения, и названной им в этом смысле „идеальной“ (см. § 5 Главы I). Он показал, что в безграничной „идеальной“ жидкости вихревое движение может осуществляться только при условии, что ось вихря всегда образует вполне замкнутый контур. В этой форме вихревое движение представляет собою замкнутую вихревую нить или вихревое кольцо. Некоторые теоретические выводы Гельмгольца, касающиеся вихревых колец, были затем подтверждены опытами с дымовыми кольцами в воздухе. Вопрос же о слиянии и о разделении вихревых колец он не обследовал. На первый взгляд самая мысль о возможности подобных преобразований совершенно исключается. Ведь одно из весьма важных следствий, полученных Гельмгольцем, четко и ясно гласит, что в безграничной „идеальной“ жидкости вихревые кольца никакими физическими средствами не могут быть прерваны так, чтобы проявились концы вихревой нити. Можно, однако, говорить не о разрыве контура вихревого кольца в жидкости без внутреннего трения (в эфире), а о таком *непрерывном* преобразовании вихревых колец (об их сращивании или разделении), которое не сопровождалось бы никакими разрывами этих колец.

При постановке эксперимента с вихревыми кольцами в целях обнаружения чего-либо, аналогичного преобразованиям магнитного потока, всегда необходимо иметь в виду, что вследствие вязкости обычной материальной среды вихревые кольца в ней будут очень скоро рассеивать свою энергию и исчезать, в то время как магнитные вихри мы должны мыслить в эфире, т. е. в среде, совершенно свободной от вязкости и могущей благодаря этому обусловить сколько угодно длительное существование подобных вихрей. Всё это должно быть, конечно, учтено, но во всяком случае, казалось бы, в течение своего кратковременного существования (например, в воздухе) вихревые кольца должны как-то проявить себя в искомом направлении. Хотя бы в незначительной сте-

пени или в виде слабого намека должны же они обнаружить способность срашиваться и сливаться вместе в один общий контур, а также способность разделяться на обособленные контуры или кольца. Так должно быть, если справедливо предположение, что магнитные линии действительно являются какими-то вихревыми нитями.

Опыт дает определенно положительный ответ на поставленный вопрос о том, могут ли вихревые кольца в воздухе претерпевать сраживания и разделения.<sup>1</sup>

б. Для того чтобы вихревые кольца в воздухе можно было легко наблюдать, обычно взвешивают в воздухе какие-либо мельчайшие частицы, свою окраску выделяющие контуры кольца и делающие его видимым. Проще всего это достигается при посредстве, например, табачного дыма. Таким образом получают известные „дымовые кольца“.

В качестве генератора дымовых колец в описываемых опытах было применено устройство, представленное в своих основных чертах на рис. 63. Была взята камера *K*, изготовленная из плотного картона и имевшая

следующие размеры: основание —  $14 \times 20$  см<sup>2</sup>, лицевая сторона  $20 \times 26$  см<sup>2</sup> (приблизительно). В лицевой стороне камеры было вырезано круглое отверстие диаметром в 15 см, которое могло плотно закрываться сменными картонными же дисками *P*, прижимавшимися и закреплявшимися при помощи шести особых задвижек. Сменные диски *P* несли на себе, в зависимости от условий опыта, — одну, две, три или, наконец, четыре трубки *T*. На рис. 63 показаны две таких трубки *T*<sub>1</sub> и *T*<sub>2</sub>. При соответствующем нажатии на заднюю стенку заполненной дымом камеры *K* или при ударе в среднюю часть этой стенки от конца каждой трубки *T* отделялось вихревое кольцо, двигавшееся дальше в направлении оси трубки. Нажатие на заднюю стенку чаще всего производилось просто рукой. Удар же

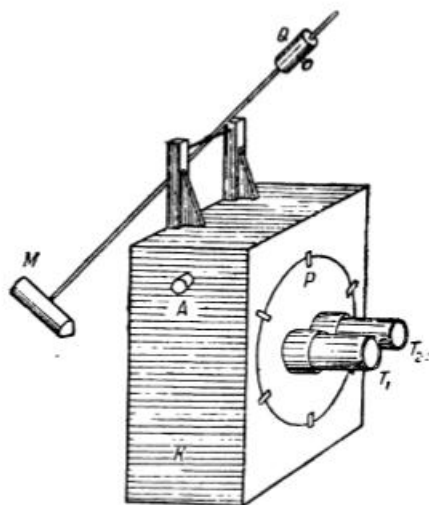


Рис. 63.

об эту стенку осуществлялся при помощи деревянного молотка *M*, закрепленного на длинном стержне, который мог отклоняться, поворачиваясь вокруг горизонтальной оси, поддерживаемой двумя стойками на верхней части камеры *K*. Противовес *Q* служил для регулирования силы удара. Молоток мог взводиться на некоторую определенную высоту и в этом положении он удерживался с помощью специальной защелки, связанной с небольшой pedalю. Нажимая pedal в надлежащий момент, можно было спустить молоток *M*, который отскакивал после удара о заднюю стенку камеры *K* и немедленно задерживался второй защелкой во избежание повторных ударов. Все эти автоматические приспособления, равно как и некоторые другие вспомогательные части, полезные в ходе эксперимента, не изображены на рис. 63, чтобы не усложнить чертежа и выделить только наиболее существенные части прибора. Для наполнения камеры *K* табачным

<sup>1</sup> Описываемые опыты с дымовыми кольцами были выполнены мною в 1938—1940 гг.  
В. Митяевич.

дымом в ее боковой стенке было проделано особое отверстие  $A$ , которое плотно закрывалось пробкой. При этом обычно применялось вспомогательное устройство, состоявшее из небольшой коробки, более или менее непроницаемой для воздуха и снабженной двумя трубочками. Надлежащим образом поместив внутрь этой коробки зажженную папиросу и продувая сквозь коробку воздух посредством резиновых шаров, присоединенных к одной трубочке, можно было получать струю густого табачного дыма, выходящего из другой трубочки. Через отверстие  $A$  в камеру  $K$  вводился конец трубочки, дававшей струю дыма, и таким образом, перед каждой серией наблюдений над вихревыми кольцами камера заполнялась дымом от одной или двух папирос.

Характер дымовых колец, получаемых при помощи описываемого прибора, при прочих равных условиях очень зависит от степени и быстроты нажатия на заднюю стенку камеры  $K$  или от силы удара об эту стенку со стороны молотка  $M$ . При сравнительно слабом нажатии дымовые кольца получаются, так сказать, вялые. Они движутся очень медленно, проходя всего лишь 1—2 м в секунду, и вскоре распадаются. Мы будем называть такие дымовые кольца медленными. В случае же

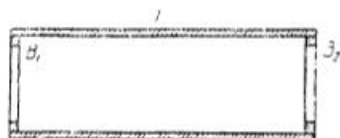


Рис. 64.

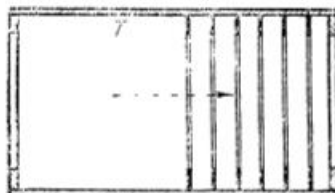


Рис. 65.

энергичного и сильного нажатия или в случае сильного удара молотком дымовые кольца получаются более мощные и быстро движущиеся, так что их можно хорошо проследить на протяжении до 10 м и даже дальше. Эти дымовые кольца мы будем в дальнейшем называть быстрыми (скорость — от 5 до 10 м в секунду).

Необходимо сказать несколько слов о деталях устройства трубок  $T$ , из которых выходят отдельные дымовые кольца. Вообще говоря, можно получить дымовое кольцо при помощи любой простой трубки. Опыт, однако, показал, что некоторые специальные добавления, сделанные внутри трубки, улучшают условия генерирования надлежащих дымовых колец и облегчают получение с ними искомого эффекта. В ряде случаев дело сводилось к тому, что начало и конец трубки снабжались вставленными внутрь кольцами  $B_1$  и  $B_2$  (рис. 64), уменьшавшими диаметр отверстий трубки на величину от 5 до 12 мм. В опытах применялись подобного рода трубки с диаметром отверстий, выбрасывающих дымовые кольца, равным приблизительно 25 и 35 мм. Длина трубок была в различных случаях от 60 до 80 мм. Трубки такого рода пригодны для генерирования как медленных, так и быстрых дымовых колец. Особенно подходящей для получения очень медленных дымовых колец оказалась конструкция трубки  $T$ , показанная на рис. 65. У выходного конца трубки на равных расстояниях размещалось внутри ее несколько колец с тем же проходным отверстием, что и на концах трубки. Иногда для регулирования скорости выходящих дымовых колец на конец трубки насаживалась манжета  $C$ , которая выдвигалась на 20—30 мм (рис. 66).

С целью сохранения запаса дыма, наполнявшего камеру  $K$ , а также во время наполнения ее дымом концы трубок закрывались особыми крышками, снимавшимися или автоматически отодвигавшимися в сторону перед генерированием дымовых колец.

Само собой разумеется, что трубки  $T$  располагались на диске  $P$  вокруг его центра симметрично. Расстояние между осями трубок было от 60 до 80 мм.

Две, три или четыре трубки  $T$  устанавливались на соответствующем диске  $P$  наклонно в отношении нормали к диску и при этом так, чтобы их оси сходились в точке, отстоящей на расстоянии от 1 до 2 м от диска. В зависимости от обстоятельств наклон трубок  $T$  мог изменяться, что достигалось применением нежесткого крепления трубок на диске. На рис. 63 видны некоторые детали этого крепления. В надлежащих местах на диске прочно приклеивались патрубки длиной в 20—25 мм, внутрь которых с легким трением вставлялись начала трубок  $T$ , снабженные снаружи проволочным кольцом, охватывавшим каждую трубку. Зазор, образовавшийся между внутренней поверхностью патрубка и наруж-

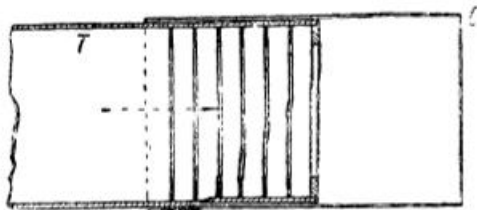


Рис. 66.

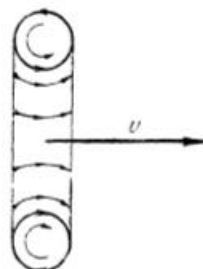


Рис. 67.

ной поверхностью трубки, заполнялся ватой. Получалось нечто, напоминавшее шаровое сочленение и позволявшее в известных пределах легко изменять наклон трубок  $T$ .

Опыт, вообще говоря, хорошо удавался в условиях спокойного состояния воздуха. В связи с этим обычно применялись экраны, располагаемые по сторонам пути прохождения дымовых колец и по возможности устраняющие вредные движения воздуха. Вторым обстоятельством, которое оказывало сильное влияние на протекание взаимодействий между дымовыми кольцами, было соотношение между скоростями поступательного движения колец. Необходимо добиваться того, чтобы дымовые кольца, входящие в состав наблюдаемой группы, все двигались с одной и той же скоростью. Сверх того желательно также, чтобы все дымовые кольца данной группы одновременно выбрасывались концами трубок  $T$ . Выполнения всех указанных условий в достаточной степени, как показал опыт, возможно достигнуть.

Что касается наиболее выгодного освещения движущихся дымовых колец, то можно указать, что они очень отчетливо видны при встречном солнечном свете. Применялось и искусственное освещение сильной электрической лампой в 400 ватт, помещавшейся со стороны генератора дымовых колец. В этом случае дымовые кольца были весьма хорошо видны на черном матовом фоне.

В. Переходя к изложению результатов опытов с преобразованием дымовых колец, необходимо предварительным образом остановиться еще на вопросе о направлениях, характеризующих вихревое движение в этих кольцах.

Еще Гельмгольц установил, что направление поступательного движения всякого вихревого кольца нормально к поверхности, охватываемой кольцом, и совпадает с направлением тех составляющих вращательного движения, которые имеют место сквозь указанную поверхность. На рис. 67 представлено некоторое вихревое кольцо в разрезе, и рядом стрелок указано направление вращательных движений в этом кольце. Жирная стрелка  $v$  соответствует направлению скорости поступательного движения вихревого кольца. Это же кольцо изображено на рис. 68 расположенным в плоскости чертежа. Ясно, конечно, что при том направлении вращательного движения, которое здесь показано (сплошные кривые стрелки), вихревое кольцо будет совершать свое поступательное движение в направлении от нас, за плоскость чертежа. Замкнутая пунктирная линия на рис. 68 есть ось или средняя линия вихря. Направление этой линии, отмеченное на ней стрелками, взято в соответствии с правилом правого винта, которое условно связывает направление магнитного потока с направлением электрического тока в контуре, охватывающем данный магнитный поток. Соблюдая это правило, мы можем, вместо того, чтобы

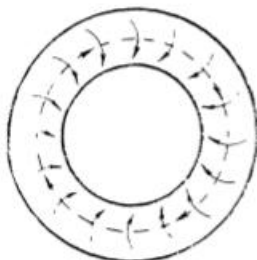


Рис. 68.

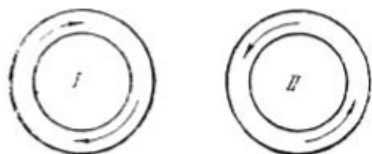


Рис. 69.

показывать направление вращательного движения в каком-либо рассматриваемом вихре, пометать только соответствующее ему направление средней линии вихря, как это сделано на рис. 69. При простом взгляде на этот рисунок мы сразу же видим, что вихревое кольцо  $I$  совершает поступательное движение в направлении от нас за плоскость чертежа, а кольцо  $II$  — из-за плоскости чертежа к нам. В ряде случаев можно совершенно опускать изображение контуров вихревого кольца и ограничиваться только указанием осевой (средней) линии кольца, отмечая при этом, конечно, всякий раз направление в данном замкнутом контуре (рис. 70).

Во всяком случае, зная направление вихревого движения, хотя бы условно показываемое подобно тому, как на рис. 70, мы всегда знаем, в какую сторону стремится поступательно перемещаться то или иное вихревое кольцо, совершенно независимо от обстоятельств, сопровождавших его возникновение.

г. Остановимся сначала на преобразованиях, которые наблюдаются в системе из двух дымовых колец, перемещающихся поступательно рядом друг с другом. Это должны быть кольца, в которых вихревое движение направлено одинаково. Пользуясь методом условного обозначения направлений этого движения, представленным на рис. 69 и 70, мы можем сказать, что рассматриваемые вихревые кольца оба имеют направление, например, по часовой стрелке, т. е. удаляются от нас за плоскость чертежа (рис. 71). Такие одинаково направленные и сближенные дымовые

кольца оказываются в очень неустойчивом состоянии. Они стремятся еще более сблизиться и вступить в контакт друг с другом в некоторой средней точке. В момент контакта очень быстро совершаются какие-то процессы перераспределения, которые трудно было проследить детально. В данном случае было бы, конечно, весьма ценно применение кинематографической съемки с большим числом кадров в секунду. Это позволило бы выяснить немало подробностей, интересных в теоретическом отношении.

Немедленно после контакта отдельные кольца уже не существуют. Они *растались* в общий контур, который объединяет теперь оба

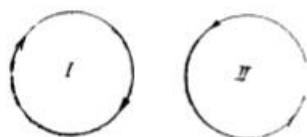


Рис. 70.

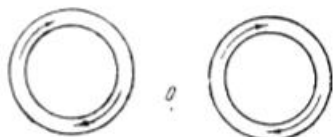


Рис. 71.

дымовых кольца (рис. 72). Эта стадия преобразований очень кратковременна. За ней быстро следует картина, представленная на рис. 73, являющаяся результатом стремления вихря принять форму кольца, что обычно, наконец, и получается (рис. 74). Таким образом, два дымовых кольца, вначале совершенно обособленных (рис. 71), в процессе преобразований срашиваются и сливаются в одно кольцо (рис. 74), в состав которого исходные вихревые образования входят как части. При этом диаметр результирующего дымового кольца приблизительно в два раза больше, чем у каждого из начальных колец, которые обычно имели диаметр около 40 мм.

Во всё время описываемых преобразований дымовые кольца безостановочно продолжают свое нормальное поступательное движение.

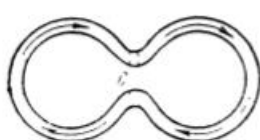


Рис. 72.

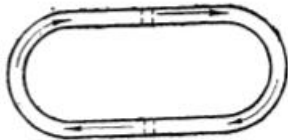


Рис. 73.

В качестве любопытной подробности можно указать на тот факт, что нередко в местах сраживания двух дымовых колец можно заметить очень короткие и довольно резко очерченные участки, в которых дым имеет более бледную окраску, как будто бы на этих участках дым несколько рассеялся. Это, конечно, вполне вероятно, так как в момент контакта происходит некоторый, так сказать, бурный процесс. В условиях „неидеальной“ жидкости, в которых протекает опыт с дымовыми кольцами, не исключена возможность того, что благодаря вязкости воздуха имеет место хотя и незначительное, но всё же заметное смешение дыма в области контакта с окружающим более чистым воздухом. На рис. 72—74 пунктирными линиями отмечены указанные участки дымового кольца. Эти слабее окрашенные участки разграничивают две половины результирующего кольца. Ясно, что одна половина его образовалась из левого дымового кольца (рис. 71), а другая половина — из правого. В ряде

случаев подобного рода пограничные участки легко позволяют иметь суждение о структуре дымового кольца, получившегося через преобразование исходных колец.

Правильная форма дымового кольца, изображенная на рис. 74, обычно не сразу приходит в устойчивое состояние. В огромном большинстве случаев наблюдаются вибрации этого кольца. По инерции оно, образовавшись из вытянутого в горизонтальном направлении замкнутого контура (рис. 73), начинает в этом же направлении суживаться и вытягиваться в вертикальном направлении, причем иногда даже образуется сужение в средней части, как показано на рис. 75 (участки  $p$  и  $q$  около точки  $O$ ). Затем вихревой контур возвращается к круговой форме, вновь вытягивается в горизонтальном направлении, опять принимает круговую форму и т. д., пока не затухнут, наконец, вибрации и не установится окончательно круговая форма дымового кольца. Частота описываемых вибраций обычно была около 3—4 полных циклов в секунду.

Преобразование двух дымовых колец в одно общее при надлежащей

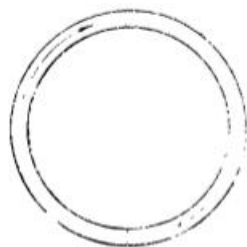


Рис. 74.



Рис. 75.



Рис. 76.

обстановке (спокойное состояние воздуха и т. д.) наблюдается очень часто и достигается без всяких особых затруднений. Но изредка удавалось наблюдать еще следующее. В связи с какими-то, повидимому случайными, благоприятствующими движениями воздуха вибрирующее дымовое кольцо, приняв форму, показанную на рис. 75, иногда продолжало суживаться дальше в месте перехвата до контакта участков  $p$  и  $q$  в точке  $O$ . В таком случае происходит обратное преобразование одного контура дымового вихря в два дымовых кольца, находящихся теперь одно над другим (рис. 76). Наблюдается, следовательно, и *разделение* дымового кольца на два самостоятельных кольца меньших размеров.

На рис. 76 пунктиром отмечены упоминавшиеся выше более бледные пограничные участки колец. На каждом дымовом кольце их теперь по два, соответственно двум пройденным этапам преобразований: предварительному сращиванию и последующему разделению, происходившему в условиях повторного контакта уже иных участков колец. Принимая это во внимание, мы можем утверждать, что левые половины обоих колец рис. 76 раньше образовывали одно левое кольцо рис. 71, а правые полукольца рис. 76 раньше были частями одного правого кольца рис. 71.

Объединяя все описанные преобразования двух дымовых колец в общую схему, получаем сводный рис. 77, где эти кольца условно изображены простыми линиями, на которых стрелками указано направление вихрей, а поперечными черточками отмечены пограничные участки, образовавшиеся в местах бывших контактов.

Начальная и конечная стадии, 1 и 7, различаются между собой с внешней стороны только расположением дымовых колец. По существу же в них произошла перестановка отдельных полуколец, как разъяснено было выше. Стадия 2 непосредственно следует за контактом двух исходных дымовых колец, стадия же 6 предшествует второму контакту. Стадии 3 и 5 различаются лишь растянутостью по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Дымовое кольцо стадии 4, имеющее вдвое больший диаметр, чем каждое из колец 1 и 7 стадии, является результирующим в процессе *сращивания* двух колец стадии 1 и исходным вихревым кольцом в процессе разделения его на два кольца стадии 7. В указанной на рис. 77 последовательности все эти стадии преобразования дымовых вихрей (1—7) нередко проходят перед глазами наблюдателя совершенно отчетливо и наглядно.

На рис. 24 изображена схема преобразований магнитного потока, иллюстрирующая основные высказывания Фарадея по этому поводу. Сосредоточив внимание на двух соответствующих магнитных линиях, совершенно обособленных в случае раздвинутых магнитов  $N_1 S_1$  и  $N_2 S_2$  (позиция I), мы можем мысленно проследить их контакт при сближении магнитов во время перехода к позиции II, где эти магнитные линии показаны уже срастившимися и слившимися в один общий контур. Здесь всё



Рис. 77.

происходит вполне аналогично тому, что представлено стадиями 1—4 на рис. 77. В случае же обратного раздвижения магнитов  $N_1 S_1$  и  $N_2 S_2$  происходит разделение рассматриваемого общего контура магнитной линии на два обособленных контура аналогично последовательному переходу от стадии 4 к стадии 7 на рис. 77.

К сказанному о преобразованиях дымовых колец добавим еще следующее. Как процесс слияния, так и процесс разделения вихревых образований непосредственно связан с контактом таких двух участков вихрей, направления которых прямо противоположны (см. точки  $O$  на рис. 72 и 75). И в этом отношении мы встречаемся с полной аналогией тому, что происходит при описанных раньше преобразованиях магнитного потока (см. точки  $O$  на рис. 26—31, 34 и 40).

д. Опыты с преобразованием двух дымовых колец были проведены в основном с медленными кольцами. С такими же кольцами велись и наблюдения над преобразованием трех дымовых колец. Здесь также обнаружено слияние их в одно общее кольцо, носящее на себе следы трех бывших контактов в виде трех пограничных участков, отчетливо замечаемых иногда благодаря их сравнительно бледной окраске. Прежде чем результирующее вихревое кольцо окончательно примет устойчивую круговую форму, оно, как и в случае преобразования двух колец, быстро и сильно вибрирует подобно тому, что схематически представлено на рис. 78. Стадия 1 соответствует начальному расположению трех дымовых колец, между центрами которых в описываемых опытах было расстояние около 60 мм. После срастивания этих колец в один общий контур наблюдалась переходная стадия 2, характеризующаяся своей формой, которая напоминает равносторонний треугольник с притупленными углами.

В стадии 2 вершина треугольника оказывалась вверху. Затем получалось круглое кольцо (стадия 3) приблизительно тройного диаметра по сравнению с исходными дымовыми кольцами. Далее, вибрирующий контур вихря принимал треугольную форму с основанием наверху (стадия 4). Снова получалось круглое кольцо (стадия 5), в стадии 6 в общем повторялась та же форма, которая была в стадии 2, опять — кольцо (стадия 7), в стадии 8 — опять опрокинутый треугольник и т. д., пока вибрации, наконец, не затухали. Окончательно устойчивая форма круглого кольца обычно достигалась к моменту, когда энергия вихря оказывалась уже исчерпанной и он рассеивался, тем самым прекращая свое существование. Никаких обратных преобразований, т. е. разделения вибрирующего общего контура на обособленные дымовые кольца, в данном случае не удавалось наблюдать.

Были произведены еще опыты с преобразованием четырех рядом идущих дымовых колец в один общий контур. При этом обычно применялись быстрые дымовые кольца. Ничего существенно нового с четырьмя кольцами не наблюдалось. Без особых затруднений достигалось сращивание четырех вихревых колец в один контур. Иногда, вследствие некоторого различия скоростей поступательного движения, отдельные кольца

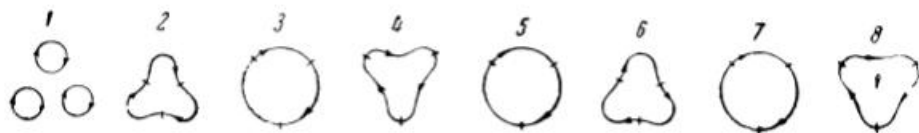


Рис. 78.

отставали от других или упреждали их, и тогда процесс преобразования ограничивался слиянием только двух или трех колец. В связи со сравнительно быстрым движением дымовых колец не удалось достаточно отчетливо подметить наличие вибраций, подобных тем, которые были наблюдаемы в случае слияния двух или трех колец (рис. 77 и 78). После слияния быстрых дымовых колец результирующий контур, казалось, сразу же принимает форму кольца.

е. В опытах с двумя дымовыми кольцами вопрос о возможности сращивания и разделения замкнутых вихрей принципиально был уже разрешен в положительном смысле. Поэтому экспериментирование с тремя и четырьмя дымовыми кольцами на первый взгляд может представляться совершенно излишним. Однако дело обстоит не совсем так. При слиянии трех или четырех вихревых колец мыслимо было ожидать наличия одного добавочного явления, которое по существу исключается в случае слияния двух таких колец, когда они срачиваются, полностью входя в получаемый общий контур как его части. Для того чтобы пояснить сказанное, рассмотрим внимательнее, какие именно участки преобразуемых трех или четырех вихревых колец могли войти в состав результирующего кольца, в действительности наблюдаемого.

За моментом взаимного контакта трех колец в точках  $O_1$ ,  $O_2$  и  $O_3$  (стадия А, рис. 79) непосредственно следует стадия В, соответствующая появлению уже сраченного общего контура  $I$ , который мы до сих пор, собственно говоря, только и имели в виду. Но совершенно очевидно, что участки  $a$ ,  $b$  и  $c$ , расположенные между точками контакта вблизи центра всей системы колец, не могли войти в состав контура  $I$ . В него вошло лишь по  $\frac{5}{6}$  от каждого исходного вихревого кольца, а участки  $a$ ,  $b$  и  $c$ ,

в сумме имеющие длину, равную половине одного из основных колец, также срастившись, должны были слиться и образовать второй замкнутый контур *II*, как это ясно видно на рис. 79 (стадия *B*). При этом контур *II* естественно оказывается направленным обратным контуру *I*.

Подобная же схема преобразований будет иметь место и при слиянии четырех вихревых колец. Четыре точки контакта  $O_1, O_2, O_3$  и  $O_4$  (рис. 80, стадия *A*) ограничивают участки *a, b, c* и *d*, находящиеся между данными точками вблизи центра. Каждый из этих участков представляет собою  $1/4$  вихревого кольца, подвергающегося преобразованию в рассматриваемом случае. Немедленно после контакта будем иметь стадию *B*, представленную на том же рис. 80. Здесь опять-таки мы имеем два самостоятельных вихревых контура *I* и *II*, причем участки *a, b, c* и *d* не вошли в состав

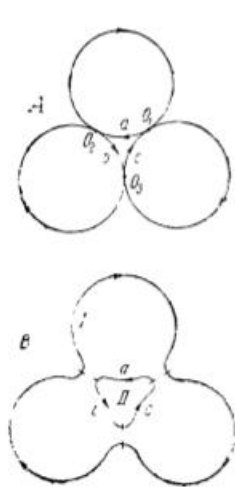


Рис. 79.

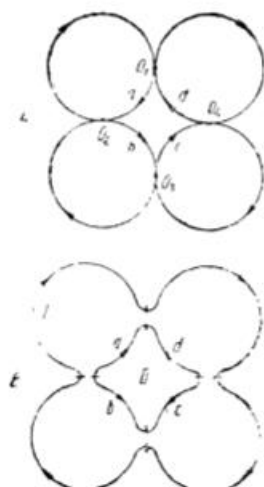


Рис. 80.

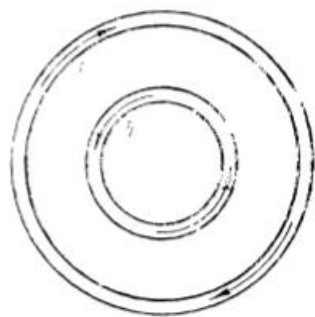


Рис. 81.

контура *I*, а срастались и слились в контур *II*. И в данном случае получившиеся обособленно два замкнутых вихря имеют взаимно противоположные направления.

Вообще всегда при подобном преобразовании произвольного числа вихревых колец, большего двух, должно получаться не одно результирующее кольцо, а два противоположно направленных контура вихрей *I* и *II* (рис. 81). При очень большом числе сращиваемых колец оба результирующих контура должны получаться почти одинаковых размеров.

В описанных опытах с тремя и четырьмя дымовыми кольцами не удавалось обнаружить внутреннего кольца *II*. Причина этого состоит, повидимому, в следующем. В центральной части системы сращиваемых 3 или 4 колец свободное пространство оказывалось весьма ограниченных размеров. Поэтому поступательное движение дымовых колец должно было сопровождаться увлечением воздуха в средней части системы. Образовавшееся после контактов дымовое кольцо *II* стремилось двигаться в обратном направлении. Указанное же увлечение воздуха в области появления кольца *II* могло принудительно удерживать его на месте, а возможные паразитные движения воздуха могли ускорить рассеяние его. В таком случае, вместо кольца *II*, должно было бы наблюдаться лишь некоторое дымовое облачко, остающееся на месте. Именно это

в ряде случаев и удавалось подметить. Надо полагать, что значительное увеличение числа сращиваемых дымовых колец, например экспериментирование с 10—20 кольцами, располагаемыми по окружности соответственно большого диаметра, позволило бы отчетливо наблюдать возникновение второго дымового кольца II. Невьзя себе представить, чтобы этого не произошло.

Указанные подробности процесса сращивания ряда вихревых колец интересны в том отношении, что они вполне аналогичны некоторым особым случаям преобразований магнитного потока. Об этом будет речь еще впереди, когда мы коснемся симметричных преобразований магнитного потока (см. §§ 35 и 37).

ж. Деление одного дымового кольца на два обособленных кольца с достаточной отчетливостью было наблюдеено в качестве обратного преобразования двух предварительно срастившихся колец (рис. 71—77). Для выяснения некоторых деталей процесса преобразования вихрей была сделана попытка осуществить деление дымового кольца еще иным способом.

Как уже указывалось выше, согласно выводам Гельмгольца, вихревое кольцо в безграничной „идеальной“ жидкости ни в коем случае не может претерпевать разрыва. Но в случае дымового кольца в воздухе подобного рода разрыв возможен и притом так, что данный вихрь будет продолжать существование, сохраняя свои наиболее существенные черты. Можно, например, разрезать дымовое кольцо на две части и отдельно наблюдать две образовавшиеся вихревые нити при условии, что они своими концами будут опираться на поверхность какого-либо твердого тела, скользя по этой поверхности. И затем возможно вновь срастить соответствующие концы этих незамкнутых вихрей и восстановить замкнутое вихревое кольцо.

Это легко показать непосредственно на опыте, если на пути перемещающегося дымового кольца расположить, например, лист бумаги в направлении поступательного движения данного кольца так, чтобы острый край бумаги приходился как раз по диаметру кругового контура кольца. Тогда дымовое кольцо разрежется листом бумаги пополам. Четыре конца образовавшихся двух вихревых нитей будут скользить по поверхности бумаги. Сойдя с нее, они срастятся и снова образуется прежнее вихревое кольцо.

В описываемом опыте возможно, однако, придать такую форму приспособлению, разрезающему кольцо, что в то время, как четыре конца обеих половин дымового кольца скользят по искривленным поверхностям этого приспособления, два конца каждой половины будут попарно сближаться между собой и вместе с тем несколько отодвигаться от концов другой половины. При таких условиях по миновании указанного приспособления, разрезавшего дымовое кольцо пополам, и после схождения половин кольца с него оказывается, что концы каждой из этих половин вынуждены теперь попарно соединяться друг с другом, вследствие чего образуются уже два отдельных дымовых кольца соответственно меньших размеров.

При постановке подобного опыта было испробовано несколько вариантов приспособления, которое могло бы, произведя разрезание дымового кольца пополам, обусловить указанные смещения концов вихревых нитей. На рис. 82 изображен один из наиболее подходящих вариантов режущего приспособления (а) и показан угол расхождения (б) двух изогнутых поверхностей для ряда горизонтальных сечений (1—5) этого приспособления. Оно в основном состоит из двух листов бумаги,

склеенных вдоль криволинейного края (см. слева) и так изогнутых, что угол их расхождения оказывается не одинаковым в различных горизонтальных сечениях. Наименьший угол соответствует среднему сечению (3). По краям, вверху и внизу, угол сделан значительно большим (1 и 5). В промежуточных сечениях (2 и 4) угол имеет некоторую среднюю величину. Всё режущее приспособление, высотой около 100 мм, поддерживается вертикальной стойкой.

Опыт удавался лучше всего с очень медленным дымовым кольцом, диаметром около 60 мм, которое может, между прочим, генерироваться при помощи трубки, имеющей конструкцию, показанную на рис. 65. Очень полезно было применение манжеты, надетой на конец трубки (рис. 66).

Рис. 83 представляет собой (в плане) схему эксперимента с разрезанием одного дымового кольца пополам и образованием из этих половинок двух меньших колец. Здесь  $S$  есть разрезающее приспособление. Неразделенное дымовое кольцо  $A$  изображено пунктиром. Образовавшиеся

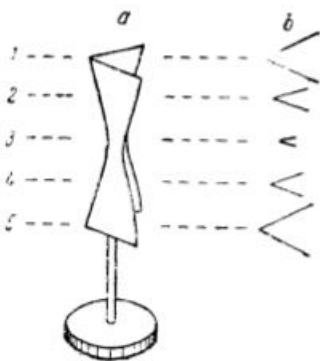


Рис. 82.

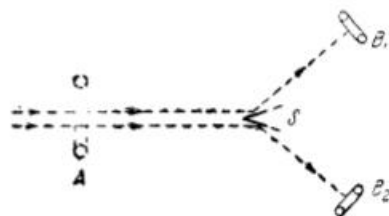


Рис. 83.

меньшие кольца  $B_1$  и  $B_2$  отклоняются в стороны от направления поступательного движения большего кольца  $A$ . Пунктиром же показаны пути движения всех трех колец. При спокойном состоянии воздуха и при надлежащем подборе других условий опыта он легко повторялся и допускал отчетливое наблюдение получаемого результата.

То, что было наблюдеено в описанном опыте (рис. 83), само по себе, конечно, ни в коей мере не соответствует реальным условиям преобразования магнитных линий и, казалось бы, имеет мало общего с преобразованиями магнитного потока. Однако этот опыт всё же представляет известный интерес в теоретическом отношении. Во-первых, он до некоторой степени проливает свет на возможные детали того процесса быстрого перераспределения концов вихревых нитей, о котором мы говорили выше, рассматривая момент контакта двух противоположно направленных участков одной и той же или двух разных вихревых нитей. Во-вторых, опыт этот еще раз подтверждает легкость, с которой вихревые кольца вообще могут подвергаться разного рода деформированиям. В-третьих, он весьма наглядно доказывает большое стремление всякой вихревой нити образовывать замкнутый контур путем сращения ее концов в случае их обнажения. Концы вихревых нитей стремятся, так сказать, присосаться один к другому, когда вращательное движение в них оказывается согласованным, а это всегда имеет место в случае двух концов одной и той же вихревой нити. Наконец, в-четвертых, опыт

позволяет несколько углубиться в физический смысл важного положения, к которому Гельмгольц пришел чисто математическим путем и которое гласит о принципиальной замкнутости контура вихревой нити в *безграничной* „идеальной“ жидкости, т. е. в условиях, когда отсутствуют какие-либо границы *непрерывной* жидкой среды, на которых могли бы заканчиваться концы вихря. Действительно, при таких условиях полностью устраняется какая бы то ни было возможность самопроизвольного обнажения концов вихря. Тем самым обеспечивается совершенная непрерывность контура вихревой нити.

з. Итак, в ряде вышеописанных опытов мы встретились с аналогиями преобразований магнитного потока. Были констатированы сращения и разделения замкнутых вихревых нитей в воздухе. И всё это проявлялось не в виде каких-либо слабых намеков, но с большой отчетливостью и в форме, не оставляющей никаких сомнений в действительном характере наблюдаемого процесса. Может возникнуть один только вопрос: были ли эти преобразования непрерывными? Иными словами, насколько далеко и глубоко идет рассмотренная аналогия тех преобразований магнитных линий (трубок магнитной индукции), которые составляют, повидимому, сущность всякого электромагнитного процесса? Ведь принимая во внимание принцип непрерывности магнитного потока, мы должны считать всевозможные преобразования магнитного потока *непрерывными*.

Есть полное основание утверждать, что в условиях, когда вихри всё время пребывали в воздухе и не встречали на своем пути каких-либо твердых тел, на поверхность которых могли бы опираться концы вихревой нити, преобразования дымовых колец, наблюдавшиеся в опытах, были действительно непрерывными. Они были непрерывными в том смысле, как это было разъяснено в § 27, посвященном непрерывным преобразованиям замкнутых пространств.

Таким образом, в преобразованиях дымовых колец можно усматривать полную сходственность с преобразованиями магнитных линий, которые с точки зрения Максвелла следует трактовать именно в качестве замкнутых вихревых нитей в безграничном эфире, непрерывно заполняющем всё мировое пространство.

Закончим настоящий параграф словами Ньютона, которые были уже цитированы ранее в главе III (см. § 22):

„... не следует также уклоняться от сходственности в природе, ибо природа всегда и проста и всегда сама с собой согласна“.

### § 30. Выводы по вопросу о природе магнитного потока, вытекающие из опытов с дымовыми кольцами

Результаты опытов, описанных в предыдущем параграфе, в совокупности со всем, что известно о свойствах магнитного потока, позволяют сделать некоторые дополнительные указания по вопросу о природе процессов, происходящих в магнитном поле, и подвести итоги ряда соображений, которые до сих пор носили в известной мере предположительный характер.

Опыты с преобразованием дымовых колец в воздухе имели целью обнаружить хотя бы намеки на нечто, соответствующее процессам, наблюдаемым в разного рода магнитных и электромагнитных явлениях. Однако до известной степени неожиданно результаты этих опытов оказались столь отчетливыми и определенными, что в них, быть может, позволительно видеть нечто большее, чем простое формальное сходство с преобразованиями магнитного потока.

Дело в том, что если магнитный поток действительно должен рассматриваться в качестве подлинной физической реальности, — а в этом не может быть никаких сомнений, — то мыслимы, повидимому, только две возможности в отношении каких-либо предположений о природе магнитного потока, т. е. о специфической форме пространственных перемещений материи, которые присущи, конечно, магнитному потоку, как и всякой иной физической реальности (см. § 3 Главы I). Либо магнитный поток, принципиально обладающий свойством непрерывности, аналогичен потоку некоторой жидкости и тогда трубки магнитной индукции (магнитные линии) должны быть во всем подобны струям несжимаемой жидкости, не обладающей вязкостью. Либо справедливо предположение Максвелла о том, что элементарные составляющие магнитного потока представляют собой вихревые нити в жидкости, лишенной вязкости (в эфире). Что-либо третье трудно себе представить.

Первое предположение само собой отпадает, как не выдерживающее никакой критики. Грубо элементарной была бы попытка усматривать в стремлении магнитного полюса перемещаться вдоль магнитных линий — результат увлечения этого полюса струями поступательно двигающегося эфира. Если бы всё было так просто, то несомненно подобное же увлечение наблюдалось бы и в ряде других случаев, когда в магнитном поле оказываются расположенными сколь угодно малые тела, состоящие, например, из парамагнитного вещества, т. е. из вещества, которое вообще подвержено весьма заметному влиянию со стороны магнитного поля. Никакое микрофизическое явление не говорит в пользу предположения о течении какой-либо особой жидкости вдоль магнитных линий. Наконец, то обстоятельство, что северный магнитный полюс стремится двигаться в одном направлении, а южный полюс — в прямо противоположном направлении, заставляет искать какого-то другого объяснения наблюдаемых в магнитном поле движений.

Что же касается второго предположения, то здесь дело обстоит совершенно иначе. Мы уже имели случай упоминать об открытом Фарадеем явлении магнитного вращения плоскости поляризации света (см. § 5 Главы I). Как известно, В. Томсон (Кельвин) и Максвелл пришли к заключению, что это явление свидетельствует о наличии в магнитном поле некоторых вращательных движений. В „Трактате об электричестве и магнетизме“ Максвелл, анализируя магнитное вращение плоскости поляризации света, специально останавливается на рассмотрении данного явления с точки зрения, признающей, что в магнитном поле мы действительно имеем дело именно с вихревой формой движения материи.<sup>1</sup>

Кроме того, в ряде своих не совсем доведенных до логического конца работ, посвященных механизму электромагнитной индукции, Максвелл<sup>2</sup> по существу рассматривал действие некоторых особых вихревых образований в лишенной вязкости среде на проводник,двигающийся поперек этих вихревых образований, и пришел к результатам, которые следует признать в общем подтверждающими мысль о вихревой природе магнитных линий. Наконец, и что особенно важно, у магнитных линий, повидимому, нет таких свойств, которые выходили бы за пределы возможных свойств вихревых нитей в „идеальной“ жидкости, теоретически изученных Гельмгольцем. Целый ряд соображений подобного рода является очень веским доводом в пользу предположения, что в магнит-

<sup>1</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, §§ 822—831: „On the Hypothesis of Molecular Vortices“.

<sup>2</sup> Maxwell. Phil. Mag., 1861, vol. XXI, p. 161, and 1862, vol. XXIII, p. 12.

ном поле мы встречаемся именно с проявлениями вихревых движений эфира.

Однако, как мы отмечали уже раньше (§ 29), Гельмгольц в своих исследованиях, посвященных вихревому движению, не затрагивал вопроса о мыслимых преобразованиях вихревых колец путем их сращивания или деления. В этом отношении оставался некоторый пробел, который до известной степени и был восполнен опытами, описанными в предыдущем параграфе. Эти опыты с дымовыми кольцами свидетельствуют о полном сходстве всех стадий преобразования замкнутых вихревых нитей в воздухе с соответствующими стадиями преобразований магнитного потока. Сращивание и деление дымовых колец протекает тем же путем, как, надо полагать, происходят сращивания и слияния, а также разделения магнитных линий. В случае вихревых нитей мы встречаемся во всех подробностях с тем же, что необходимо приписать магнитным линиям, подвергающимся процессу преобразования.

*Результаты экспериментирования с дымовыми кольцами необходимо рассматривать в качестве еще одного, и притом не достававшего, звена в цепи доказательств большого правдоподобия идеи о вихревой природе магнитного потока.*

*Итак, насколько позволяет судить вся совокупность разнообразных опытных данных, такое представление о характере процессов, совершающихся в магнитном поле, вполне соответствует действительности.*

### § 31. Основная стадия в процессах сращивания и разделения магнитных линий

а. Приведенные в § 26 примеры преобразований магнитного потока дали нам повод высказать некоторые суждения об особенностях этих преобразований и показать, что отмеченное еще Фарадеем сращивание и слияние магнитных линий в один общий контур есть процесс, весьма часто встречающийся в области явлений магнитных или электромагнитных. Не менее часто наблюдается и обратный процесс разделения одной магнитной линии на два самостоятельных контура. Только иногда, повидимому, может идти речь о том, что преобразование магнитного потока ограничивается простым деформированием магнитных линий.

Рассмотрим теперь подробнее главнейшую стадию таких преобразований магнитного потока, которые сопровождаются изменением структуры контуров магнитных линий, т. е. их сращиванием или разделением. В отличие от простого деформирования магнитных линий будем называть подобного рода преобразования *структурными*.

При внимательном обследовании вопроса о том, как именно могут осуществляться сращивания и разделения магнитных линий, оказывается, что эти процессы, хотя мы и воспринимаем их как прямо противоположные, в действительности внутренне едины. В них есть общий основной момент. Указанные процессы, по своим результатам обратные друг другу, имеют то общее, что и сращивание и разделение магнитных линий предваряются одним и тем же моментом контакта между какими-либо участками магнитных линий, направленными в противоположные стороны. Такой контакт есть *основная стадия* всякого структурного преобразования магнитных линий.

Приходящие в контакт участки могут принадлежать ранее совершенно обособленным контурам магнитных линий или же могут входить в состав

одной и той же магнитной линии. В первом случае в результате структурного преобразования получится сращивание и слияние двух независимых контуров магнитных линий в один общий контур. Во втором случае произойдет разделение одной магнитной линии на два вполне обособленных контура.

И при описании ряда рассмотренных выше случаев структурных преобразований магнитного потока (§ 26), и при описании всех тех аналогий непрерывного преобразования магнитного потока, с которыми мы уже познакомились в §§ 28 и 29, мы неоднократно подчеркивали, что в ходе этих преобразований имеют существенное значение процессы, происходящие в непосредственной близости к особенной точке  $O$  или, можно даже сказать, в самой точке  $O$  (рис. 26—31, 34, 40; рис. 72, 75, 79 и 80). Во всех указанных случаях около точки  $O$  оказывались сближенными и рядом расположенными те элементы объема, в которых происходят физические процессы противоположного направления. Теснейший же контакт в точке  $O$  или наложение в этой точке двух физических процессов, направленных обратно друг другу, неминуемо и безусловно должны иметь следствием взаимное ослабление их в точке  $O$  и в непосредственной близости к этой особенной точке  $O$ . Здесь всегда в таких случаях происходит нечто, подобное интерференции света, когда при совмещении двух очень тонких пучков света, в которых процессы волнового характера находятся в прямо противоположных фазах, получается не усиление света, а ослабление его и даже полное исчезновение, если интенсивности интерферирующих пучков света были тождественны. В зависимости от природы рассматриваемых явлений самый механизм подобного ослабления результирующего физического процесса в точке  $O$  или, скажем, механизм интерференции (в общем смысле этого слова) может быть весьма различен. Всегда, однако, при этом необходимо иметь в виду следующее. Совершенно неправдоподобно предположение, будто бы существует хоть какое-либо физическое явление, которое не включало бы в себе в той или иной форме пространственных перемещений материи, соответствующих специфике данного явления. Подобных физических явлений в природе нет. Следовательно, противоположно направленные физические процессы должны, конечно, различаться между собою направлением указанных пространственных перемещений материи. В связи с этим необходимо прийти к заключению, что при контакте в особенной точке  $O$ , т. е. во время протекания основной стадии структурного преобразования магнитных линий или иных направленных физических реальностей, происходит наложение пространственных перемещений материи, обладающих равными и противоположными скоростями. Иначе затруднительно представить себе не формальную сторону, а самую сущность всякого процесса интерференции. Само собой разумеется, что при этом, как и в случае интерференции света, происходит объемное перераспределение энергии, связанной с рассматриваемым физическим процессом, так что никакого нарушения закона сохранения энергии не может быть. В результате устанавливается некоторое новое состояние преобразовавшейся системы физических реальностей. В соответствии с предоставляющимися возможностями движение продолжается в новой комбинации элементарных пространственных перемещений материи, с сохранением характерных особенностей физического процесса в целом. Такова общая схема всех структурных преобразований, о которых мы говорили до сих пор.

Сделаем еще несколько замечаний по поводу неустойчивого состояния преобразующейся системы в момент контакта в точке  $O$ . В некоторых

случаях это наблюдается весьма отчетливо. Ради иллюстрации той неустойчивости, о которой идет речь, остановимся на примере преобразования двух капель жидкости в одну каплю большего размера. Хотя данный случай и не относится непосредственно к тому разряду непрерывных преобразований, которым мы особенно интересуемся, но он очень характерен в смысле неустойчивости. В момент контакта двух капель жидкости вся система приходит в состояние крайне неустойчивого равновесия и не может длительно пребывать в нем. Капли стремятся быстро слиться в одну общую каплю бóльших размеров. То же наблюдается и при обратном процессе деления большей капли на две меньшие. Растягивание капли сопровождается образованием перехвата или шейки (см. рис. 49), быстро сужающейся и в пределе переходящей в точку контакта выделившихся двух частей первоначальной капли (рис. 50). Затем обычно следует нарушение контакта и разрыв. Образуются две меньшие капли. В момент контакта система капель вообще всегда находится в состоянии неустойчивого равновесия. Если исходить от момента контакта, то можно представить себе и дальнейшее слияние капель в одну и дальнейшее разделение на две капли. Всё зависит от направления процесса преобразования.

Подобное же состояние весьма неустойчивого равновесия в момент контакта наблюдалось и во время опытов со структурным преобразованием дымовых колец, когда мы имели дело со случаем, вполне аналогичным непрерывному преобразованию магнитных линий. Самый контакт происходит столь быстро, что нет никакой возможности непосредственно глазом проследить всё, что при этом совершается. Такое быстрое протекание стадии контакта в свое время уже отмечалось при описании опытов с дымовыми кольцами. В этой стадии вихревые кольца не могли оставаться сколько-нибудь длительно. Это особенно ясно наблюдалось, когда вибрировало вихревое кольцо, получившееся в результате слияния двух меньших колец (рис. 77). Сильно вытягивавшееся кольцо, повидимому, иногда образовывало контакт в месте перехвата, т. е. там, где могли вступить в соприкосновение противоположно направленные участки вихревой нити. И в зависимости от чисто случайных движений воздуха немедленно же после контакта либо вновь восстанавливалось большее кольцо, либо происходило разделение на два малых дымовых кольца. Никогда при этом не наблюдалось, чтобы вихревые кольца в течение заметного промежутка времени двигались поступательно в условиях сохранения контакта.

Только в некоторых особых случаях, например при преобразовании цепи электрического тока (рис. 58—61), стадия контакта в одной точке может принудительно сохраняться сколь угодно долго. Но ведь в данном случае преобразования физического процесса (электрического тока) полностью подчиняются соответствующим деформированиям проводящего контура.

6. После этих предварительных замечаний общего характера остановим наше внимание на схематической картине силовых линий магнитного поля двух сближенных магнитов  $N_1 S_1$  и  $N_2 S_2$  (рис. 84). Одна из этих силовых линий, отмеченная буквами  $a$ , особо выделена, будучи проложенной пунктиром. Как известно, под силовыми линиями в случае магнитного поля разумеют линии вектора магнитной силы  $H$ . В среде однородной и изотропной, в данном случае — в воздухе, та же картина иллюстрирует и распределение линий вектора магнитной индукции  $B$  или, точнее сказать, магнитных линий, поскольку мы будем говорить именно о физически существующих нитеобразных составляющих магнитного потока. В воздухе

обе эти системы линий, характеризующие поле с различных точек зрения, в основном имеют и тот же вид. Вследствие этого нередко допускают ошибку, говоря о силовых линиях, когда надо иметь в виду магнитные линии. Часто забывают о принципиальном различии между понятиями силовой линии и магнитной линии. Термин „силовая линия“ имеет чисто геометрическое значение. Вообще говоря, мы можем строить в магнитном поле бесконечно большое число силовых линий. Какие-либо ограничения в этом отношении не имеют определенного физического смысла и бесполезны при изучении реальных процессов, происходящих в магнитном поле. Термином же „магнитная линия“ мы обозначаем обычно единичные трубки магнитной индукции или, в особых случаях, элементарные составляющие магнитного потока, предполагая при этом, конечно, что из контекста ясно, о чем именно идет речь. В том и другом случае количество магнитных линий должно строго соответствовать процессу, действительно происходящему в магнитном поле. Каждая элементарная магнитная линия представляет собою совершенно определенную физическую реальность.

Кроме указанного различия двух рассматриваемых систем линий, внешне весьма схожих, есть между ними еще одно весьма существенное различие. Дело в том, что через особенную точку  $O$  (рис. 84) проходит силовая линия  $a$ , обе ветви которой пересекаются в этой точке. Путем точного расчета можно показать, что в особенной точке  $O$  всегда будут соблюдаться следующие соотношения:

$$H=0,$$

$$B=0.$$

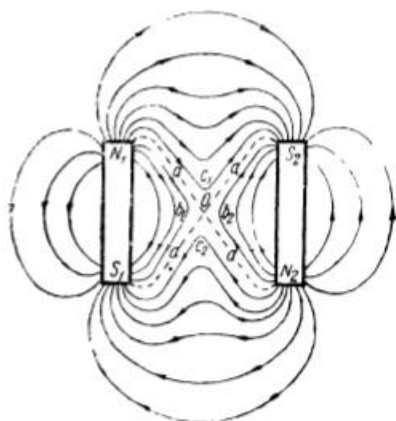


Рис. 84.

Это весьма важное обстоятельство объясняется тем, что у точки  $O$  сближаются и интерферируют физические процессы взаимно противоположного направления. Как ясно видно на рис. 84, участки линий  $b_1$  и  $b_2$ ,  $c_1$  и  $c_2$  вблизи точки  $O$  попарно имеют обратные направления.

Силовую линию  $a$  мы всегда можем мыслить обеими своими ветвями проходящей через точку  $O$ . Рассуждая чисто формально, мы, казалось бы, должны полагать, что через ту же точку  $O$  может проходить и некоторая магнитная линия, геометрически совпадающая с силовой линией  $a$ . Однако с точки зрения существа физического процесса, происходящего в магнитном поле, мы в таком случае вступаем в конфликт с принципом непрерывности магнитного потока, если допускаем, что какая-либо магнитная линия проходит через точку  $O$ , в которой

$$B=0.$$

Ведь это значило бы, что в точке  $O$  магнитная линия претерпевает разрыв. Но это физически невозможно. На всем протяжении магнитной линии в любой точке магнитная индукция  $B$  должна иметь какое бы то ни было конечное значение, хотя бы и очень малое. Следовательно, необходимо признать, что никакая реально существующая магнитная

линия (элементарная трубка магнитной индукции) не может проходить через точку  $O$ , в которой пересекаются две ветви силовой линии  $a$ .

В связи со всем сказанным протекание основной стадии всякого структурного преобразования магнитного потока, т. е. стадии контакта в особенной точке  $O$  двух противоположно направленных участков различных магнитных линий или одной и той же магнитной линии, можно представить себе в следующем виде.

В случае уменьшения расстояния между магнитами  $N_1 S_1$  и  $N_2 S_2$  (рис. 84) магнитные линии, подобные линиям  $b_1$  и  $b_2$  и представлявшие собой обособленные контуры, беспредельно приближаются к контуру силовой линии  $a$  и вступают в контакт в точке  $O$ . В этот момент их интерференция в точке  $O$  сопровождается сращиванием двух контуров данных магнитных линий и слиянием в один общий контур, подобный магнитной линии  $c_1 c_2$ , проходящей в рассматриваемом случае сквозь оба магнита. В течение ничтожно малого промежутка времени протекания основной стадии преобразования начальные магнитные линии успевают пройти через контур силовой линии  $a$ , на момент с ним совпадая, и перекидываются на другую сторону этого контура, образуя дальше одну сплошную магнитную линию типа  $c_1 c_2$ .

В случае же увеличения расстояния между магнитами  $N_1 S_1$  и  $N_2 S_2$  под влиянием бокового распора в системе магнитных линий сближаются участки  $c_1$  и  $c_2$ , принадлежащие одной и той же магнитной линии, до контакта в точке  $O$ , причем эта магнитная линия стремится расположиться вдоль контура силовой линии  $a$  и перебрасывается затем на другую сторону этого контура одновременно с преобразованием у точки  $O$  в две обособленные магнитные линии типа  $b_1$  и  $b_2$ .

В обоих случаях структурного преобразования магнитных линий, т. е. при их сращивании и при их разделении, основная стадия происходящего явления по существу одна и та же. Это есть контакт в точке  $O$ , сопутствуемый интерференцией двух физических процессов, направленных в разные стороны. И во всё время протекания описываемой основной стадии концы магнитных линий не обнажаются, принцип непрерывности магнитного потока не нарушается и вместе с тем в особенной точке  $O$ , вообще говоря, имеем:

$$B = 0.$$

Таким образом, прохождение магнитных линий через контур силовой линии  $a$  и частичное совпадение с ним всегда сопровождаются их структурным преобразованием у точки  $O$ . Только во время этого движения магнитных линий различные точки силовой линии  $a$  могут совмещаться с ними. В статическом же состоянии системы магнитных линий такое совмещение невозможно.

в. Рассматривая основную стадию процесса сращивания и разделения магнитных линий, мы не делали никаких оговорок относительно масштабов этого процесса. Но, конечно, речь шла о структурном преобразовании реально существующих элементарных трубок магнитной индукции (элементарных магнитных линий), поперечные размеры которых, вообще говоря, необходимо считать очень малыми.

Совершенно несомненно, что основная стадия структурного преобразования магнитного потока протекает у особенной точки  $O$  как некоторое явление микрофизического порядка. Всё это по своим масштабам сравнимо с тем, что совершается в области внутриатомных явлений, где роль элементарных магнитных потоков и их преобразований, надо полагать, весьма велика. Однако до сих пор последнее обстоятельство, к сожалению,

нию, еще не привлекло к себе достаточного внимания со стороны изучающих внутриатомные процессы.

В связи со всем сказанным выше возникает еще один вопрос, относящийся к области микрофизики. Дело в следующем. Если в статическом состоянии никакая магнитная линия не может совмещаться с силовой линией  $a$  (рис. 84), то отсюда вытекает кажущееся разногласие такого рода. Вне особенной точки  $O$  в различных иных точках кривой  $a$  магнитная сила  $H$  может иметь любое конечное значение. Казалось бы, что в этих точках должна иметь конечное значение и величина магнитной индукции  $B$ . Между тем, отсутствие магнитных линий, совмещающихся с кривой  $a$ , как бы противоречит допущению конечного значения магнитной индукции  $B$  в рассматриваемых точках. Но суть дела в том, что по своему физическому смыслу величина  $B$  представляет собою не что иное, как плотность распределения магнитных линий в пространстве. Следовательно, магнитной индукцией мы называем некоторую усредненную величину, которую мы, лишь в таком понимании ее, и можем обычно относить к какой-либо точке пространства. Если же под  $B$  разуметь не усредненную величину, а характеристику магнитного процесса в строго определенной точке, то мы можем получать весьма различную величину магнитной индукции  $B$ , переходя от точки к точке поперек направления магнитных линий. Так должно быть по причине дискретности физически существующих элементарных трубок магнитной индукции (элементарных магнитных линий). В данном случае всё происходит совершенно аналогично объемной плотности электричества. Это также есть некоторая усредненная величина, численно равная количеству дискретных электрических зарядов, соответствующих заряду электрона и приходящихся на единицу объема. В микрофизических же масштабах, переходя от точки к точке, мы можем иметь весьма различную величину плотности электричества, колеблющуюся в широких пределах. Всё это относится к области условности математической трактовки физических явлений, когда мы иногда отвлекаемся от дискретности реальных элементарных объектов и оперируем с некоторыми усредненными величинами.

г. Схема с двумя сближаемыми и раздвигаемыми магнитами (рис. 34) строго соответствует тому, что имел в виду Фарадей, когда формулировал свои положения, касающиеся преобразований магнитного потока (§ 25). Эта схема позволила нам проанализировать основную стадию структурного преобразования магнитных линий. Результаты, к которым мы пришли, имеют совершенно общий характер. Представляется в высокой степени вероятным, что во всех без исключения случаях структурных преобразований магнитного потока рассмотренная основная стадия составляет сущность происходящего процесса. Иногда кажутся не вполне отчетливыми общие условия и место протекания основной стадии преобразований. Но всегда при внимательном рассмотрении это можно выяснить. Вместе с тем необходимо иметь в виду, что до сих пор мы сосредоточивали внимание лишь на картине структурных преобразований магнитного потока, происходящих в какой-либо одной плоскости. В действительности же этот процесс может протекать и нередко протекает в объеме трехмерного пространства, не укладываясь всеми своими частями в строго определенную плоскость.

Рассмотрим в виде примера случай двух взаимно перпендикулярных систем магнитных линий, которые расположены в различных плоскостях и постепенно сближаются. На рис. 85 сплошными стрелками изображены магнитные линии, лежащие, например, в плоскости чертежа, а пунктирными стрелками представлены перпендикулярные им магнитные линии,

лежащие в некоторой иной плоскости, параллельной первой. При рассмотрении данного случая, как и в ряде других случаев преобразования магнитного потока, необходимо еще принять во внимание сопутствующее деформирование сближаемых частей магнитных линий. Раньше мы останавливались на вопросе о боковом распоре в системе магнитных линий, одинаково направленных (§ 23 Главы III). В связи с наличием такого рода сил ближайшие участки двух различных магнитных линий, расположенных под некоторым углом одна к другой и одинаково направленных по отношению к вершине этого угла, стремятся повернуться так, чтобы угол между ними стал еще больше. Угол же между противоположно направленными участками становится при этом меньше. В результате, взаимно перпендикулярные магнитные линии будут соответственным образом искривляться в местах сближения, и здесь образуются очень малые участки (микрофизического масштаба), в которых оказываются противоположно направленные магнитные процессы. Это и показано грубо

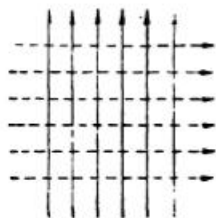


Рис. 85.

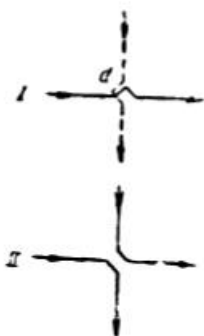


Рис. 86.



Рис. 87.

схематически на рис. 86 (позиция I) для случая двух выделенных взаимно перпендикулярных магнитных линий. Вследствие интерференции магнитных процессов в области  $d$  при сближении их до контакта структурное преобразование рассматриваемых двух магнитных линий приведет к пересоединению их частей и к появлению двух же магнитных линий, но иной формы (рис. 86, позиция II). Подобного рода сращивания произойдут во всей сложной системе магнитных линий, представленной на рис. 85, и в конце концов, после соответствующего выпрямления получившихся искривлений благодаря продольному тяжению магнитных линий, мы придем к картине, изображенной на рис. 87. Итак, сращивание и слияние двух взаимно перпендикулярных групп магнитных линий приводят, следовательно, к одной результирующей системе магнитных линий, наклоненных под некоторым углом по отношению к исходным магнитным линиям.

Мы не будем останавливаться на других возможных частных случаях сращивания и слияния магнитных линий, а также на различных мыслимых случаях их разделения. Всегда это должно осуществляться путем некоторого деформирования и местного искривления магнитных линий, в результате чего могут приходиться в контакт их противоположно направленные участки. Во всех этих случаях в той или иной форме играет существенную роль рассмотренная основная стадия структурных преобразований магнитного потока.

### § 32. Преобразования магнитного потока в процессе электромагнитной индукции тока

Фарадей, изучая открытое им явление электромагнитной индукции тока и анализируя обстановку опыта, пришел к заключению, что в данном случае особо существенную роль играет непосредственное взаимодействие проводника с системой магнитных линий внешнего поля, поперек которого он движется. Этот процесс Фарадей описывал как „пересечение“ физически существующих нитеобразных составляющих магнитного потока перемещающимся проводником. После всего того, что было сказано вообще о преобразованиях магнитного потока, представляется возможным вскрыть некоторые подробности того, как протекает явление электромагнитной индукции тока, и выяснить, в каком смысле надо понимать „пересечение“ магнитных линий проводником.

Оставляем пока без рассмотрения начальную стадию возникновения электрического тока в проводнике. Предположим, что некоторый достаточно сильный ток, индуктируемый в замкнутой цепи, уже течет в ней. На схематическом рис. 88 прямолинейный участок проводника, входящий в состав этой цепи, изображен расположенным нормально к плоскости чертежа. Условимся, что ток в нем течет в направлении от нас за плоскость чертежа (показано крестиком). Допустим затем, что данный участок проводника перемещается слева направо поперек внешнего магнитного потока, исходящего из полюса  $N$  и входящего в полюс  $S$ . Само по себе наличие тока в проводнике обуславливает соответствующее искривление магнитных линий в рассматриваемом поле. Об этом мы уже говорили раньше (§ 26, рис. 39 и 40). Для принятого взаимного расположения проводника с током и полюсов  $N$  и  $S$  на рис. 88 пунктиром изображена силовая линия  $a$ . Обе ветви ее пересекаются в особенной точке  $O$ , в которой и магнитная сила  $H$  и магнитная индукция  $B$  равны нулю. Ради упрощения дальнейших рассуждений из всего внешнего магнитного потока выделяем всего несколько магнитных линий, в данном случае восемь, особо пронумерованных. На этих магнитных линиях и сосредоточим теперь наше внимание.

Как показано на рис. 88, магнитная линия 1 уже „пересечена“ проводником, движущимся слева направо. Эта магнитная линия помещается вся полностью влево от проводника. Магнитные же линии 2—8, деформированные в большей или меньшей степени, обходят проводник справа и еще не „пересечены“. При этом магнитная линия 2 сильно искривлена и находится в состоянии, непосредственно предшествующем полному сближению ее противоположно направленных участков  $b_1$  и  $b_2$ , расположенных по обе стороны от точки  $O$ . При некотором дальнейшем продвижении проводника вправо произойдет контакт участков  $b_1$  и  $b_2$  в точке  $O$  и переключение частей данной магнитной линии 2, т. е. она претерпит основную стадию своего структурного преобразования. В результате получится разделение магнитной линии 2. Основная ее часть, связанная с полюсами  $N$  и  $S$ , полностью располагается теперь с левой стороны от проводника, т. е. она уже „пересечена“ проводником (рис. 89). Отделившись же от магнитной линии 2 и совершенно обособившись от нее магнитное звено оказывается наизыбыточным на проводник, в дополнение к изображенному здесь первому звену, которое можем считать ранее отпочковавшимся таким же образом от магнитной линии 1. В связи

положение, показанное на рис. 89. Здесь уже магнитная линия 3 в свою очередь принимает сильно искривленную форму, предшествующую основной стадии преобразования, которому должна подвергнуться и эта магнитная линия при продолжении движения проводника вправо и при контакте ее участков  $c_1$  и  $c_2$  в точке  $O$ . На рис. 90 показано общее расположение магнитных линий в рассматриваемой системе после окончания структурного преобразования магнитной линии 3, когда от нее отпочковалось третье магнитное звено, опять-таки нанизавшееся на проводник, а основная часть этой магнитной линии 3 уже „пересекла“ таким образом проводник и перекинулась справа от проводника влево от него. Обходят проводник справа еще магнитные линии 4—8.

Преобразования, подобные только что описанным, должны претерпеть все магнитные линии основного внешнего потока, „пересекаемые“ движущимся слева направо проводником, по которому течет индуктируемый ток. От каждой из них должно отпочковываться по одному

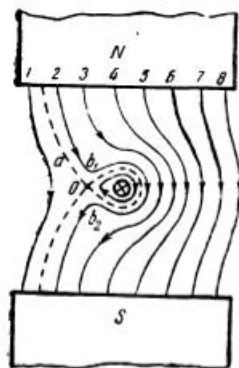


Рис. 88.

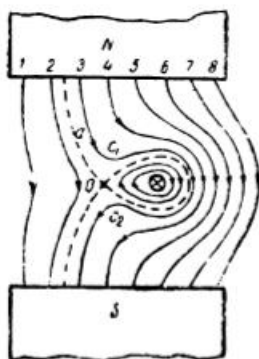


Рис. 89.

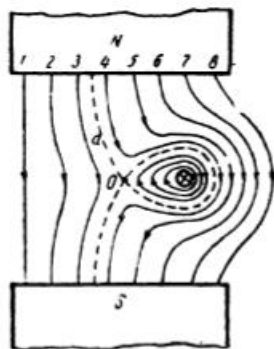


Рис. 90.

магнитному звену, нанизывающемуся на контур рассматриваемой замкнутой цепи. Иначе представить себе этот процесс невозможно, если придерживаться фарадеев-максвелловских взглядов на общий характер и на природу магнитных явлений. Это есть совершенно необходимое следствие из всего, что было сказано по поводу свойств магнитного потока как физической реальности. Вместе с тем можно полагать, что во всех без исключения случаях индуктирования тока необходимо так или иначе считаться со схемой, которая была иллюстрирована рис. 88—90. Всегда, когда в процессе электромагнитной индукции проводник, входящий в состав замкнутой цепи и несущий достаточно сильный ток, движется поперек внешнего магнитного потока, от этого последнего будут отпочковываться магнитные звенья, нанизывающиеся на контур цепи. Образующиеся магнитные звенья присоединяются к потоку самоиндукции рассматриваемой замкнутой цепи. При этом, конечно, совершенно безразлично, движется ли проводник, или он неподвижен, а движется внешний магнитный поток. Важно лишь наличие их относительного перемещения.

При отпочковывании магнитных звеньев магнитные линии внешнего потока оказываются перебросившимися с одной стороны перемещаемого проводника на другую. Всё это мы обычно и описываем словами: „пересечение магнитных линий проводником“.

Мысль об отпочковании магнитных звеньев от основного магнитного потока в процессе электромагнитной индукции тока была высказана еще в 1899 г. Флемингом.<sup>1</sup> Однако он ограничился лишь построением некоторой простейшей схемы для одного частного случая и не дал достаточного обоснования этой плодотворной идеи. Флеминг не обратил внимания на ряд далеко идущих обобщений, о которых речь будет идти дальше, в Главе VI.

Скажем теперь несколько слов о самом возникновении индуктированного тока. Как было указано выше, это мы оставили вначале без особого рассмотрения. Мы стремились сосредоточить внимание на наиболее существенных сторонах процесса электромагнитной индукции.

Не подлежит какому-либо сомнению, что в случае совершенного проводника, не обладающего электрическим сопротивлением, т. е. в случае так называемого сверхпроводника, процесс электромагнитной индукции с самого же начала должен сопровождаться деформированием магнитных линий внешнего потока и отпочкованием магнитных звеньев, нанизывающихся на проводник, как показано на рис. 89 и 90. Это необходимо вытекает из полной непроницаемости сверхпроводников для внешнего магнитного поля. Всё, касающееся свойств сверхпроводников в отношении магнитного потока, составит предмет специального рассмотрения в §§ 50—53 Главы VI и потому здесь мы не будем говорить об этом подробнее.

Что касается обычных проводников, электрическое сопротивление которых не равно нулю, то в начальной стадии индуктирования достаточно сильного тока, а также в случае очень слабого индуктируемого тока или вообще при разомкнутой цепи магнитные линии будут, конечно, проникать сквозь вещество проводника, и ось его будет пересекать, в полном смысле слова, оси элементарных трубок магнитной индукции. Представляется весьма правдоподобным, что при этом в проводнике будет индуктироваться электродвижущая сила по схеме, проанализированной Максвеллом в его не совсем законченных работах, которые были упомянуты в § 30. Именно, он показал, что электричество в проводнике, перемещающемся поперек магнитных вихревых нитей, должно стремиться двигаться вдоль этого проводника. В данном случае всё будет происходить аналогично тому, с чем мы встречаемся в области гидродинамики, когда сосуществуют вихревые движения в жидкой среде и поступательное движение этой же среды поперек вихрей (теорема Магнуса). Если электрическая цепь замкнута, то указанная электродвижущая сила вызовет движение элементарных электрических зарядов вдоль проводника, в связи с чем немедленно же проявятся силы реакции, действующие со стороны проводника на магнитные линии внешнего поля. Наличие таких сил реакции должно обусловить соответствующее искривление магнитных линий, и дальше процесс электромагнитной индукции может развиваться, как это было описано при рассмотрении рис. 88—90. В случае недостаточно сильного тока дело ограничивается некоторым искривлением магнитных линий, а отпочкование магнитных звеньев от внешнего потока, повидимому, не доходит до конца. Возникновение же потока самоиндукции очень слабого индуктированного тока имеет, надо думать, много общего с тем, что происходит в замкнутой цепи, по которой протекает ток от какого-либо гальванического элемента или от термоэлемента (см. § 64 Главы VI).

<sup>1</sup> Fleming, Electrician, 1899, Vol. XLIII, p. 764.

Нельзя, конечно, отрицать того, что в указанных соображениях по поводу начальной стадии возникновения индуктированного электрического тока в обычном проводнике есть всё же некоторые пробелы и остается ряд важных подробностей, не могущих быть выясненными до конца при современном состоянии физических знаний. Ведь нам достоверно еще не известно истинное соотношение между природой электрического поля и электрического заряда, с одной стороны, и природой магнитного потока, с другой стороны. Существование же самой тесной связи между этими двумя категориями физических реальностей с полной очевидностью вытекает из всей совокупности электромагнитных явлений (см. между прочим, §§ 59—61 Главы VI). Надо предполагать, что именно детальное изучение преобразований магнитного потока, которые имеют место при протекании таких основных электромагнитных явлений, как электромагнитная индукция и электрический ток, даст в конце концов обильный материал для суждения о сущности соотношений между магнетизмом и электричеством.

В этом смысле чрезвычайно знаменательна лаконичная запись, которую сделал в своем лабораторном дневнике Фарадей, когда он приступал к опытным исследованиям, приведшим к открытию электромагнитной индукции тока. Как известно, он написал: „Обратить магнетизм в электричество“.

### § 33. Преобразования магнитного потока в двигательном электромагнитном процессе

При рассмотрении преобразований магнитного потока в процессе электромагнитной индукции тока, т. е. в генераторном электромагнитном процессе, мы не касались вопроса о том, в каких условиях чисто механического порядка совершается перемещение проводника поперек внешнего магнитного поля. На рис. 88, 89 и 90 в последовательном порядке представлена схема распределения магнитных линий в случае продвижения проводника слева направо. Внешняя механическая сила, перемещающая его, должна преодолевать какое-то сопротивление и при этом, конечно, совершается работа, эквивалентная энергии генерируемого электрического тока. При простом взгляде на рис. 88—90 становится очевидным следующее. Состояние деформирования и искривления магнитных линий, в системе которых всегда существуют продольные тяжения и боковой распор (§ 23 Главы III), должно обуславливать наличие механической силы электромагнитного происхождения, так называемой *электромагнитной силы*, действующей на проводник. Эта сила стремится двигать его так, чтобы искривленные магнитные линии могли выпрямиться. Следовательно, в рассмотренном случае электромагнитная сила была направлена справа налево, противодействуя механической силе, двигавшей проводник слева направо. Сопротивление указанной электромагнитной силы и преодолевалось внешним механическим двигателем, совершавшим работу генерирования индуктированного тока.

Предположим теперь, что внешняя механическая сила, перемещавшая проводник слева направо, перестает действовать, но в то же время ток в цепи не прекращается благодаря генерированию его, например, какой-либо посторонней динамомашинной, включенной в данную цепь. Картина распределения магнитных линий (рис. 88—90) при этом не изменится. Теперь должно проявиться наличие электромагнитной силы, которая в генераторном процессе противодействовала внешней механической

силе. Под влиянием электромагнитной силы, приложенной к проводнику, он начнет двигаться справа налево. Какие же преобразования магнитного потока будут происходить в этом случае? Не подлежит сомнению, что будут иметь место структурные преобразования магнитных линий, обратные тем, которые мы констатировали в случае генераторного процесса.

Во время движения проводника между магнитными полюсами  $N$  и  $S$  справа налево, при переходе от общего расположения, показанного на рис. 90, к расположению, изображенному на рис. 89, одно магнитное звено, охватывающее проводник и входящее в состав потока самоиндукции цепи этого проводника, придет в контакт в точке  $O$  с магнитной линией 3 и срастется с ней. В результате магнитная линия 3 окажется перекинувшейся направо от проводника. При некотором малом продвижении его справа налево магнитная линия 3 примет форму, представленную на рис. 89. При дальнейшем продвижении проводника в этом же направлении наступает очередь второго магнитного звена, нанизанного на проводник. Оно также вступит в контакт в точке  $Q$  уже со следующей магнитной линией 2 и воссоединится с ней. Магнитная линия 2 получит форму, указанную на рис. 88, т. е. окажется теперь обходящей проводник справа, причем магнитная линия 3 в то же время отчасти выпрямится и в значительной степени утратит свою сильно искривленную форму, которую она имела немедленно после окончания основной стадии ее структурного преобразования (рис. 89).

Таким образом, рис. 88, 89 и 90 иллюстрируют не только генераторный, но и двигательный электромагнитный процесс. Во втором случае необходимо лишь рассматривать эти рисунки в обратном порядке, последовательно переходя от рис. 90 к рис. 89 и, наконец, к рис. 88. Мы могли бы аналогичным путем проследить преобразование всех магнитных линий внешнего магнитного потока, связанного с полюсами  $N$  и  $S$  и „пересекаемого“ движущимся проводником, по которому идет ток от постороннего генератора. При этом, конечно, предполагается, что перемещение проводника всё время происходит под влиянием приложенной к нему электромагнитной силы.

Итак, в двигательном электромагнитном процессе мы всегда вообще встречаемся с такими структурными преобразованиями магнитного потока, которые характеризуются сращиванием магнитных звеньев, нанизанных на контур электрического тока и входящих в состав потока самоиндукции этой цепи, с магнитными линиями основного внешнего потока. С продвижением проводника в направлении действующей на него электромагнитной силы происходит последовательное выпрямление сильно искривленных магнитных линий. В связи с протеканием двигательного процесса магнитные звенья одно за другим выбывают из состава потока самоиндукции, сцепляющегося с рассматриваемым контуром тока, и как бы снимаются с проводника. Так происходит „пересечение“ магнитных линий проводником в двигательном электромагнитном процессе. Непрерывное снятие магнитных звеньев с проводника в двигательном электромагнитном процессе мы воспринимаем как индуктирование в этом проводнике обратной электродвижущей силы.

В заключение настоящего параграфа сделаем еще небольшое замечание по поводу известных правил правой и левой руки и других предлагавшихся в разное время правил, которые могут служить руководством при определении направления индуктируемой электродвижущей силы или направления электромагнитной силы, возникающей в связи с взаимодействием проводника с током и внешнего магнитного поля. Если осно-

вываться на схеме происходящих в этих случаях процессов, иллюстрируемых рис. 88, 89 и 90, которые могут рассматриваться в прямом или обратном порядке, то все указанные правила становятся совершенно излишними. Необходимо только помнить об основном условии, которым принято связывать положительные направления всякого электрического тока и окружающего его магнитного поля (так называемое правило правого винта или правило штопора). Тогда в каждом частном случае, если ток уже существует в цепи, легко можно представить себе, каков будет результат наложения внешнего магнитного поля на собственное поле тока, т. е. с какой стороны проводника, по которому проходит электрический ток, получится сгущение и с какой стороны — разрежение магнитных линий. Электромагнитная сила, стремящаяся двигать проводник, всегда направлена от места сгущения магнитных линий к месту их разрежения. Что же касается направления индуктируемой электродвижущей силы, то всякий раз достаточно только иметь в виду описанную выше схему отпочковывания от главного потока магнитных звеньев, нанизывающихся на проводник. Из направления магнитных линий, образующих эти звенья, непосредственно вытекает направление индуктируемого тока, а также и совпадающее с ним направление индуктированной электродвижущей силы.

### § 34. Обратимость динамомашин

Открытие обратимости динамомашин, т. е. её способности работать и как электродвигатель, в свое время составило крупный этап в развитии электротехники. С одной стороны, указанное открытие дало простой и практически весьма удобный способ превращения энергии электрического тока в механическую работу. Этим было положено прочное основание для многочисленных применений электродвигателей в промышленности и в других областях народного хозяйства. С другой стороны, возможность использования электрической энергии с целью питания и приведения в действие двигателей послужила главным мотивом ряда изысканий, в конце концов приведших к решению проблемы передачи энергии на очень большие расстояния и к современному широкому распространению линий высокого напряжения, связывающих места генерирования электрической энергии с местами её потребления.

С точки зрения преобразований магнитного потока в генераторном и двигательном электромагнитных процессах обратимость динамомашин есть простое следствие взаимно обратного характера этих двух процессов. Всякое устройство, которое содержит в себе ту или иную систему проводников, способных перемещаться поперек некоторого основного магнитного потока, совершенно естественно может служить и для превращения работы механических двигателей в энергию индуктируемого электрического тока и для обратного получения механической работы за счет энергии электрического тока. Непрерывное перемещение проводников во внешнем магнитном поле осуществляется, как известно, путем вращения соответствующих органов динамоэлектрических машин, сокращенно называемых просто динамомашинами. Приводя во вращение такую машину от какого-либо механического двигателя (например, теплового или гидравлического), мы будем генерировать электрический ток. Наоборот, если через обмотку той же динамомашин пропускать ток от некоторого постороннего генератора, то машина начнет работать как электродвигатель, причем вращение будет происходить в обратную

сторону по сравнению с тем, что было, когда данная машина при прочих равных условиях использовалась в качестве генератора. Все это непосредственно вытекает из рассмотрения рис. 88—90 (см. §§ 32 и 33).

Остановимся теперь на схеме, изображенной на рис. 91. Здесь  $G$  есть генератор электрического тока, например динамомашинка постоянного тока,  $M$  — электродвигатель, представляющий собою с конструктивной точки зрения точно такую же машину,  $l_1$  и  $l_2$  — соединяющие эти две машины провода, теоретически могущие иметь сколь угодно большую длину. Схема эта, конечно, ничего особенного в себе не заключает. Однако она до некоторой степени интересна в отношении энергетической стороны преобразований магнитного потока, происходящих в данных двух машинах. В генераторе  $G$ , при вращении его механическим двигателем, от главного магнитного потока отпочковываются магнитные звенья, которые нанизываются на проводники, уложенные в арматуру машины. Вследствие бокового распора эти магнитные звенья, непрерывно образующиеся в генераторе, не могут в нем накапливаться. Они будут со свойственной им скоростью распространяться по всей замкнутой цепи, доходят вдоль проводов  $l_1$  и  $l_2$  до электродвигателя  $M$  и распределяются по проводникам его арматуры. При работе электродвигателя магнитные звенья будут воссоединяться с его главным магнитным потоком и сниматься с проводников его арматуры. Таким образом, основной процесс в функционировании системы генератор-двигатель можно представить в следующем виде: магнитные звенья, отпочковывающиеся в машине  $G$ , непрерывно выбывают в машине  $M$ . С рассматриваемой точки зрения энергия передается от генератора к электродвигателю в основном именно движущимися магнитными звеньями, всё время притекающими к этому последнему по направляющим, роль которых играют провода линии  $l_1$  и  $l_2$ . Следовательно, движущиеся магнитные звенья служат главными передатчиками энергии электрического тока. Как было уже разъяснено в § 21 Главы III,

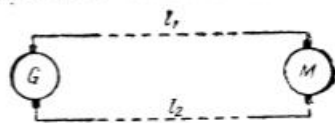


Рис. 91.

магнитные линии сами по себе являются носителями энергии магнитного поля. Но в случае передачи энергии магнитные линии движутся. Движение же магнитного поля, в данном случае в форме перемещающихся магнитных звеньев, мы должны воспринимать и воспринимаем как электрическое поле. Мы констатируем наличие этого электрического поля, обнаруживая разность потенциалов между проводами  $l_1$  и  $l_2$  и вообще между любыми двумя точками замкнутой цепи  $G-l_1-M-l_2-G$ .

Итак, мы имеем все основания утверждать, что энергия, передаваемая по проводам  $l_1$  и  $l_2$  от генератора  $G$  к электродвигателю  $M$ , состоит из двух частей. Одна часть есть энергия магнитного поля как такового. Другая часть есть энергия движения магнитных линий, образующих магнитное поле тока (причем это второе слагаемое мы обычно понимаем как энергию электрического поля). Делая подсобное заключение, мы тем самым приписываем магнитным линиям способность быть носителями энергии их движения, т. е. приписываем им свойство инерции. Как мы указывали в § 22 Главы III и как увидим дальше (§§ 47—49 Главы VI), это в полной мере соответствует общему характеру проявлений магнитного потока. Существует, впрочем, и несколько иная точка зрения, которая рассматривает электрическое поле в качестве основной физической реальности. Во всяком случае, однако, природа электрического поля имеет тесную связь с природой магнитного поля (см. об этом §§ 64—66 Главы VI). Не исключена возможность, что расхождение двух указанных

точек зрения является чисто формальным и что по существу в электрическом поле мы встречаемся с некоторым кинетическим процессом, принципиально не отличающимся от того, с чем мы имеем дело при движении магнитных линий.

Провода передающей линии, а также все проводники, входящие в состав обмоток генератора и электродвигателя, обычно всегда обладают некоторым конечным электрическим сопротивлением. Вследствие этого часть генерируемой и передаваемой электромагнитной энергии расходуется на преодоление сопротивления цепи, т. е. на образование джоулева тепла. Если бы указанное электрическое сопротивление было равно нулю, то весь процесс передачи энергии, очерченный выше, протекал бы в чистом виде. Магнитные звенья, отпочковывающиеся в генераторе  $G$ , все без какого-либо исключения могли бы доходить до электродвигателя  $M$ , где они снимаются с контура цепи. Наличие конечного сопротивления электрической цепи несколько осложняет процесс убывания запаса магнитных звеньев, непрерывно возобновляемого в генераторе  $G$ . Об этом будет еще речь в следующей Главе VI, посвященной вопросу о природе электрического тока.

### § 35. Процесс электромагнитной индукции при симметричных преобразованиях магнитного потока

а. В § 32 мы рассматривали процесс электромагнитной индукции с точки зрения тех преобразований магнитного потока, которые при этом совершаются, и пришли к заключению, что необходимым следствием признания физической реальности потока является представление об образовании магнитных звеньев, отделяющихся во время данного процесса от внешнего магнитного потока и нанизывающихся на контур замкнутой цепи проводника. Мы показали, каким образом в основном случае надо понимать так называемое „пересечение“ магнитных линий движущимся проводником. Собственно говоря, это не есть пересечение в подлинном смысле слова, а лишь определенный процесс, который приводит к сцеплению контура некоторой магнитной линии с контуром электрического тока или к расцеплению указанных двух контуров, принципиально всегда замкнутых. Вместе с тем магнитные линии внешнего потока оказываются перекинувшимися с одной стороны проводника на другую сторону.

В отношении дальнейшего углубления в существо процесса индуктирования электрического тока представляют особый интерес некоторые специальные случаи симметричного преобразования магнитного потока, отличающиеся от обычных случаев, когда имеют место простое относительное перемещение проводника и внешнего магнитного поля. Мы увидим, что иногда могут возникать своеобразные затруднения при применении закона электромагнитной индукции, выражаемого в виде первой или второй его формулировки (фарадеевской или максвелловской).

б. Начнем с обследования случая симметричного преобразования магнитных потоков, связанных с системой тождественных постоянных магнитов. Допустим, что эти магниты расположены симметрично на равных расстояниях вокруг прямолинейного проводника таким образом, чтобы ось каждого отдельного магнита была перпендикулярна к линии, соединяющей середину магнита с осью проводника. Пусть затем все магниты лежат в одной плоскости, нормальной к оси проводника, и обращены друг к другу противоположными полюсами. Получим расположение,

изображенное на рис. 92, где  $NS, NS\dots$  суть магниты, размещенные по окружности, в центре которой мы видим сечение прямолинейного проводника, перпендикулярного плоскости чертежа. Предположим далее, что магниты, сохраняя указанное расположение, симметричное относительно проводника, могут двигаться поступательно в радиальном направлении, либо сближаясь (рис. 92) и доходя при этом до предела (рис. 93), либо удаляясь друг от друга и от центра (рис. 94). На рис. 92 и 94 стрелками показано направление движения магнитов. Если представить себе эти магниты вначале весьма удаленными друг от друга, то магнитные потоки, связанные с каждым из них, необходимо рассматривать как совершенно обособленные. Однако по мере сближения магнитов их потоки будут приходить в соприкосновение, будут срашиваться (рис. 92) и в пределе образуют один общий магнитный поток, полностью сцепляющийся с проводником (рис. 93). При обратном движении, т. е.

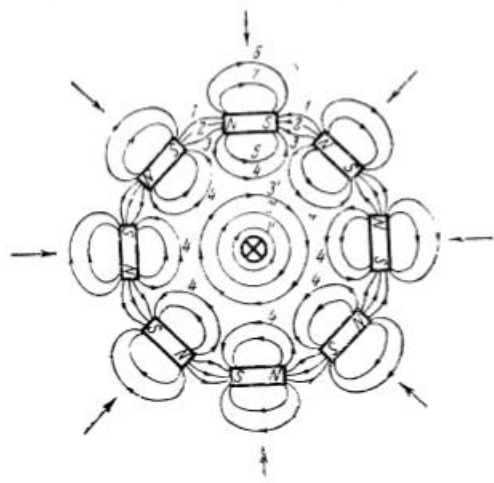


Рис. 92.



Рис. 93.

при удалении магнитов от центра, общность и единство магнитного потока нарушаются (рис. 94), причем процесс этот протекает последовательно, вплоть до начального состояния полного разделения общего потока на обособленные части, связанные только с каждым отдельным магнитом. В результате сцепление указанного общего потока с проводником прекращается.

Рассмотрим теперь подробнее те структурные преобразования магнитного потока, которые должны происходить при сближении и раздвижении симметрично расположенных магнитов. Во время сближения магнитов (рис. 92) приходят во взаимный контакт те магнитные линии их потоков, которые находятся в благоприятных для сращивания условиях. На рис. 92 магнитные линии размечены номерами (от 1 до 7). Интересующие нас в данный момент линии, приходящие в соприкосновение, помечены номером 4. Сращивание этих линий последует в тех местах, где они наиболее сближены и где именно вступают в непосредственный контакт их противоположно направленные участки. В условиях принятой схемы опыта все места контактов расположены вполне симметрично вокруг оси проводника. Происходящее при этом преобразование магнитных линий 4 в один общий контур, проходящий через все магниты, должно сопровождаться отделением от них участков со стороны проводника, являю-

щихся, так сказать, „отходами“ в описываемом процессе. Указанные „отходы“ магнитных линий 4 также должны срастись и образовать замкнутое магнитное звено, окружающее проводник подобно магнитным звеньям 1, 2 и 3, которые уже нанизаны на проводник и могут рассматриваться в качестве таких же „отходов“ магнитных линий 1, 2 и 3, ранее претерпевших свое структурное преобразование.

В данном случае симметричных преобразований магнитного потока все происходит, надо полагать, так же, как и в аналогичном случае преобразования дымовых колец (см. § 29, рис. 79—81), когда сращивание ряда подобных колец, равномерно распределенных по некоторой окружности, несомненно должно приводить к образованию двух вихревых колец большего размера, направленных в противоположные стороны.

Таким образом, во время сближения магнитов преобразование связанных с ними потоков приводит к образованию двух различных систем магнитных линий. Первая система

составляет магнитный поток, общий для всех магнитов и проходящий через них. Вторая система магнитных линий уже никак не связана с магнитами и представляет собой магнитные звенья, нанизавшиеся на проводник, который можем считать замыкающимся где-либо вдали от расположения магнитов. В высокой степени важно обратить внимание на следующее существенное обстоятельство. Обе указанные системы магнитных линий имеют прямо противоположное направление. Это ясно видно на рис. 92 (см. магнитные линии 1, 2, 3 и 1', 2', 3'). В то же время всё это находится в полном соответствии

с направлением индуктированного в данном случае тока, поток самоиндукции которого включает в себя магнитные звенья 1', 2', 3' и т. п.

Если электрическое сопротивление цепи индуктированного тока имеет конечное значение, что обычно и бывает, то вся энергия возникшего потока самоиндукции вскоре израсходуется на образование джоулева тепла, и ток прекратится немедленно после полного сближения магнитов (рис. 93). Стрелками на этом рисунке показано направление общего для всех магнитов потока, полностью охватывающего теперь проводник.

При обратном движении магнитов от центра преобразование единого потока в обособленные потоки, связанные только с каждым магнитом в отдельности, происходит по схеме, представленной на рис. 94. Здесь, например, магнитная линия 3 изображена в форме, непосредственно предшествующей ее структурному преобразованию и стадии контакта между рядом попарно противоположных ее элементов. Из этого неустойчивого состояния магнитная линия 3 переходит через стадию контакта к образованию из участков, органически связанных с магнитами, — обособленных магнитных линий, подобных линиям 1 и 2. Из остающихся же участков, являющихся как бы „отходами“, составляется одно магнитное звено, подобное звеньям 1' и 2', уже нанизавшимся на проводник. Характерно следующее обстоятельство. В данном случае направление от-

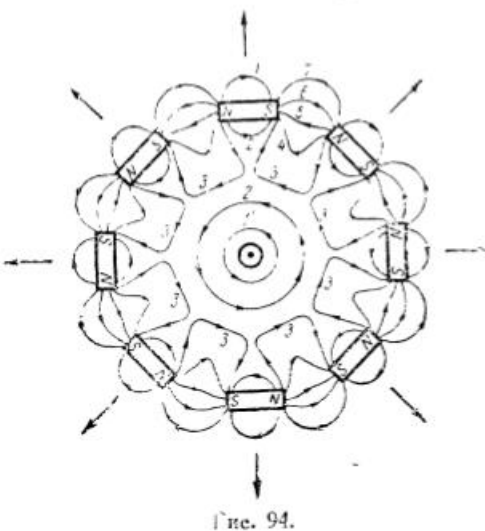


Рис. 94.

делившихся магнитных звеньев будет то же самое, что и у исчезающего и преобразуемого общего магнитного потока. Это опять-таки находится в полном согласии с направлением тока, индуктируемого при раздвижении магнитов. Вернее сказать, возникающие магнитные звенья, входя в состав потока самоиндукции индуктируемого тока, своим направлением именно и определяют направление этого тока, которое обратно тому, что было в случае сближения магнитов.

в. Рассмотрим теперь второй пример расположения, в котором происходит индуктирование электрического тока при симметричных преобразованиях магнитного потока. Допустим, что мы имеем железное кольцо, представляющее собой сердечник кольцевого трансформатора и обмотанное изолированной проволокой. Пусть первичная обмотка состоит, скажем, из восьми витков, совершенно равномерно распределенных (рис. 95). Вторичная обмотка состоит из прямолинейного проводника, перпендикулярного плоскости кольца и расположенного вдоль оси симметрии всей системы. Где-либо в стороне этот проводник замыкается, образуя вторичную цепь. Предположим далее, что мы извне подводим ток в первичную обмотку в направлении, указанном на рисунке, и создаем магнитный поток в сердечнике. Магнитный поток в данной системе появляется под действием внешнего генератора. Самый процесс возникновения данного потока мы должны мыслить, по Фарадею, как результат развития магнитного поля в пространстве, окружающем части первичной обмотки, в виде замкнутых магнитных линий, охватывающих сначала каждый отдельный виток данной обмотки. Эти реально существующие магнитные линии последовательно отходят от проводника в течение времени установления тока в нем. Они распространяются от него во все стороны, растягиваясь до тех пор, пока магнитное поле тока не достигнет своего наибольшего значения. Обратное движение магнитных линий имеет место в случае прекращения тока. Они сокращаются и стягиваются по направлению к проводнику, несущему ослабевающий электрический ток.<sup>1</sup>

Во время установления тока в первичной обмотке магнитные линии, связанные с нею, подвергаются структурным преобразованиям совершенно подобно тому, как это изображено на рис. 92 для рассмотренного выше примера с постоянными магнитами, которые сближаются. Магнитные звенья, связанные с отдельными витками, будут срашиваться и сливаться в общий магнитный поток, проходящий по железному сердечнику и при этом оказывающийся в состоянии сцепления с контуром центрального вторичного провода (рис. 95). Одновременно, благодаря сращиванию отходящих участков основных магнитных линий, образуются магнитные звенья, вполне прервавшие непосредственную связь с витками первичной обмотки и нанизанные на тот же центральный прямолинейный провод вторичной цепи. И в этом примере возникшие указанным путем свободные магнитные звенья входят в состав потока самоиндукции вторичной цепи и своим направлением определяют направление индуктированного электрического тока для случая, когда первичный ток усиливается.

На рис. 96 изображена схема обратных структурных преобразований, претерпеваемых главным магнитным потоком кольцевого трансформатора при убывании тока в первичной обмотке. Все магнитные линии этого потока, в своем стремлении приблизиться к проводнику со слабеющим током, будут расчленяться на обособленные звенья, охватывающие каждый

<sup>1</sup> Faraday. Experimental Researches in Electricity, Vol. I, 238. См. также § 38 настоящей Главы IV.

отдельный виток первичной обмотки. Одновременно из отходящих участков преобразующихся магнитных линий будут сослагаться свободные магнитные звенья, нанизывающиеся на центральный прямолинейный провод. Направление этих магнитных звеньев будет то же, что у потока, исчезающего из железного сердечника, в полном соответствии с направлением индуктируемого в данном случае тока.

г. Представим себе, наконец, что замкнутая цепь центрального прямолинейного проводника лишена обычного электрического сопротивления, т. е. образована из сверхпроводников. В таком случае магнитные звенья, нанизавшиеся на контур этой цепи при полном сближении магнитов (рис. 92 и 93) или при достижении некоторого максимального значения тока в первичной обмотке (рис. 95), будут неизменно сохраняться в качестве составляющих возникшего потока самоиндукции, сцепляющегося со сверхпроводящим замкнутым контуром (см. §§ 50 и 51 Главы VI). В связи с этим несколько изменится картина преобразований

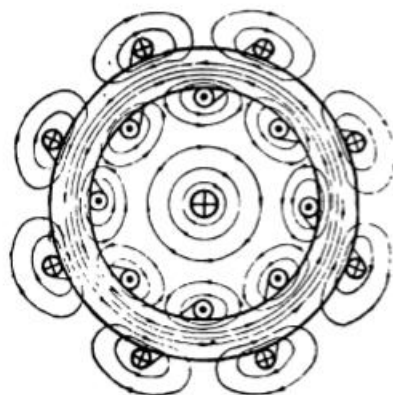


Рис. 95.

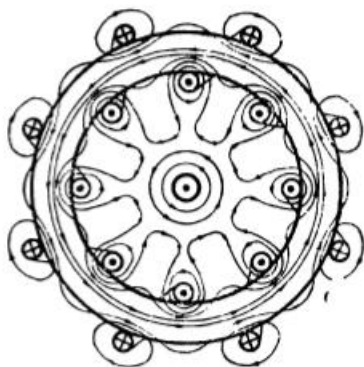


Рис. 96.

магнитного потока при раздвижении магнитов (рис. 94) или при убывании тока в первичной обмотке (рис. 96). В обоих случаях наличие потока самоиндукции, остающегося связанным со сверхпроводящей цепью, приводит к тому, что магнитные звенья данного потока будут принимать активное участие в процессе обратных симметричных преобразований и будут последовательно сниматься с прямолинейного проводника. Мы не останавливаемся особо на изменениях, которые при новых условиях необходимо внести в схематические рисунки 94 и 96. После всего сказанного это ясно само собой. Следует только подчеркнуть, что при раздвижении магнитов до исходного положения или при полном прекращении тока в первичной обмотке все без исключения магнитные звенья потока самоиндукции окажутся в конце концов снятыми с прямолинейного проводника. Иными словами, электрический ток в сверхпроводящей цепи прекратится.

### § 36. Третья формулировка закона электромагнитной индукции

а. В случае симметричных преобразований магнитного потока, рассмотренных в предыдущем параграфе, индуктирование электрического тока протекает в условиях, когда трудно и, повидимому, совершенно невозможно описывать этот процесс с точки зрения обычного представ-

ления о так называемом „пересечении“ магнитных линий проводником. Всё происходит без какого-либо перехода или перебрасывания магнитных линий с одной стороны проводника на другую. Следовательно, в данном случае количественная сторона явления не может быть охарактеризована первой (фарадеевской) формулировкой закона электромагнитной индукции

$$e = - \frac{d\Phi''}{dt},$$

где  $d\Phi''$  есть элементарное количество магнитных линий, именно „пересекаемых“ проводником. Этой формулировки нельзя здесь применить, как бы мы ни пытались понимать распространительно термин „пересечение“.

Вторая (максвелловская) формулировка того же закона электромагнитной индукции по своему существу представляет собою не что иное, как лишь известное видоизменение первой формулировки, основанное на учете принципа непрерывности магнитного потока. Принимая во внимание этот принцип, Максвелл и установил, что

$$d\Phi = d\Phi'',$$

где  $d\Phi$  есть элементарное изменение магнитного потока, охватываемого некоторым замкнутым контуром (§ 18 Главы III). Отсюда и вытекает вторая формулировка

$$e = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

Таким образом, в случае симметричных преобразований магнитного потока и применимость второй формулировки может показаться не вполне правомерной, поскольку нельзя уже говорить о том, что элементарное изменение магнитного потока, охватываемого некоторым контуром, в точности равно элементарному количеству „пересеченных“ этим контуром магнитных линий.

Необходимо еще обратить внимание на следующее обстоятельство, особенно отчетливо проявляющееся при наличии сверхпроводящих цепей. Как мы указывали уже по поводу схем, изображенных на рис. 92 и 95, образование одной магнитной линии, проходящей через все магниты или через весь железный сердечник и сцепляющейся с контуром тока (вторичным), обязательно сопровождается возникновением одного же магнитного звена, имеющего обратное направление и нанизываемого на тот же контур тока. В случае, если данный контур составлен из сверхпроводников, подобные магнитные звенья сохраняются неопределенно долго, в совокупности образуя собственный магнитный поток контура тока, т. е. поток самоиндукции. При этом оказывается равным нулю полное приращение результирующего магнитного потока, сцепляющегося с рассматриваемым сверхпроводящим контуром и выражаемого алгебраической суммой внешнего магнитного потока и потока самоиндукции. Если под  $\Phi$  подразумевать именно суммарный магнитный поток, то мы будем иметь:

$$e = - \frac{d\Phi}{dt} = 0,$$

т. е. полная электродвижущая сила, индуктируемая в сверхпроводящей цепи, всегда равна нулю.<sup>1</sup> Мы знаем, однако, что в сверхпроводящих

<sup>1</sup> Отдельные составляющие указанной полной электродвижущей силы подвергнуты специальному рассмотрению в § 57 Главы VI, где речь идет именно о сверхпроводящей цепи.

цепях может возникнуть и возникает индуктированный электрический ток (§§ 50 и 51 Главы VI). Суть же дела в том, что создаются условия, благодаря которым происходит образование магнитных звеньев, нанизываемых на контур сверхпроводящей цепи и входящих в состав ее потока самоиндукции.

В обычных случаях (рис. 88—90) каждая отдельная составляющая потока самоиндукции отпочковывается от соответствующей магнитной линии внешнего потока, „пересекаемого“ проводником. При симметричных же преобразованиях магнитного потока каждое магнитное звено потока самоиндукции образуется путем сращивания ряда согласно направленных участков, ранее структурно входивших в состав различных внешних магнитных линий (рис. 92 и 95) или выделяемых из различных мест одной и той же магнитной линии (рис. 94 и 96). Во всех случаях сверхпроводящих цепей приращение потока самоиндукции равно по абсолютной величине и обратно по знаку одновременному приращению внешнего магнитного потока, сцепляющегося с контуром тока. В общем же случае генераторного электромагнитного процесса непрерывно возобновляемый запас магнитных звеньев потока самоиндукции, или, вернее сказать, несомая ими энергия, расходуется при образовании джоулева тепла, а также в иных энергетических преобразованиях, которые могут происходить в цепи (например, в электродвигателях). Если энергия индуктируемого тока расходуется только на образование джоулева тепла, то уравнение электродвижущих сил принято, как известно, выразить в такой форме:

$$-\frac{d(\Phi' + Li)}{dt} = ri,$$

или

$$-\frac{d\Phi'}{dt} - \frac{d(Li)}{dt} = ri,$$

где  $\Phi'$  есть внешний магнитный поток, сцепляющийся с контуром тока, а  $Li$  — поток самоиндукции этого контура. Здесь во втором уравнении полная индуктируемая электродвижущая сила явно представлена как сумма двух взаимно противоположных электродвижущих сил, соответственно двум составляющим полного магнитного потока, изменения которых всегда обратны по знаку.

Можно себе представить, что магнитный поток  $\Phi'$  изменяется с некоторою постоянною скоростью в течение какого-либо промежутка времени, практически всё же довольно длительного. В таком случае, по миновании начального периода установления постоянного тока в цепи, будем иметь:

$$-\frac{d(Li)}{dt} = 0.$$

Внешне всё будет происходить так, как будто бы никаких электродвижущих сил самоиндукции в цепи нет. В действительности же, с рассматриваемой точки зрения поток самоиндукции находится в некотором подвижном равновесии, и можно говорить о наличии в этом случае двух электродвижущих сил самоиндукции, равных по величине и обратных по знаку. Первая возникает в связи с непрерывным возобновлением запаса магнитных звеньев потока самоиндукции. Вторая же электродвижущая сила самоиндукции обусловлена соответствующим и равным по абсолютной величине расходом этих магнитных звеньев при образовании джоулева тепла.

Итак, совершенно независимо от частных условий, в которых происходит индуктирование электрического тока и возникает индуктированная электродвижущая сила, общим моментом, объединяющим всевозможные случаи осуществления этого основного электромагнитного явления, оказывается нанизывание магнитных звеньев на контур тока или снятие магнитных звеньев с этого контура и их выбывание. Всё это протекает согласно схемам, рассмотренным выше.

6. Мы сделали ряд предварительных замечаний по поводу теснейшей связи явлений электромагнитной индукции с процессами, в которых основную роль играют магнитные звенья, нанизываемые или уже нанизанные на контур электрического тока. Перейдем теперь к вопросу о том, в какой мере представление об этих магнитных звеньях может быть использовано при количественном описании данного явления.

Обозначим через  $\theta$  количество магнитных звеньев, сцепляющихся с контуром тока. Из всего того, что было сказано по поводу рис. 88—90 (§§ 32 и 33) и рис. 92—96 (§ 35), вытекают соотношения

$$d\theta = -d\Phi'',$$

где  $d\Phi''$  есть элементарное количество „пересекаемых“ магнитных линий внешнего потока в случаях, когда можно говорить о подобном „пересечении“, и

$$d\theta = -d\Phi,$$

где  $d\Phi$  есть элементарное приращение внешнего магнитного потока, охватываемого некоторым контуром.

На основании этого можем следующим образом представить *третью формулировку* закона электромагнитной индукции:

$$e = \frac{d\theta}{dt}.$$

Несколько иной вид приобретает третья формулировка, если будем исходить не из рассмотрения постороннего или внешнего магнитного потока, а из рассмотрения магнитного потока, органически связанного с процессом электрического тока, т. е. если сосредоточим внимание на потоке самоиндукции

$$\Phi_1 = Li.$$

В данном случае, конечно, имеем

$$d\theta = d\Phi_1 = d(Li).$$

Поэтому электродвижущая сила самоиндукции должна выразиться через  $\theta$  так:

$$e = -\frac{d\theta}{dt}.$$

Следовательно, индуктированная электродвижущая сила вообще может быть трактуема как взятая с тем или иным знаком скорость возникновения магнитных звеньев, нанизанных на контур тока.

Приведенное выше уравнение электродвижущих сил для цепи с конечным сопротивлением можно, например, написать в следующем виде, применяя третью формулировку:

$$\frac{d\theta}{dt} - \frac{d\theta'}{dt} = ri.$$

Здесь  $\theta$  есть количество магнитных звеньев, отпочковываемых от внешнего магнитного потока, а  $\theta'$  — количество магнитных звеньев потока самоиндукции.

В третьей формулировке знак плюс (+) относится ко всем случаям, когда процесс электромагнитной индукции связан с преобразованиями внешнего магнитного потока, от которого могут отпочковываться магнитные звенья (генераторный процесс) и с которым они могут воссоединиться (двигательный процесс). Знак же минус (—) относится ко всем случаям возникновения электродвижущей силы самоиндукции, когда запас магнитных звеньев потока самоиндукции претерпевает те или иные количественные изменения, рассматриваемые вне их возможной связи с преобразованиями внешнего магнитного потока.

Сопоставляя все три формулировки закона электромагнитной индукции, получаем следующую систему соотношений:

$$e = - \frac{d\Phi''}{dt}, \quad (1)$$

$$e = - \frac{d\Phi}{dt}, \quad (2)$$

$$e = \pm \frac{d\theta}{dt}. \quad (3)$$

Третья формулировка закона электромагнитной индукции, подобно первой, учитывает локализацию процесса индукции, охватывая вместе с тем и те случаи, когда нельзя говорить о „пересечении“ магнитных линий и о перекидывании их с одной стороны проводника на другую, как это мы имеем при симметричных преобразованиях магнитного потока или при изменениях, а также при перераспределениях потока самоиндукции. В последнем случае использование первой и второй формулировок затруднительно.

Кроме того, третья формулировка отчетливо различает (по знаку) индуктивные процессы, связывающие рассматриваемую электрическую цепь с другими электромагнитными системами, и индуктивные процессы, происходящие в самой данной цепи, как если бы она была совершенно обособленной системой.

Вторая же формулировка имеет дело с общим эффектом, обнаруживаемым при всяком изменении магнитного потока, сцепляющегося с рассматриваемым контуром, но при этом не учитывается локализация процесса электромагнитной индукции, что в действительности несомненно всегда необходимо иметь в виду.

Отметим, что данная третья формулировка, вытекающая из рассмотрения весьма существенных подробностей процесса электромагнитной индукции тока, подтверждает справедливость второй формулировки и в случаях, когда первая формулировка не приложима.

Ясно, конечно, что в случае электрически неизменяемого контура (§ 20 Главы III) все три формулировки закона электромагнитной индукции вполне эквивалентны одна другой и, вообще говоря, приводят к одним и тем же результатам, лишь фиксируя внимание на различных сторонах рассматриваемого явления.

### § 37. Преобразование магнитного потока торондальной обмотки, окруженной замкнутым железным экраном

а. При рассмотрении симметричных преобразований магнитного потока в случаях, схематически представленных на рис. 95 и 96 (§ 35), мы пришли к заключению, что во время усиления или ослабления электрического тока, намагничивающего кольцевой железный сердечник, должны образовываться магнитные кольца или звенья, освобождающиеся от непосредственной связи с железным сердечником и могущие обусловить индуктивное действие во вторичной цепи. На рис. 97 изображен подобный железный сердечник в форме кольца или тора со сравнительно большим числом витков равномерно наложенной на него обмотки. Направление освободившихся магнитных звеньев показано для случая усиления намагничивающего тока (центральный прямолинейный проводник здесь не изображен). Однако действительное осуществление условий полной симметрии практически весьма мало вероятно, так как невозможно достигнуть абсолютной равномерности в наложении обмотки. К тому же практически нельзя обеспечить и абсолютной точности геометрических размеров коль-

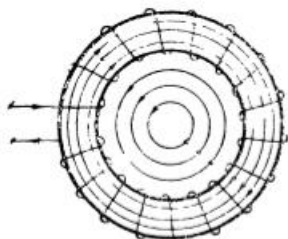


Рис. 97.

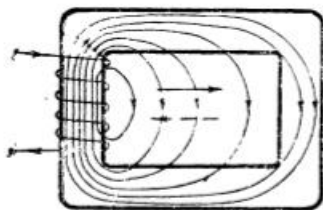


Рис. 98.

цевого железного сердечника, а также полной однородности его материала. Поэтому в реальных условиях необходимо считаться с тем, что рассматриваемый процесс преобразований магнитного потока будет происходить несколько иначе.

Указанные неравномерности и неточности, нарушающие симметрию всей системы, представлены на рис. 98 в усиленном до предела виде. Здесь железный сердечник имеет форму, сильно отличающуюся от формы кольца, а намагничивающие витки сосредоточены в одной части сердечника. В этом случае процесс намагничивания железного сердечника и возникновения магнитного потока, проходящего через него, необходимо представить себе следующим образом, исходя из всего того, что было сказано раньше. Магнитные звенья, входящие в состав увеличивающегося потока самоиндукции первичной цепи и первоначально сцеплявшиеся с отдельными ее витками, последовательно претерпевают взаимное сращивание и сливаются в большие контуры, охватывающие уже значительное число витков и стремящиеся охватить по возможности все витки. Такие результирующие магнитные линии проникают в железный сердечник, в основном полностью размещаясь в нем. При этом магнитные линии сначала входят в ту часть сердечника, на которую непосредственно наложены витки, а затем, распространившись через воздух в направлении, показанном сплошной стрелкой, дойдут до других частей замкнутой железной рамы. При достижении некоторой максимальной силы тока магнитные линии практически в очень значительном числе будут проходить по же-

лезу и лишь сравнительно малая доля их составит так называемый поток рассеяния, проходящий на своем пути частью через железо, а частью через воздух. В случае последующего ослабления тока и уменьшения всего магнитного потока магнитные линии выходят из железа и, стягиваясь к проводнику, претерпевают обратное преобразование, связанное с разделением их на магнитные звенья, охватывающие только отдельные витки обмотки. При этом по воздуху магнитные линии будут пробегать в обратном направлении, показанном на рис. 98 пунктирной стрелкой.

В общем подобную же картину реальных преобразований магнитного потока необходимо представить себе и в случаях практического осуществления тороидальной обмотки, наложенной на железный сердечник, более или менее правильно выточенный (рис. 99). Как бы мы ни стремились расположить равномерно витки обмотки, всегда получится, что в каком-либо месте витки лежат несколько гуще. Вследствие этого симметрия преобразований магнитного потока нарушится, и от указанного места магнитные линии, образовавшиеся путем сращивания отдельных магнитных звеньев, будут перебегать через воздух при усилении нама-

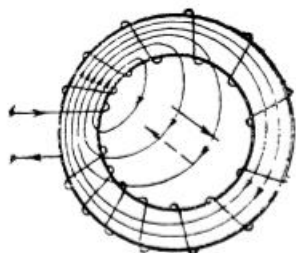


Рис. 99.

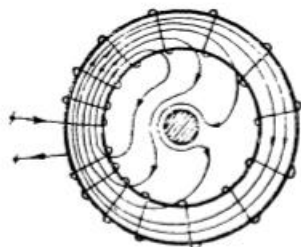


Рис. 100.

гнивающего тока в направлении, показанном сплошной стрелкой, а при ослаблении тока — в обратном направлении (пунктирная стрелка).

На своем пути перебегающие магнитные линии могут встречать проводники вторичной обмотки и производить в них индуктивный эффект в форме отпочкования магнитных звеньев, нанизываемых на контур вторичной цепи. Образование, так сказать, свободных магнитных колец или звеньев возможно, однако, и в том случае, если на пути перебегающих магнитных линий встретится вообще какое-либо препятствие, заставляющее их обходить его, соответственным образом при этом деформируясь. Такой случай и представлен на рис. 100, где в центральной части показан в разрезе некоторый непроницаемый для магнитных линий цилиндр, перпендикулярный плоскости чертежа. При обходе магнитными линиями данной преграды от них также будут отделяться магнитные кольца или звенья подобно тому, что должно происходить в случае симметричных преобразований магнитного потока.

Во всяком случае с фарадеев-максвелловской точки зрения необходимо полагать, что перебегающие магнитные линии вообще или отделяющиеся от главного магнитного потока и сокращающиеся магнитные кольца, в частном случае его симметричных преобразований, должны предварительно пройти некоторый путь, прежде чем они окажутся в непосредственной близости ко вторичному проводнику, где возбуждают индуцированную электродвижущую силу. Если такая схема происходящих

процессов соответствует действительности, то, казалось бы, перехватив как-либо перебегающие магнитные линии или сокращающиеся свободные магнитные кольца и не допустив их, таким образом, ко вторичному проводнику, — мы должны в большей или меньшей степени ослабить индуктивный эффект. Для этого можно было бы воспользоваться свойством железа сохранять остаточное намагничение, т. е. задерживать часть магнитных линий, вошедших в железо. Необходимо только создать такие условия, чтобы кольцевые магнитные линии, освободившиеся от связи с главным магнитным потоком и могущие служить переносителями электромагнитной энергии из первичной цепи во вторичную, обязательно должны были полностью пройти сквозь промежуточную толщу железа. С целью проверки ряда вышележащих соображений были произведены специальные опыты, в которых тороидальная обмотка с находящимся внутри ее железным сердечником была окружена со всех сторон массивным железным же кожухом.<sup>1</sup>

б. На рис. 101 схематически изображено расположение, примененное в указанных опытах. Здесь  $T$  представляет собой железное кольцо (в разрезе) с наложенной на него тороидальной обмоткой, которая возбуждается замыканием рубильника  $L$  через регулировочный реостат  $R$  и амперметр  $A$  от зажимов  $C$  и  $D$  цепи постоянного тока. Железное кольцо расположено перпендикулярно плоскости чертежа.  $P$  и  $Q$  — две половины (щеки) массивного железного кожуха или экрана, охватывающего кольцо  $T$  со всех сторон. Эти половины экрана по возможности плотно пригнаны и приточены одна к другой.  $B_1 B_2$  есть след плоскости соприкосновения щек  $P$  и  $Q$ . Одна из них снабжена каналом для пропуска необходимых проводников (ради большей ясности схемы на рисунке показаны два канала). Поверх первичной обмотки на кольцо наложена контрольная обмотка  $K$ . После того как железный экран сложен надлежащим образом, выполняется вторичная обмотка  $S_1 S_2 S_3$ , проходящая через центральное отверстие в щеках экрана. В цепь вторичной обмотки включается флюксметр или баллистический гальванометр  $G$ . Сверх того, в эту же цепь навстречу включена контрольная обмотка  $K$ , причем с помощью рубильников  $M$  и  $N$  можно составлять различные комбинации из этих обмоток. Именно, закрывая рубильник  $M$ , т. е. коротко замыкая вторичную обмотку  $S_1 S_2 S_3$ , мы при посредстве контрольной обмотки  $K$  можем измерить величину возникающего в кольце  $T$  приращенния магнитного потока  $\Delta\Phi_1$ , действие которого на вторичную обмотку  $S_1 S_2 S_3$  мы хотим до некоторой степени заэкранировать сложными железными щеками  $P$  и  $Q$ . Закрывая же рубильник  $N$  при разомкнутом  $M$ , мы получаем возможность измерить флюксметром величину магнитного потока  $\Delta\Phi_2$ , который обусловил индуктивный эффект во вторичной

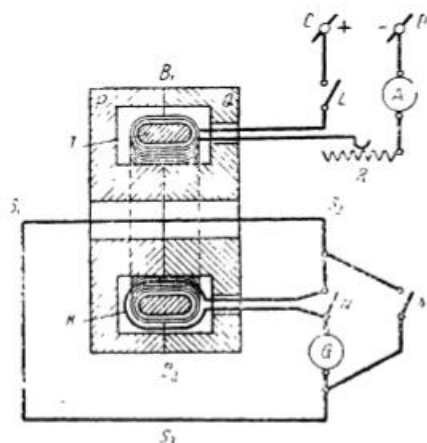


Рис. 101.

наложена контрольная обмотка  $K$ . После того как железный экран сложен надлежащим образом, выполняется вторичная обмотка  $S_1 S_2 S_3$ , проходящая через центральное отверстие в щеках экрана. В цепь вторичной обмотки включается флюксметр или баллистический гальванометр  $G$ . Сверх того, в эту же цепь навстречу включена контрольная обмотка  $K$ , причем с помощью рубильников  $M$  и  $N$  можно составлять различные комбинации из этих обмоток. Именно, закрывая рубильник  $M$ , т. е. коротко замыкая вторичную обмотку  $S_1 S_2 S_3$ , мы при посредстве контрольной обмотки  $K$  можем измерить величину возникающего в кольце  $T$  приращенния магнитного потока  $\Delta\Phi_1$ , действие которого на вторичную обмотку  $S_1 S_2 S_3$  мы хотим до некоторой степени заэкранировать сложными железными щеками  $P$  и  $Q$ . Закрывая же рубильник  $N$  при разомкнутом  $M$ , мы получаем возможность измерить флюксметром величину магнитного потока  $\Delta\Phi_2$ , который обусловил индуктивный эффект во вторичной

<sup>1</sup> Описываемое опытное исследование было выполнено мною в 1925 и 1927 гг. В. Миткевич.

обмотке  $S_1S_2S_3$  при замыкании или размыкании тока в первичной обмотке. Наконец, оставляя оба рубильника  $M$  и  $N$  открытыми, т. е. имея цепь  $S_1S_2KGS_3S_1$ , мы можем измерить разность между тем индуктивным эффектом во вторичной цепи, который получили бы при отсутствии железного экрана, и тем, что получается в действительности, когда экран задерживает часть магнитных колец или звеньев, образующихся в результате преобразования главного магнитного потока. Как это ясно видно из схемы (рис. 101), мы в данном случае измеряем величину именно того магнитного потока  $\Delta\Phi_3$ , который задерживается экраном на пути от первичной обмотки ко вторичной. В самом деле, при встречном включении обмоток из замкнутого контура, проходящего через флюксметр  $G$ , исключается основной магнитный поток железного кольца  $T$ . Следовательно, с контуром вторичной цепи при этом длительно сцепляются только кольцевые магнитные линии в количестве  $\Delta\Phi_3$ , задержанные железным экраном.

Кольцо  $T$  и щеки  $P$  и  $Q$  были изготовлены из железа, не обладавшего особо высокими магнитными свойствами. Площадь поперечного сечения кольца  $T$  была около  $2.7 \text{ см}^2$ , а средний диаметр кольца был равен 10 см. Площадь сечения железного экрана  $PQ$ , используемая для перехватывания радиально сокращающихся магнитных звеньев, была равна  $36 \text{ см}^2$ . На кольцо  $T$  было наложено в два слоя и достаточно равномерно 367 витков первичной обмотки из изолированного проводника диаметром в 1 мм. Вторичная обмотка  $S_1S_2S_3$  и контрольная обмотка  $K$  в действительности содержали по 50 витков каждая.

Включение и прерывание первичного тока производили один и тот же индуктивный эффект (по абсолютной величине) при некоторой определенной силе этого тока, если только вся магнитная система была предварительно приведена в устойчивое состояние путем повторных замыканий и размыканий рубильника  $L$ . При производстве опытов сила первичного тока в различных случаях была от 0.25 А до 30 А. Ток подводился от цепи с напряжением в 120 В.

Наблюдения с описанной схемой дали следующие результаты. Когда щеки железного экрана  $P$  и  $Q$  были раздвинуты или когда они были сложены без достаточного контакта между ними, замыкание и размыкание первичного тока вызывало во вторичной обмотке  $S_1S_2S_3$  индуктивный эффект приблизительно на  $\frac{1}{2}$  больше, чем в контрольной обмотке  $K$ . Это, очевидно, было результатом сосредоточения контрольной обмотки в одном месте, вследствие чего она не охватывала всего первичного потока, отчасти рассеиваемого по причине неоднородности материала кольца  $T$ , а также по причине неравномерностей в распределении витков первичной обмотки. Таким образом, при встречном включении двух обмоток, контрольной и вторичной, флюксметр  $G$  давал очень небольшое отклонение, определяемое направлением электродвижущей силы, индуктируемой во вторичной обмотке. Указанным небольшим отклонением, вызванным неточностями в изготовлении отдельных частей устройства, конечно, можно совершенно пренебречь при рассмотрении общего характера наблюдаемых явлений.

Когда щеки железного экрана  $P$  и  $Q$  были более или менее плотно прижаты одна к другой при помощи особого винта (не показанного на рис. 101), замыкание или размыкание первичного тока стало давать весьма различный индуктивный эффект в контрольной и вторичной обмотках.

При этом во вторичной обмотке эффект неизменно получался меньший, чем в контрольной обмотке. В виде примера можно указать, что

в некотором частном случае при замыкании первичного тока в 10 А было получено:

$$\Delta\Phi_1 = 25\,000 \text{ максвеллов}$$

$$\Delta\Phi_2 = 17\,500 \quad ,,$$

$$\Delta\Phi_3 = 7\,500 \quad ,,$$

т. е. из потока в 25 000 максвеллов, возникшего в железном кольце  $T$  в связи с установлением тока в торондальной (первичной) обмотке, до вторичной обмотки дошло индуктивное действие только от 70% этого потока, именно от 17 500 максвеллов. Действие же остальных 7 500 максвеллов было задержано железом экрана  $PQ$ , и они оказались неактивными в отношении вторичной обмотки.

Так как опыт показал желательность плотного контакта между щеками  $P$  и  $Q$  для успеха экранировки, то были приняты меры к улучшению этого контакта. Было очевидно, что необходимо улучшить контакт в электрическом отношении, чтобы облегчить возникновение в массе железного кожуха кратковременных токов, которые всегда противодействуют изменениям магнитного потока в кольце  $T$ . Поэтому поверхности соприкосновения щек экрана были тщательно амальгамированы. Хотя поверхность железа, вообще говоря, весьма плохо подвергается амальгамировке, но всё же это удалось выполнить благодаря принятию мер по очистке поверхности от следов окислов и по обнажению чистого железа. После амальгамирования

щеки  $P$  и  $Q$  были плотно сложены с кольцом  $T$  внутри, и вновь была собрана схема, показанная на рис. 101. Во время произведенных затем опытов наблюдаемые величины  $\Delta\Phi_1$  колебались в пределах от 1200 до 32 000,  $\Delta\Phi_2$  — от 1 100 до от 12 400 и  $\Delta\Phi_3$  — от 100 до 19 600 максвеллов.

Общая сводка полученных результатов представлена на рис. 102 в виде кривых  $\Delta\Phi_2$  и  $\Delta\Phi_3$ . По оси абсцисс отложены величины  $\Delta\Phi_1$ . Как видно из хода указанных кривых, при очень слабых возбуждениях первичной обмотки индуктивное действие, наблюдаемое во вторичной цепи и характеризующее величиной  $\Delta\Phi_2$ , составляло значительную долю того, что было бы в случае отсутствия задерживающего железного экрана. По мере возрастания  $\Delta\Phi_1$  отношение  $\Delta\Phi_2 : \Delta\Phi_1$  непрерывно уменьшалось. При  $\Delta\Phi_1 = 18\,400$  максвеллов  $\Delta\Phi_2$  составляло 50% от  $\Phi_1$ . При  $\Delta\Phi_1 = 32\,000$  максвеллов  $\Delta\Phi_2$  составляло только около 39% от  $\Delta\Phi_1$ . В этом последнем случае  $\Delta\Phi_3$  по абсолютной величине составляло около 61% от  $\Delta\Phi_1$ . Иными словами, в этом случае 61% из числа магнитных линий, входящих в состав  $\Delta\Phi_1$ , утрачивало благодаря наличию железного экрана свою активность по отношению ко вторичной цепи.

Во всех описываемых опытах при увеличении первичного потока  $\Phi_1$  железным экраном задерживались магнитные линии, имевшие направление, обратное потоку  $\Phi_1$ , а при уменьшении этого первичного потока экран задерживал магнитные линии того же направления, что и направление потока  $\Phi_1$ . Всё это находится в полном соответствии с представ-

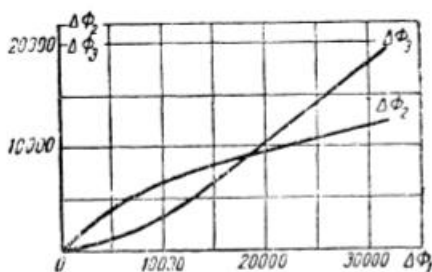


Рис. 102.

лением о возникновении самостоятельных магнитных колец или звеньев, отделяющихся от первичного потока  $\Phi_1$  во время его структурных преобразований, подобных тем, которые были уже рассмотрены раньше и иллюстрированы, между прочим, рис. 88—90, 95—97 и 100. Если, далее, вдуматься в тот факт, что  $\Delta\Phi_1$  и  $\Delta\Phi_2$  численно всегда дополняют друг друга до величины  $\Delta\Phi_1$ , то вполне естественно сделать заключение, что индуктивный агент доходит от первичной обмотки до вторичной цепи именно в виде магнитных звеньев того же направления и вообще совершенно таких же, что и замкнутые магнитные линии, задерживаемые экраном в большей или меньшей степени. Следовательно, в описанных опытах можно видеть подтверждение описанной выше схемы того, как протекает процесс электромагнитной индукции тока, т. е. как от внешнего магнитного потока отпочковываются магнитные звенья, нанизываемые на контур цепи, подвергающейся индуктивным воздействиям.

в. Когда флюксметр был включен в цепь контрольной обмотки  $K$  (рис. 101) стрелка его быстро доходила до предельного положения, определяющего величину  $\Delta\Phi_1$ . Когда же флюксметр включался в цепь вторичной обмотки  $S_1S_2S_3$ , стрелка его двигалась сравнительно медленно. Как показало измерение соответствующих промежутков времени, во втором случае индуктивный эффект заканчивался в десятки раз медленнее, чем в первом. Так, например, были наблюдаемы промежутки времени порядка 0.1 сек. для установления  $\Delta\Phi_1$  и около 2 сек. для окончательного установления  $\Delta\Phi_2$ . Надо еще иметь в виду, что  $\Delta\Phi_1$  в среднем раза в два больше, чем  $\Delta\Phi_2$ . При встречном включении обмоток  $K$  и  $S_1S_2S_3$  стрелка флюксметра сначала очень быстро идет вперед, заходит дальше, чем это соответствовало бы разности  $\Delta\Phi_1$  и  $\Delta\Phi_2$ , и затем после краткой остановки медленно ползет назад и останавливается в положении, как раз измеряющем  $\Delta\Phi_2$ , т. е. указанную разность между величинами  $\Delta\Phi_1$  и  $\Delta\Phi_2$ . Таким образом, при наличии железного экрана  $PQ$  индуктивное действие первичной цепи на вторичную задерживается не только количественно, но и во времени. Есть промежуток времени, когда приращение первичного потока  $\Delta\Phi_1$  уже закончилось, но эффект этого приращения еще не дошел в окончательном виде до вторичной цепи. Отсюда заключаем, что физический агент, который осуществляет электромагнитную связь первичной цепи со вторичной и непосредственно участвует в переносе энергии от одной цепи к другой, временно задерживался железным экраном.

В дополнение к только что описанному опыту было проделано еще следующее. В цепь флюксметра был введен особый выключатель, при помощи которого эта цепь могла быть прерываема и или замыкаема в любой момент. Благодаря применению указанного выключателя флюксметр не регистрировал тех изменений в состоянии магнитной системы, которые происходили, пока цепь этого прибора была разомкнута. Когда цепь флюксметра замыкалась через 0.1 сек. после предварительного включения возбуждающей тороидальной обмотки рубильником  $L$ , то показания флюксметра оставались практически теми же, независимо от того, состояла ли его цепь из одной только вторичной обмотки  $S_1S_2S_3$  или из включенных, как обычно, навстречу двух обмоток  $S_1S_2S_3$  и  $K$ . В последнем случае присутствие обмотки  $K$  в цепи флюксметра не влияло на его показания. Флюксметр, приключаемый к контрольной обмотке  $K$  с запаздыванием в 0.1 сек., не обнаруживал никакого эффекта. Из всего этого вытекает, что физический агент, который возбуждает индуктированную электродвижущую силу в цепи флюксметра,

составленной из двух обмоток  $S_1 S_2 S_3$  и  $K$ , действует сначала на обмотку  $K$  и затем, на 0.1 сек. позже, начинает действовать на обмотку  $S_1 S_2 S_3$ .

г. Наблюдения над одновременностью индуктивных эффектов, производимых одним и тем же магнитным потоком в различных частях электрической цепи, можно рассматривать в качестве прямого ответа на старый вопрос, который не раз бывал предметом дискуссии. Речь идет о том, является ли электродвижущая сила, индуцируемая в некоторой замкнутой проводящей цепи, строго локализованной в определенных частях этой цепи, или эта точка зрения не имеет достаточных физических оснований, и мы должны всегда иметь в виду всю замкнутую цепь, относя индуцированную электродвижущую силу к данной цепи как к единому целому. В описанных выше экспериментах удалось совершенно отчетливо разделить индуктивные эффекты, возникающие в различных частях одной и той же цепи, и таким образом доказать правильность первой точки зрения. Здесь необходимо напомнить, что указанная точка зрения, признающая локализацию индуцируемой электродвижущей силы в отдельных участках некоторой цепи, вполне соответствует воззрениям Фарадея, который постоянно говорил о „пересечении“ магнитных линий каким-либо определенным участком цепи. Эта же точка зрения в полной мере соответствует и мнению Максвелла, высказанному по поводу случаев, имеющих непосредственное отношение к рассматриваемому вопросу.<sup>1</sup>

д. В некоторых экспериментах была сделана попытка выяснить общие условия, характеризующие процесс задерживания магнитных колец железным экраном. Было обследовано влияние скорости изменения главного магнитного потока в кольце  $T$ . С этой целью в цепь тороидальной катушки была включена специальная комбинация сопротивлений, позволявшая плавно и сколь угодно медленно изменять силу намагничивающего тока в пределах от нуля до известного наибольшего значения. Оказалось, что если время, потребное для этого, было достаточно велико, например одна минута или более, то железный экран практически не задерживал магнитных колец, и они беспрепятственно проходили сквозь него, производя во вторичной обмотке  $S_1 S_2 S_3$  тот же индуктивный эффект, что и в контрольной обмотке  $K$ . Это, надо думать, объясняется тем, что железный экран  $PQ$  оказывается неспособным окончательно задержать больше кольцевых магнитных линий, чем максимальное их количество, находившееся в нем в некоторый момент времени. При очень медленном протекании преобразований магнитного потока, сопровождающих намагничивание железного кольца  $T$ , также с очень малой скоростью происходит и образование самостоятельных магнитных колец, входящих в экран  $PQ$  за некоторый промежуток времени в пренебрежимо малом количестве и в данном случае не накапливающихся в нем. Совсем иначе, повидимому, обстоит дело при быстром возникновении главного магнитного потока. Здесь сразу же в большом количестве отделяются магнитные звенья, которые сначала скопляются в промежутке между кольцом  $T$  и внутренней поверхностью экрана  $PQ$ , затем проникают в экран, сравнительно сильно его намагничивая и в значительной степени задерживаясь в нем благодаря свойствам железа, а далее лишь частично выходят из него и нанизываются на контур вторичной цепи.

е. Наконец, был произведен опыт принудительного удаления магнитных колец, задержанных железным экраном  $PQ$  в случае быстрого установления тока, намагничивающего кольцо  $T$ . Сначала было испро-

<sup>1</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, § 534.

вано действие чисто механических сотрясений экрана, вызываемых многократными ударами стального молотка по его поверхности. В виду того, что это не привело к достаточно удовлетворительным результатам, был затем применен метод „магнитных сотрясений“. С этой целью на наружную цилиндрическую поверхность экрана была наложена дополнительная катушка, состоявшая из 34 витков проволоки подходящего сечения. Через дополнительную катушку пропускался постоянный ток в 50 А, направление которого переключалось на обратное до 100 раз в минуту. Так как необходимо было совершенно исключить индуктивное действие этого тока на цепь флюксметра, обмотка  $S_1 S_2 S_3$  тщательно устанавливалась в положения, при котором был равен нулю коэффициент взаимной индукции указанной обмотки и дополнительной катушки, наложенной на экран  $PQ$ . При таких условиях переключения тока в наружной дополнительной катушке сами по себе не оказывали никакого влияния на показания флюксметра. Как и ожидалось, переменное поперечное намагничивание железного экрана, задерживавшего магнитные кольца, сопровождалось освобождением части подобных колец. Это было обнаруживаемо по соответствующему отклонению флюксметра, помещенного в цепь обмотки  $S_1 S_2 S_3$ . Если количество магнитных колец, задержанных экраном  $PQ$ , было велико, то не удавалось полностью удалить их из экрана, повидимому, вследствие недостаточной интенсивности магнитных сотрясений. Но в случаях, когда железным экраном было задержано сравнительно небольшое количество магнитных колец (например, порядка одной тысячи максвеллов), применявшимися магнитными сотрясениями можно было освободить из экрана практически весь удерживаемый им магнитный поток. Иными словами, после этих сотрясений отклонение стрелки флюксметра оказывалось соответствующим разности величин  $\Delta\Phi_1$  и  $\Delta\Phi_2$ .

Таким образом, был констатирован сам по себе весьма любопытный факт. Индуктивное воздействие на вторичную цепь  $S_1 S_2 S_3$  со стороны первичной обмотки проявлялось не всё сразу. Частично оно обнаруживалось немедленно после возникновения в кольце  $T$  приращения магнитного потока  $\Delta\Phi_1$ . Но другая часть указанного индуктивного воздействия в потенциальном виде сохранялась неопределенно долгое время в экране  $PQ$ , как в некотором аккумуляторе своего рода. В любой момент, однако, нереализованная часть индуктивного воздействия могла быть использована путем извлечения магнитного потока  $\Delta\Phi_2$  из хранившего его железного экрана.

Когда в кольце  $T$  (рис. 101) происходит приращение главного магнитного потока  $\Phi_1$ , в замкнутом экране  $PQ$  возникают индуцированные токи, которые должны сопровождаться изменением магнитного состояния железа экрана. Исходя из этого, все явления, описанные в настоящем параграфе, конечно, можно формально объяснять с точки зрения индуктивных процессов, происходящих в толще экрана. Правда, в таком случае иногда потребуются более или менее сложное обследование вопроса, чтобы установить некоторые количественные соотношения, характеризующие рассмотренные явления (например, доказать, что  $\Delta\Phi_2$  по своей абсолютной величине принципиально никогда не может быть больше  $\Delta\Phi_1$  и т. п.). Однако не в этом дело. Даже великое открытие электромагнитной индукции, как показали последующие теоретические работы, можно было бы предвидеть и можно было бы предвычислить величину индуктивного эффекта, исходя из других закономерностей природы. Нет, вообще говоря, ничего особенно неожиданного в тех результатах, которые были получены при экспериментальном изучении

преобразований магнитного потока тороидальной обмотки, окруженной замкнутым железным экраном. Имеет значение лишь то обстоятельство, что всё, наблюдаемое в вышеописанных опытах, и в качественном и в количественном отношении находится в полном согласии с Фарадеевской идеей о физически существующих магнитных линиях. Этому именно вопросу о реальности магнитных линий и была, по существу, посвящена Глава I настоящей книги.

### § 38. Преобразования магнитного потока в трансформаторах переменного тока

а. После всего того, что было уже сказано вообще о преобразованиях магнитного потока, должны быть в значительной степени понятны магнитные процессы, происходящие в трансформаторах переменного тока. Однако в виду большого значения этого случая практических применений электромагнитной индукции весьма полезно особо остановиться на его рассмотрении.

Необходимо прежде всего констатировать, что до последнего времени приходится встречаться с ошибочными взглядами по вопросу о том, как ведет себя магнитный поток в трансформаторе. Даже среди электриков, работающих в области теоретической электротехники, довольно широко распространено мнение, что всё дело ограничивается периодическими изменениями магнитного потока, сцепляющегося с первичной и вторичной обмотками и проходящего через сердечник трансформатора (с учетом, конечно, обычного магнитного рассеяния). При этом просто предполагается, будто бы магнитный поток вовсе не претерпевает каких-либо пространственных перемещений, но остается на месте и именно в состоянии полной неподвижности периодически изменяет лишь свою величину, а также свое направление.

Указанные представления находятся, конечно, в ярко выраженном противоречии с основными установками Фарадея и Максвелла, с теми установками, соответствие которых действительной природе вещей подтверждается всей совокупностью достигнутых наукой и практикой результатов. В связи с этим целесообразно повторить здесь следующие слова Максвелла,<sup>1</sup> однажды уже цитированные в § 18 Главы III:

„Представление о непрерывности силовых линий, к которому пришел Фарадей, исключает возможность внезапного появления их там, где их раньше не было ни одной. Если, следовательно, число линий, которые пронизывают проводящий контур, претерпевает изменение, то это может происходить только благодаря тому, что или контур движется поперек силовых линий, или силовые линии движутся поперек контура“.<sup>2</sup>

Эти именно соображения были приняты Максвеллом во внимание при выводе данной им формулировки закона электромагнитной индукции. Вся максвелловская теория электромагнитного поля, таким образом, в своих истоках связана с идеей о движении физических реальностей, которые определяют собой проявления магнитного состояния какой-либо среды.

<sup>1</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, § 541.

<sup>2</sup> Как было уже указано в примечании к § 18, в данном случае термин „силовая линия“ Максвелл обозначает то, что Фарадей назвал „физической силовой линией“ магнитного поля, имея в виду реально существующую нитгеобразную составляющую магнитного потока. Мы называем это „магнитной линией“.

Итак, магнитные процессы, происходящие в трансформаторах переменного тока, мы должны по существу рассматривать с точки зрения пространственных перемещений магнитного потока, который в основном распространяется от первичной обмотки. При возникновении тока в ней магнитный поток развивается в окружающем пространстве, входит в железный сердечник и достигает там некоторой максимальной величины. Затем он убывает в соответствии с периодическими изменениями первичного и вторичного тока, когда магнитные линии начинают обратно двигаться. Далее поток развивается до максимума в противоположном направлении, опять-таки в связи с движением магнитных линий в пространстве, снова убывает и т. д. Во время описываемых перемещений магнитных линий они будут „пересекаться“ витками вторичной обмотки, в которой индуцируется ток путем наизывания на ее контур магнитных звеньев, отпочковывающихся в процессе преобразований магнитного потока.

б. Вообще говоря, в трансформаторах переменного тока мы встречаемся с более усложненной формой того же, что происходит в элементарном случае взаимной индукции тока, когда параллельно одному проводнику с изменяющимся током расположен второй проводник, входящий в состав некоторой замкнутой цепи.

В § 35 мы уже говорили о том, что процесс возникновения или исчезновения магнитного поля тока необходимо, согласно Фарадею, рассматривать как распространение кольцевых магнитных линий в радиальном направлении от проводника с усиливающимся током или как их сокращение к проводнику с ослабевающим током. На рис. 103 представлена схема структурных преобразований какой-либо одной магнитной линии, распространяющейся в окружающем проводник  $I$  пространстве при усилении тока в нем. Проводник  $II$ , перпендикулярный плоскости чертежа, так же как и проводник  $I$  (оба изображены в сечении), будет при этом „пересекать“ магнитную линию  $a$ , движущуюся в направлении, показанном стрелками. Иными словами, магнитная линия  $a$  в своем стремлении обойти проводник  $II$  начнет деформироваться (стадия  $A$ ), некоторой своей частью окружит этот проводник (стадия  $B$ ) и претерпит отпочкование от нее магнитного звена  $b$ , нанизываемого на проводник  $I$  (стадия  $C$ ). Направление усиливающегося в проводнике  $I$  тока и направление тока, индуцируемого в проводнике  $II$ , указано соответствующими значками (крестик и точка). На рис. 104 представлена схема обратного преобразования магнитной линии при убывании тока в проводнике  $I$ , к которому эта магнитная линия теперь стягивается, как показано стрелками. Сокращающаяся магнитная линия  $a$ , обходя проводник  $II$ , сначала немного деформируется (стадия  $A$ ), затем это деформирование доходит до состояния, непосредственно предшествующего контакту противоположно направленных участков данной магнитной линии (стадия  $B$ ), и процесс структурного преобразования заканчивается отпочкованием магнитного звена  $b$ , нанизываемого на проводник  $II$  (стадия  $C$ ). Направление индуцированного в проводнике  $II$  тока получается теперь такое же, как и направление ослабевающего тока в проводнике  $I$ . Следовательно, в данном случае направление индуцированного тока будет обратное тому, что имело место при усилении тока в проводнике  $I$  (рис. 103).

в. Рассмотрим теперь вкратце общий ход преобразований магнитного потока, происходящих в трансформаторе переменного тока. Допустим, что главный магнитный поток трансформатора создается в основном первичными ампервитками. На рис. 105 представлены в очень схематическом виде последовательные стадии преобразований, претерпеваемых

отдельными магнитными линиями главного потока в случае усиления первичного тока. При этом, ради упрощения картины преобразований, изображено очень незначительное количество витков первичной и вторичной обмоток ( $I$  и  $II$ ). Магнитные линии  $1$  и  $1'$  образовались в результате срачивания магнитных звеньев, сцеплявшихся ранее каждое лишь с одним витком первичной обмотки и сливающихся в единый контур подобно тому, как это было описано в § 26 для случая двух витков (рис. 37). Эти магнитные линии  $1$  и  $1'$  по мере увеличения силы тока, который протекает по первичной обмотке, будут от нее распространяться в окружающее пространство, частично входя в железный сердечник и стремясь проникнуть сквозь вторичную обмотку  $II$  вследствие бокового распора в системе магнитных линий, показанных на рис. 105 лишь

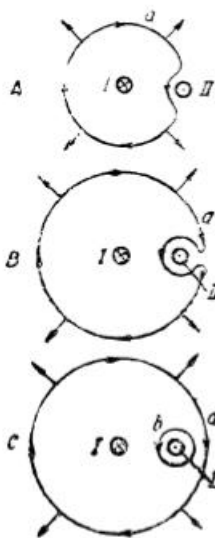


Рис. 103.

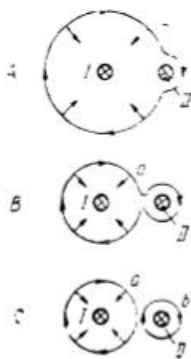


Рис. 104.

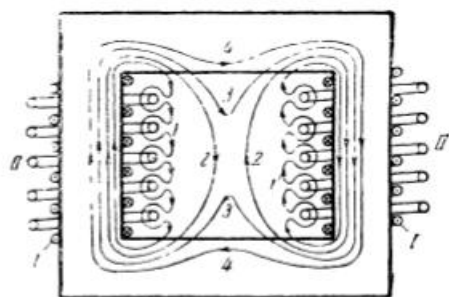


Рис. 105.

в ограниченном числе. В связи с указанным стремлением произойдет сильное деформирование магнитных линий  $1$  и  $1'$  с последующим отпочкованием от них магнитных звеньев, называемых на вторичные витки, и образование контуров, подобных магнитным линиям  $2$  и  $2'$ , которые уже прошли стадию отпочкования магнитных звеньев.

Дальнейшее преобразование магнитных линий  $2$  и  $2'$  будет состоять в их срачивании после контакта противоположно направленных ближайших участков. Получится единый контур, как и магнитной линии  $3$ , отчасти еще проходящей через воздух, но направляющейся в железный сердечник. Магнитная линия  $4$  предварительно подверглась всем описанным стадиям преобразования и уже полностью вошла в железо.

Обратные пространственные перемещения магнитных линий будут иметь место при убывании магнитного потока в железном сердечнике. Вместе с тем магнитные линии подвергаются в общем обратным же преобразованиям благодаря их стремлению сократиться в направлении витков первичной и вторичной обмоток. При этом магнитные линии, всеми своими частями проходящие по железу, подобно линии  $4$ , начнут под влиянием бокового распора выходить из железного сердечника наружу, принимая форму магнитной линии  $3$ . После контакта сблизившихся

противоположно направленных участков магнитная линия 3 разделится на обособленные контуры 2 и 2', которые в свою очередь, продолжая сокращаться, разобьются на магнитные звенья, нанизываемые на витки обмоток трансформатора.

г. По поводу процесса электромагнитной индукции, протекающего в трансформаторах переменного тока, иногда высказывается следующее мнение, в котором во всяком случае принято во внимание то обстоятельство, что „действие на расстоянии“ есть псевдофизическое представление, уже отжившее свое время. Не разделяя фарадеев-максвелловской установки относительно пространственных перемещений магнитных линий при протекании электромагнитных процессов вообще, предполагают, что количественные изменения неподвижного магнитного потока в трансформаторе сопровождаются распространением в окружающем пространстве некоторых специфических волн, доходящих до обмоток трансформатора и обуславливающих возникновение в них индуктированных электродвижущих сил. С этой точки зрения, чтобы быть последовательным, необходимо, конечно, допустить также, что подобного рода волны исходят и от первоисточника всех изменений в трансформаторной системе, т. е. от ее первичной обмотки, и что в железном сердечнике трансформатора указанные волны как-то претворяются в главный магнитный поток, который, например, будет непрерывно накапливаться в сердечнике даже в том случае, если первичный ток возрастает с постоянной сколь угодно малой скоростью. Гораздо целесообразнее и, конечно, правильнее описывать электромагнитные явления в трансформаторах, пользуясь представлением, введенным в науку Фарадеем, т. е. представлением о движении реально существующих магнитных линий. Пытаясь же рассматривать происходящие в этом случае явления с точки зрения распространения каких-то специфических волн, мы сильно рзойдемся с четко выраженной фарадеев-максвелловской установкой.

д. Из всего того, что было здесь сказано о преобразованиях магнитного потока в трансформаторах переменного тока, отнюдь не вытекает, будто бы рекомендуется как-либо изменить принятую в настоящее время общую методику расчета трансформаторов. Поскольку мы интересуемся результирующим индуктивным эффектом периодических изменений магнитного потока, конечно, следует пользоваться при подобных расчетах весьма удобной в данном случае второй (максвелловской) формулировкой закона электромагнитной индукции

$$e = - \frac{d\Phi}{dt},$$

как это всегда и делается.

Необходимо, однако, помнить, что эта общая формулировка не касается деталей магнитных процессов происходящих в трансформаторе. В обычных условиях вполне допустимо игнорирование многих подробностей того, что происходит в трансформаторе. Но при рассмотрении некоторых случаев ненормальных режимов работы трансформатора может оказаться бесполезным более или менее полный учет всех обстоятельств, сопровождающих преобразования магнитного потока.

### § 39. Нормальная и аномальная составляющие потока и электро- движущей силы взаимной индукции

Во всяком процессе преобразований магнитного потока мы обычно встречаемся с некоторыми особыми условиями, которые в основном характеризуются пространственным перемещением магнитных линий,

иногда имеющих форму совершенно обособленных контуров. Такого рода магнитные линии или их отдельные участки, явившиеся результатом преобразований магнитного потока, могут накладываться на нормальное распределение магнитных линий, соответствующее неизменному состоянию системы.

В пояснение сказанного рассмотрим случай, представленный на рис. 106. Здесь изображен некоторый кольцевой сердечник с наложенной на него первичной обмоткой  $I$ , по которой проходит ток  $i_1$ . Допустим, что вторичная цепь состоит из одного витка  $II$ . При неизменности геометрических координат системы и при условии

$$i_1 = \text{Const.}$$

виток  $II$  будет охватывать магнитный поток, который можно назвать нормальным магнитным потоком взаимной индукции. Обозначим его через  $\Phi_n$ . Этот поток, вообще говоря, пропорционален току  $i_1$ , т. е.

$$\Phi_n = M i_1,$$

где  $M$  есть нормальный коэффициент взаимной индукции первичной и вторичной цепей. Магнитный поток  $\Phi_n$  складывается из потока в кольце-

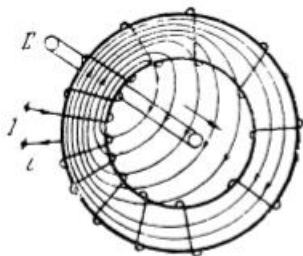


Рис. 106.

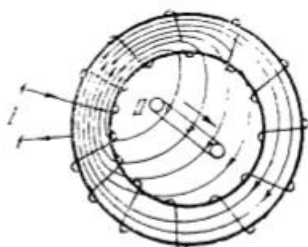


Рис. 107.

вом сердечнике и из обычного потока рассеяния, который практически всегда имеет место. Этот поток рассеяния на рис. 106 не показан, чтобы не усложнять общей картины. В просвете же кольца изображены перебегающие в направлении стрелки магнитные линии, порождаемые в процессе преобразований магнитного потока в случае усиления тока  $i_1$ , т. е. когда

$$\frac{di_1}{dt} > 0.$$

Эти добавочные магнитные линии, не учитываемые при обычном рассмотрении закономерностей, которым подчиняются процессы в электромагнитных системах, в совокупности составляют то, что можно назвать *аномальным магнитным потоком*.<sup>1</sup> Скорость, с которой перемещаются в пространстве аномальные магнитные линии, конечно, равна скорости

<sup>1</sup> Здесь необходимо отметить, что еще в 1890 г. французский ученый Вашш указывал, что в пространстве вокруг тороидальной обмотки во время прохождения по ней изменяющегося электрического тока должен появляться обычно не учитываемый добавочный магнитный поток, который мы и назвали аномальным. (A. Vaschy. *Traité d'Electricité et de Magnétisme*, 1890, vol. I, p. 345).

света, когда они совершенно свободны и предоставлены самим себе. Однако, если например в случае, представленном на рис. 106, применен железный сердечник, эта скорость может быть значительно меньше, так как здесь аномальные магнитные линии в местах перехода из воздуха в сердечник связаны с процессом изменения магнитного состояния железа. Повидимому, в данном случае происходит нечто подобное тому, что имеет место при переносном движении какого-либо магнита вместе с его полем.

Сколько бы велика ни была скорость распространения аномальных магнитных линий, одно несомненно, а именно, что густота их распределения в пространстве будет тем больше, чем больше скорость протекания преобразований магнитного потока, т. е. чем больше величина производной по времени от первичного тока  $i_1$ . Обозначая через  $\Phi_a$  аномальный магнитный поток, охватываемый витком  $II$ , и принимая во внимание, что поток  $\Phi_a$  должен еще зависеть от скорости движения аномальных магнитных линий ( $v$ ), а также от геометрических координат рассматриваемой системы ( $g_1, g_2, \dots$ ), можем, следовательно, написать

$$\Phi_a = f\left(\frac{di_1}{dt}, v, g_1, g_2, \dots\right),$$

причем в состав этой функции во всяком случае входит член, прямо пропорциональный величине

$$\frac{di_1}{dt}.$$

Совершенно то же можно сказать и о магнитном потоке  $\Phi_2$ , охватываемом витком  $II$ , полностью расположенным в просвете кольца с обмоткой (рис. 107). Разница по сравнению с предыдущим случаем лишь та, что здесь виток  $II$  не сцепляется с основным магнитным потоком тороидальной обмотки  $I$ . В данном случае сквозь виток  $II$ , кроме аномального магнитного потока  $\Phi_a$ , проходит только поток рассеяния  $\Phi_n$ , прямо пропорциональный первичному току  $i_1$ . Этот поток  $\Phi_n$  опять-таки не показан на рисунке.

Вообще всегда магнитный поток взаимной индукции, сцепляющийся с некоторою вторичною цепью, в самом общем виде выражается так:

$$\Phi_2 = \Phi_n + \Phi_a = Mi_1 + f\left(\frac{di_1}{dt}, v, g_1, g_2, \dots\right).$$

В обычных условиях аномальная составляющая магнитного потока сравнительно очень незначительна, так что практически ею можно пренебречь. Но в некоторых случаях, и в особенности при достаточно высоких частотах, проявления аномального магнитного потока становятся вполне заметными.

В связи с наличием аномальной составляющей потока взаимной индукции и выражение для электродвижущей силы взаимной индукции дополняется членом, в котором появляется вторая производная первичного тока  $i_1$  по времени. Вообще можем написать

$$e_2 = e_{2r} + e_{2a} = - \frac{d(Mi_1)}{dt} - \frac{d^2\Phi_a}{dt^2},$$

где

$$e_{2a} = - \frac{d(Mi_1)}{dt},$$

$$e_{2a} = - \frac{d\Phi_a}{dt}.$$

При этом  $e_{2a}$  будет тем больше, чем больше величина

$$\frac{d^2 i_1}{dt^2}.$$

В технике переменных токов нормальных низких частот совершенно не приходится считаться со второй (аномальной) составляющей электродвижущей силы взаимной индукции и, собственно говоря, ее трудно обнаружить. Но при высоких частотах величина  $\frac{d^2 i_1}{dt^2}$  может получить такие значения, при которых оказывается весьма ощутимой аномальная составляющая индуктируемой электродвижущей силы, т. е.

$$e_{2a} = - \frac{d\Phi_a}{dt}.$$

#### § 40. Преобразования магнитного потока тороидальной обмотки, окруженной разомкнутым железным экраном

а. С целью экспериментального обследования аномального магнитного потока, о котором говорилось в § 39, было применено общее расположение частей схемы, представленное на рис. 108.<sup>1</sup> Здесь  $TT$  есть кольцевой сердечник, выточенный из дерева. Средний диаметр кольца был равен 10 см. Площадь поперечного сечения сердечника составляла 2.7 см<sup>2</sup>. На этот сердечник была возможно равномернее наложена тороидальная обмотка из 120 витков проволоки с очень высокой изоляцией, образованной двумя слоями резины. Пробивное напряжение такой изоляции достигало 15 000 вольт. Проводник имел поперечное сечение в 0.5 мм<sup>2</sup>.  $M$  и  $N$  — концы указанной тороидальной обмотки. Сердечник с обмоткой помещался внутри массивного железного кожуха или экрана  $PQ$ , подобного изображенному на рис. 101 и применявшемуся в опытах с замкнутым железным экраном. Но только в данном случае со стороны центрального проходного отверстия (центральной камеры) между обеими половинами экрана  $P$  и  $Q$  всегда оставалась узкая щель, просвет которой изменялся в зависимости от обстоятельств при помощи металлических кольцевых прокладок разной толщины, помещавшихся между внешними частями щек  $P$  и  $Q$ . Эти прокладки не изображены на рис. 108. В толще щек  $P$  и  $Q$  были сделаны глубокие цилиндрические выемки  $Y_1$ ,  $Y_2$ . Назначение их, а также некоторых частей схемы будет выяснено дальше.

При прохождении через тороидальную обмотку изменяющегося электрического тока будут происходить соответствующие преобразования магнитного потока, и аномальные магнитные линии должны проникать сквозь щель в центральную камеру, где и могут быть подвергнуты специальному обследованию. Действие же нормального магнитного

<sup>1</sup> Описываемые ниже опыты были произведены мною в 1928 и 1929 гг.

потока рассеяния будет в значительной степени ослаблено благодаря наличию экрана  $PQ$ .

Совершенно очевидно, что аномальный магнитный поток, проникающий в центральную камеру, и ожидаемые проявления этого потока будут тем больше, чем больше скорость изменения тока в тороидальной обмотке. Ввиду этого через обмотку пропускался ток высокой частоты (около  $10^6$  герцев). Это же было причиной применения деревянной основы для тороидальной обмотки вместо железного сердечника, с которым производились опыты, описанные в § 37. Конечно, незатухающие электрические колебания наилучшим образом соответствовали бы целям исследования. Однако обстановка позволила воспользоваться только затухающими колебаниями. Эти колебания генерировались при посредстве устройства с разрядником Вина.

В условиях опыта, в общих чертах показанных на рис. 108, необходимо было предполагать, что аномальный магнитный поток, проникающий сквозь щель в центральную камеру экрана  $PQ$ , может быть

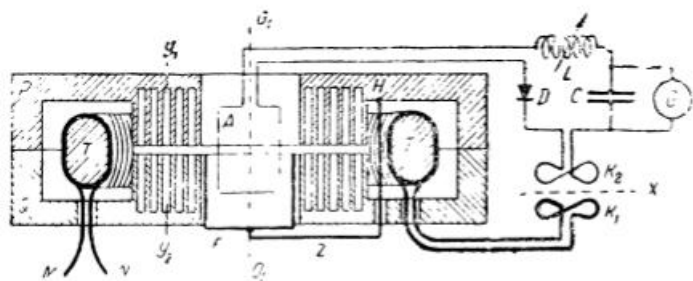


Рис. 108.

двух видов. Действительно, сквозь щель должны проходить, во-первых аномальные магнитные линии, возникшие в процессе преобразований главного магнитного потока и перебегающие через центральную камеру поперек линии  $O_1O_2$ . С другой же стороны, хотя тороидальная обмотка не была совершенно равномерной и вся система не была вполне строго симметричной, всё же возможно было ожидать возникновения некоторого количества аномальных магнитных колец, так как экран  $PQ$  в известной степени должен был затруднять движение перебегающих магнитных линий и тем самым способствовать отделению от них самостоятельных магнитных колец (звеньев). Таким образом, в центральной камере мог появляться аномальный магнитный поток как в форме магнитных линий, перебегающих поперек оси симметрии  $O_1O_2$ , так и в форме свободных магнитных колец. Соотношение между количествами тех и других зависело от величины просвета щели и, кроме того, от наличия более или менее значительных препятствий на пути перебегающих магнитных линий.

б. При обследовании аномального магнитного потока в объеме центральной камеры экрана  $PQ$  была прежде всего сделана попытка воспользоваться магнитным детектором, подобным известному магнитному детектору Маркони. Был изготовлен цилиндрический сердечник из свернутых в трубку длинных листов высококачественного железа, имевших толщину в 0.05 мм. Длина этого цилиндрического сердечника равнялась 60 мм, наружный диаметр 31 мм, внутренний 23 мм. Поверх железного сердечника была более или менее равномерно наложена

обмотка из 4200 витков изолированной проволоки в 0.1 мм диаметром. Цепь образованной таким образом обмотки замыкалась через флюксметр, по отклонениям которого можно было заметить изменения магнитного потока в железном сердечнике детектора. Кроме указанной обмотки, на тот же сердечник было наложено еще 205 витков изолированной проволоки в 0.5 мм диаметром. Всякий раз перед использованием магнитного детектора цепь флюксметра прерывалась, и по обмотке из более толстой проволоки пропускался постоянный ток, после прекращения которого железный сердечник сохранял некоторое остаточное намагничение. Во время опытов магнитный детектор располагался в цилиндрической камере экрана  $PQ$  симметрично по отношению к щели, так что выходящие из нее аномальные магнитные линии должны были встречать на своем пути железный сердечник. Ось же детектора совпадала с линией  $O_1 O_2$  (рис. 108). Предполагалось, что аномальные магнитные линии, бегущие в переменном направлении поперек линии  $O_1 O_2$  во время возбуждения тороидальной обмотки высокочастотным током, могут проникать в очень тонкие железные листки, из которых состоял сердечник детектора. Эффект подобного добавочного перемагничивания железного сердечника должен быть таким же, как и у „магнитных сотрясений“ в описанных раньше опытах с замкнутым железным экраном (§ 37). Магнитные сотрясения должны способствовать размагничению сердечника, т. е. ослаблению его остаточного намагничения. И это должно было отмечаться флюксметром. Что касается свободных магнитных звеньев, которые могли появляться в центральной камере, то в отношении их не ожидалось никакого размагничивающего эффекта, так как они были способны, скользя по поверхности железного сердечника детектора и не проникая внутрь его, разбегаться в разные стороны.

Первые же наблюдения, произведенные с магнитным детектором, выяснили наличие вредных влияний со стороны токов, индуктируемых нормальным потоком рассеяния тороидальной обмотки на внутренних поверхностях щек экрана  $P$  и  $Q$ . Распространяясь по поверхностям, ограничивающим щель, эти наведенные токи доходят до цилиндрической поверхности центральной камеры и влияют на магнитное состояние сердечника детектора, производя в нем тот же размагничивающий эффект, который ожидался со стороны аномального магнитного потока. С целью возможно более полного устранения мешающих действий, обусловленных указанными наведенными токами, в щелях  $P$  и  $Q$  на поверхностях, которыми ограничена щель, были проточены глубокие цилиндрические впадины  $Y_1 Y_2$  (рис. 108), первоначально отсутствовавшие. Ширина каждой такой впадины была около 2 мм, а глубина около 34 мм. Число этих впадин окончательно было доведено до восьми (на рисунке их показано только пять). Благодаря наличию описанных впадин путь, который должны были пройти наведенные поверхностные токи изнутри экрана  $PQ$  до центральной камеры, сильно увеличивался и несколько превышал 500 мм. Таким образом, вредное действие поверхностных токов на магнитный детектор практически исключалось.

Во избежание непосредственного действия на цепь магнитного детектора и флюксметра со стороны электромагнитных излучений высокочастотного генератора вся эта цепь экранировалась специальными металлическими оболочками.

Произведенные затем опыты по обнаружению аномального магнитного потока, проникающего в центральную камеру, дали следующие результаты. Когда, после предварительного намагничения сердечника детектора постоянным током, через тороидальную обмотку пропускался ток высокой

частоты, сила которого доходила до 5А (измерение производилось при помощи теплового амперметра), то при ширине щели в 4 мм наблюдалось отклонение стрелки флюксметра, равное 3 делениям шкалы. При ширине щели в 1.8 мм получалось отклонение около 1.2 деления и, наконец, при ширине щели в 0.3 мм отклонение было равно 0.6 деления. Надо полагать, что наблюдавшееся уменьшение искомого эффекта по мере уменьшения просвета щели было в основном связано с соответствующим возрастанием доли, приходившейся на свободные магнитные звенья в общем составе аномального магнитного потока. Сравнительно небольшие отклонения флюксметра в значительной степени зависели от того, что применялся прибор невысокой чувствительности и без зеркального отсчета. Тем не менее показания флюксметра были вполне достоверны и многократно повторялись.

Так как в описываемых опытах можно было подозревать, что на магнитный детектор действует всё же и какая-то доля нормального потока рассеяния, возникавшего вокруг тороидальной обмотки и сквозь щель проникавшего в центральную камеру с детектором, то было предпринято специальное обследование для определения вероятной величины такого эффекта. С этой целью, вместо деревянного сердечника  $TT$  с равномерно наложенной тороидальной обмоткой внутри экрана  $PQ$ , помещались другие сердечники с весьма неравномерной и даже с наложенной лишь на части сердечника обмоткой. Выяснилось, что наличие железного экрана с узкой щелью между щеками  $P$  и  $Q$  само по себе сильно уменьшало вредное действие потока рассеяния. Были приняты также во внимание еще возможные иные источники погрешностей, как, например, влияние на детектор переменного электрического поля, возникавшего в цилиндрической камере между верхней и нижней ее частями. Учитывая все указанные обстоятельства, можно было оценить вероятную ошибку в опытах с магнитным детектором никак не более чем в 30% от наблюдаемых отклонений флюксметра. Это заключение вполне согласуется с результатами дальнейших наблюдений индуктивного эффекта, производимого аномальным магнитным потоком.

Таким образом, применение магнитного детектора позволило совершенно определенно обнаружить эффект, который можно приписать только наличию аномальной составляющей магнитного потока, возникающей при прохождении высокочастотного тока через тороидальную обмотку.

в. Было желательно испытать и другие возможные методы для обследования аномального магнитного потока, проникающего в центральную камеру экрана  $PQ$ . С этой целью в камеру вводилась специальная катушка и изучался индуктивный эффект, производимый в ней аномальным магнитным потоком. На рис. 108 представлена общая схема именно этих экспериментов. Здесь  $A$  есть упомянутая специальная катушка, которая могла поворачиваться вокруг оси  $O_1O_2$  и устанавливаться в любом необходимом положении. Катушка  $A$  входила в цепь, содержащую обычный кристаллический детектор  $D$ , переменную индуктивность  $L$ , конденсатор  $C$ , шунтировавший гальванометр  $G$ , и катушка  $K_2$ . Переменная индуктивность  $L$  служила для настройки цепи детектора. Катушка  $K_2$  имела форму восьмерки и была расположена параллельно катушке  $K_1$ , которая имела такую же форму и была введена в первичную цепь, т. е. в цепь тороидальной обмотки, наложенной на сердечник  $TT$ . Ток высокой частоты, протекавший по тороидальной обмотке, проходил также и через катушку  $K_1$ . Благодаря этому было возможно генерировать в катушке  $K_2$  некоторую нормальную электродвижущую силу взаимной

индукции, величина которой регулировалась поворачиванием катушки  $K_1$  вокруг оси симметрии. Вся цепь детектора  $D$  и катушки  $A$  предохранялась от непосредственного воздействия электромагнитных излучений при помощи металлической оболочки, на рис. 108 не показанной. В этой оболочке было проделано отверстие для отсчета показаний гальванометра и кроме того оболочка была снабжена круглым вырезом, покрытым густой сеткой  $X$  из зигзагообразно уложенной тонкой проволоки, одним концом присоединявшейся к металлической оболочке. По обе стороны сетки  $X$  располагались плоские катушки  $K_1$  и  $K_2$ , параллельно одна другой. Как было только что отмечено, сетка  $X$  была изготовлена так, что в ней не образовывалось никаких замкнутых контуров. Назначение этой сетки состояло в предохранении катушки  $K_2$  от электрических влияний со стороны катушки  $K_1$ . В то же время сетка  $X$  не препятствовала магнитному полю катушки  $K_1$  действовать на катушку  $K_2$  и возбуждать в ней нормальную электродвижущую силу взаимной индукции.  $F$  представляет собою полый металлический цилиндр, закрытый снизу и изолированный от нижней половины экрана  $Q$ . При посредстве провода  $Z$  цилиндр  $F$  присоединялся в точке  $H$  к верхней половине экрана  $P$ . Всё это делалось для того, чтобы по возможности защитить катушку  $A$  от переменного электрического поля, возникавшего в центральной камере экрана  $PQ$ . Особым обследованием подтвердилась целесообразность применения указанного предохранительного цилиндра  $F$ .

Колебательная цепь, в которую была введена тороидальная обмотка, была выполнена симметрично по отношению к этой обмотке. Емкость данной цепи была разделена на две равные части, присоединенные к концам обмотки  $M$  и  $N$ . Для введения в колебательную цепь катушки  $K_1$  тороидальная обмотка была разрезана на середине. Образовавшиеся концы соединялись с катушкой  $K_1$ .

При помощи катушки  $K_1$  оказывалось возможным разложить полную электродвижущую силу, индуктируемую в катушке  $A$ , на две составляющие. Первая составляющая есть нормальная электродвижущая сила взаимной индукции, возникающая благодаря слабому потоку рассеяния тороидальной катушки, который, несмотря на экранировку был всё же в состоянии проникать в незначительной степени сквозь щель в центральной камере, где находилась катушка  $A$ . Эта составляющая всей электродвижущей силы могла компенсироваться индуктивным действием катушки  $K_1$  на катушку  $K_2$  при их надлежащем взаимном расположении. Вторая составляющая есть аномальная электродвижущая сила взаимной индукции, обязанная своим появлением вхождению в центральную камеру аномальных магнитных линий. Указанная аномальная электродвижущая сила в основном определяется второй производной по времени от первичного тока  $i_1$ , протекающего через тороидальную катушку, и не может быть полностью скомпенсирована какой бы то ни было установкой катушек  $K_1$  и  $K_2$ . Необходимо ещё отметить, что перед каждым наблюдением катушки  $K_1$  и  $K_2$  всегда скрещивались, т. е. устанавливались в такое положение, при котором электродвижущая сила их взаимной индукции равнялась нулю.

Опыты с описанным расположением приборов подтвердили вышеизложенные соображения относительно аномальной электродвижущей силы, индуктируемой в катушке  $A$ . Была, например, применена катушка  $A$ , состоявшая из 32 витков в форме прямоугольника размером в 30 на 50 мм. Через тороидальную катушку пропускался колебательный ток силой в 2А (по тепловому амперметру). При ширине щели в 0,3 мм при надлежащей ориентировке катушки  $A$  (позиция 1) наблюдалось

максимальное отклонение гальванометра, равное 43 делениям шкалы. Когда затем нормальная составляющая электродвижущей силы была скомпенсирована при помощи катушек  $K_1$  и  $K_2$ , отклонение гальванометра уменьшилось до 37 делений шкалы. После этого катушка  $A$  поворачивалась вокруг оси  $O_1 O_2$  для определения минимума отклонения. При повороте на  $105^\circ$  (позиция II) был найден этот минимум. Он оказался равным 1.2 деления шкалы гальванометра. Это отклонение не могло быть уменьшено каким-либо изменением относительного расположения катушек  $K_1$  и  $K_2$ .

Было полное основание предполагать, что наблюдаемый индуктивный эффект в катушке  $A$  производился главным образом аномальными магнитными линиями, перебегавшими в центральной камере поперек линии  $O_1 O_2$ . В то же время естественно возникал вопрос, почему для перехода от максимума к минимуму отклонений гальванометра необходимо было повернуть катушку  $A$  не на  $90^\circ$ , а на  $105^\circ$ . Казалось бы, позиции I и II должны были различаться углом в  $90^\circ$ .

То обстоятельство, что в позиции II минимальное отклонение (1.2 деления шкалы гальванометра) не могло быть еще уменьшено поворотом катушки  $K_1$  и как-либо скомпенсировано соответствующим подбором обусловленной этой катушкой нормальной электродвижущей силы взаимной индукции, свидетельствовало о следующем. Очевидно, в данной позиции поток обычного магнитного рассеяния, могущий проникать через щель, был параллелен плоскости катушки  $A$ . Отсюда вытекает, что для получения наибольшего индуктивного эффекта от потока рассеяния необходимо было бы повернуть катушку  $A$  вокруг оси  $O_1 O_2$  на  $90^\circ$ , т. е. не дойти на  $15^\circ$  до позиции I. Сам по себе этот нормальный эффект, видимо, был невелик. Ведь в позиции I максимальное отклонение в 43 деления шкалы оказывалось возможным уменьшить лишь на 6 делений надлежащим подбором положения катушки  $K_1$ . Необходимо предположить, что перебегающие магнитные линии аномального потока не были параллельны магнитным линиям потока рассеяния, а составляли с ними некоторый угол порядка  $20^\circ$ , и именно эти перебегающие аномальные магнитные линии обуславливали в позиции I максимум отклонения гальванометра, сохранявшийся и после осуществления компенсации катушкой  $K_1$ .

Что касается углового различия между позициями I и II в  $105^\circ$ , то для объяснения его приходится допустить, что аномальный магнитный поток, который проникал в центральную камеру, отчасти состоял из определенного количества магнитных колец, возникавших благодаря наличию экрана  $PQ$ . При очень узкой щели такой экран должен был представлять собою значительную преграду для аномальных магнитных линий, стремившихся пробегать через щель. Вследствие происходящего в связи с этим сильного их деформирования от них могли отпочковываться магнитные кольца (рис. 100), которые затем сокращались и сквозь щель также входили в центральную камеру. В случае абсолютно симметричного расположения всего рассматриваемого устройства относительно оси  $O_1 O_2$  (рис. 108) магнитные кольца, конечно, не должны были бы вызывать никакого результирующего индуктивного эффекта в катушке  $A$ . При их сокращении они одновременно пересекались бы вертикальными участками витков этой катушки, расположенными по обе стороны оси  $O_1 O_2$ , и получались бы два равных и прямо противоположных импульса индуктированной электродвижущей силы. Так как, однако, указанная симметрия практически была лишь приблизительной и так как расстояния вертикальных частей катушки  $A$  от оси  $O_1 O_2$  были, повиди-

тому, не вполне одинаковыми, то магнитные кольца могли оказываться сцепившимися с витками катушки  $A$  и могли обусловить в ней некоторый индуктивный эффект, хотя, быть может, и незначительный, но всё же заметный. Надо полагать, таким образом, что индуктивный эффект от аномальных магнитных колец нагалься на индуктивный эффект от перебегающих аномальных магнитных линий. Вместе с тем необходимо принять во внимание, что ориентировки катушки  $A$ , наиболее благоприятствующие проявлению каждого из указанных эффектов в отдельности, могли быть, вообще говоря, не тождественными и даже мало связанными одна с другой. Одновременное существование обоих аномальных индуктивных эффектов, повидимому, и обуславливало фактически наблюдавшееся угловое различие в  $105^\circ$  между поворотами катушки  $A$ , соответствующими позициям  $I$  и  $II$ , т. е. максимуму и минимуму суммарного индуктивного эффекта. Если бы аномальные магнитные кольца отсутствовали, этот угол должен был бы равняться  $90^\circ$ , и минимальный индуктивный эффект в позиции  $II$  был бы равен нулю.

Для того чтобы отчетливее наблюдать проявления аномальных магнитных колец и совершенно устранить возможные вредные влияния следов нормального потока рассеяния, в дальнейших опытах применялись полые железные цилиндры, изготовленные из листового железа толщиной в 0.6 мм. Диаметр этих цилиндров последовательно увеличивался, и их можно было вводить в несколько рядом расположенных цилиндрических впадин  $Y_1 Y_2$  (приподняв, конечно, верхнюю половину экрана  $P$ ). Длина цилиндров была равна 60 мм. Так как впадины в обеих щеках  $P$  и  $Q$  имели в глубину свыше 32 мм, то каждый описываемый цилиндр всю свою длину уместился внутри двух соответствующих впадин, приходящихся одна против другой. Само собой разумеется, что эти полые железные цилиндры со всех сторон были покрыты прочным изолирующим слоем, во избежание непосредственного электрического контакта с внутренней поверхностью впадин  $Y_1 Y_2$ .

Благодаря введению железных цилиндров во впадины  $Y_1 Y_2$  (рис. 108) совершенно преграждался прямой путь через щель для магнитных линий, стремившихся проникнуть в центральную камеру. Это касалось прежде всего нормального потока магнитного рассеяния от тороидальной обмотки. Можно считать, что при таких условиях поток рассеяния совсем не доходил до центральной камеры. Аномальный же магнитный поток имел возможность проникать в центральную камеру. Перебегающие магнитные линии аномального потока, конечно, должны были при этом претерпевать чрезвычайно сильное деформирование, которое благоприятствовало отпочковыванию от них свободных магнитных колец. Как показали дальнейшие опыты, в случае введения во впадины  $Y_1 Y_2$  только одного железного цилиндра можно было предполагать, что некоторому сравнительно очень небольшому количеству перебегающих аномальных магнитных линий всё же удавалось проникать в центральную камеру, несмотря на значительные осложнения при обходе железного цилиндра. Но в случае применения двух или трех железных цилиндров, расположенных во впадинах  $Y_1 Y_2$ , перебегающие магнитные линии, повидимому, уже совершенно не могли дойти до центральной камеры, а в нее проникали исключительно свободные магнитные кольца, отпочковывавшиеся вследствие наличия ряда препятствий на пути магнитных линий, стремившихся перебежать поперек оси  $O_1 O_2$ . Указанные магнитные кольца, скользя по поверхности железных цилиндров, могли легко обходить их и, последовательно сокращаясь, проникать в центральную камеру, где была расположена катушка  $A$ .

Как выше мы уже указывали, можно было ожидать сравнительно незначительного результирующего индуктивного эффекта в катушке  $A$ , производимого аномальными магнитными кольцами или звеньями, и то лишь благодаря несимметрии всего устройства относительно оси  $O_1 O_2$ . Это и было подтверждено непосредственным опытом. Для более успешного обнаружения магнитных колец были изготовлены катушки типа  $B$ , представленного на рис. 109. При сохранении наружных размеров катушки  $A$  (рис. 108) и при том же количестве витков катушки типа  $B$  состояли из двух тождественных половин, соединенных между собою так (рис. 109), чтобы магнитные кольца, входя при своем сокращении внутрь витков подобной катушки, могли обусловить возникновение в обеих ее половинах согласованных индуктивных эффектов, т. е. чтобы электродвижущие силы, индуцируемые в отдельных частях катушки  $B$ , имели одно и то же направление в той замкнутой цепи с детектором  $D$  и гальванометром  $G$ , в которую катушка  $B$  включалась вместо катушки  $A$ . На рис. 109 изображено одно магнитное звено  $mm$ , уже сцепившееся с витками катушки  $B$ . Не трудно видеть, что в данном случае магнитное звено или кольцо  $mm$  произведет полный индуктивный эффект в цепи катушки  $B$ . Перебегающие же аномальные линии могут вызвать лишь ничтожное индуктивное действие на катушку  $B$ , обусловленное в основном практической недостижимостью строгой тождественности геометрических размеров обеих половин этой катушки. По той же причине можно было ожидать пренебрежимо малого индуктивного действия на катушку  $B$  со стороны нормального потока магнитного рассеяния в случае отсутствия железных цилиндров во впадинах  $Y_1 Y_2$ .

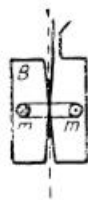


Рис. 109.

Многочисленные наблюдения, произведенные с катушками  $A$  и  $B$  при применении железных цилиндров и без них, дали очень устойчивые результаты, постоянно имевшие один и тот же характер. Результаты эти, вполне отвечавшие тому, что ожидалось, были во всяком случае весьма любопытны и вряд ли могут быть объяснимы с какой-либо иной точки зрения, не принимающей во внимание преобразований магнитного потока, вообще, и возникновения аномальных магнитных линий, в частности.

г. С катушками  $A$  и  $B$  было проделано очень большое число экспериментов. Рассмотрим в виде примера следующие результаты, полученные при ширине щели в 0.3 мм и при токе в тороидальной обмотке, равном 2А. Как было уже указано, в этом случае с катушкой  $A$  наблюдались максимальное и минимальное отклонения гальванометра, соответственно равные 43 и 1.2 деления шкалы. В тех же условиях, т. е. без применения железных цилиндров во впадинах  $Y_1 Y_2$ , с катушкой  $B$  наблюдалось максимальное отклонение в 35 делений шкалы и после поворота этой катушки на  $180^\circ$  — минимальное отклонение в 8.5 деления шкалы. Никакой компенсации при помощи катушек  $K_1$  и  $K_2$  невозможно было достигнуть уменьшения отклонений в 35 и 8.5 деления шкалы. Следовательно, при применении катушки  $B$  практически совершенно не приходилось считаться с потоком нормального магнитного рассеяния, и можно было говорить только об индуктивном эффекте аномального магнитного потока. То обстоятельство, что угол поворота катушки  $B$  при переходе от максимума к минимуму равнялся  $180^\circ$ , а не  $105^\circ$ , как в случае катушки  $A$ , надо полагать, объясняется некоторым различием в геометрических размерах этих двух катушек, а также их практически не одинаковым расположением относительно оси  $O_1 O_2$ . Наличие четких

максимума и минимума, отстоящих при применении катушки  $B$  на  $180^\circ$ , позволяет заключить, что в данном случае мы встречаемся с геометрическим совпадением наиболее благоприятных условий проявления индуктивных эффектов со стороны обоих видов аномального магнитного потока (перебегающих магнитных линий и магнитных колец). Максимум отклонений гальванометра соответствует простому сложению индуктивных эффектов, обусловленных каждым видом аномального потока в отдельности, а минимум — их вычитанию при повороте катушки  $B$  на  $180^\circ$ .

Общий характер наблюдаемых явлений весьма существенным образом изменялся после помещения железных цилиндров во впадины  $Y_1 Y_2$ , хотя все прочие условия сохранялись прежними (ширина щели  $0.3$  мм,  $i_1 = 2A$ ). Когда во впадинах было установлено три указанных цилиндра, с катушкой  $A$  получалось отклонение гальванометра в 4 деления шкалы, а с катушкой  $B$  — значительно большее отклонение, именно 18 делений. Ни то, ни другое отклонение не могло быть уменьшено при помощи компенсирующей катушки  $K_1$ . В обоих случаях отклонения гальванометра (4 и 18 делений шкалы) оставались одними и теми же совершенно независимо от угла поворота катушек вокруг оси  $O_1 O_2$ .

д. Могло казаться, что чрезвычайно сильное влияние, оказываемое железными цилиндрами на весь ход наблюдаемых явлений, представляет собою простой результат чисто емкостной связи, создаваемой цилиндрами между частями щек  $P$  и  $Q$  со стороны центральной камеры (рис. 108). Действительно, экран  $PQ$  образовывал разомкнутый виток, окружавший торoidalную обмотку. Усиление указанной емкостной связи, казалось бы, могло более или менее изменить условия, в которых происходил основной колебательный процесс, и вследствие этого он мог протекать уже как-то иначе. С целью разрешения данного вопроса были произведены специальные контрольные опыты. Вместо железных цилиндров во впадинах  $Y_1 Y_2$  помещались картонные цилиндры той же длины, покрытые оболочкой из медного листка толщиной в  $0.1$  мм. В средней части цилиндров медная оболочка прерывалась кольцевым разрезом шириною в  $2$  мм, поперек которого был продолжен лишь отрезок проволоочки, своими концами припаянный к обеим половинам медной оболочки. При установке указанных цилиндров во впадины  $Y_1 Y_2$  кольцевой разрез приходился как раз против щели. Таким путем создавался полный эквивалент железных цилиндров в отношении емкостной связи. При этом, конечно, все металлические части, наложенные на картонные цилиндры, покрывались изолирующим слоем. При замене железных цилиндров картонными цилиндрами с медными накладками не наблюдалось никаких существенных изменений по сравнению с тем, что было, когда железные цилиндры совсем не вводились во впадины  $Y_1 Y_2$ . Попрежнему наблюдались те же самые максимумы и минимумы отклонений гальванометра с обеими катушками  $A$  и  $B$ . Следовательно, контрольные опыты заставляют отвергнуть предположение о каком-либо особенном влиянии емкостной связи.

В развитие контрольных опытов применялись еще картонные цилиндры, сплошь покрытые тончайшими полупрозрачными листками из серебра или чрезвычайно тонкими алюминиевыми листками. Подобные цилиндры также могли создавать емкостную связь, о которой шла речь. И при введении этих цилиндров во впадины  $Y_1 Y_2$  не наблюдалось того, что было в случае железных цилиндров. Можно отметить лишь незначительное уменьшение разницы между максимальными и минимальными отклонениями гальванометра как при катушке  $A$ , так и при катушке  $B$ . Ясно, следовательно, что аномальный магнитный поток

при частоте в  $10^6$  герцев в общем довольно свободно проникал сквозь весьма тонкие металлические листки.

Было выяснено также, что замена железных цилиндров латуниными, имевшими приблизительно ту же толщину стенок (около 0,6 мм), совершенно не отражалась на характере наблюдаемых явлений. Максимумы и минимумы исчезали и сохранялись неизменными постоянными отклонения гальванометра: 4 деления шкалы в случае катушки *A* и 18 делений в случае катушки *B*. Собственно говоря, этого результата и следовало ожидать. При той высокой частоте, которая применялась во время опытов (около  $10^6$  герцев), замена железа латунью и не могла внести существенных изменений, так как в обоих случаях толщина стенок металлической преграды для магнитных линий переменного поля была более чем достаточной, чтобы скин-эффект мог проявиться в полной мере.

е. Описанные контрольные опыты и вообще все полученные результаты представляют интерес еще в том отношении, что они позволяют произвести некоторую оценку обстановки эксперимента и степени надежности принятых мер, имевших целью по возможности устранить всякие вредные внешние влияния. Необходимо признать, что экранировка всей измерительной части схемы от непосредственного влияния электромагнитных излучений высокочастотного генератора была вполне удовлетворяющей своему назначению, так как эти излучения не были в состоянии как-либо замаскировать чрезвычайно важную роль металлических цилиндров, вводимых во впадины  $Y_1$   $Y_2$  (рис. 108). Как было отмечено выше, одно только наличие указанных цилиндров во впадинах  $Y_1$   $Y_2$  при прочих равных условиях коренным образом влияло на характер наблюдаемых результатов. Не подлежит сомнению, что индуктивные воздействия на катушки *A* и *B* со стороны магнитных процессов, связанных с тороидальной обмоткой, фактически осуществлялись только через щель, соединявшую внутреннюю полость экрана *PQ* с центральной камерой. Всякая значительная преграда для магнитных линий, помещенная внутри щели и поперек нее, действительно могла в значительной мере изменять эти индуктивные воздействия.

То обстоятельство, что максимумы и минимумы отклонений гальванометра, наблюдавшиеся без применения металлических цилиндров, исчезали при введении указанных цилиндров во впадины  $Y_1$   $Y_2$  (полнее всего это наблюдалось при трех цилиндрах), неопровержимо свидетельствует о задерживании в последнем случае перебегающих аномальных магнитных линий. В центральную камеру проникали при этом лишь отпочковавшиеся магнитные кольца. Наблюдаемое после введения трех металлических цилиндров увеличение бывших ранее минимальных отклонений, 1,2 деления шкалы (для катушки *A*) и 8,5 деления (для катушки *B*), соответственно до 4 и 18 делений — в основном объясняется именно совершенным устранением в данном случае перебегающих аномальных магнитных линий. Индуктивный эффект этих магнитных линий, как уже указывалось выше, вычитался в случае минимума из индуктивного эффекта, производимого аномальными магнитными кольцами. Независимость отклонений в 4 и 18 делений шкалы от угла поворота катушек вокруг осей  $O_1$   $O_2$  также подтверждает правильность заключения о том, что при наличии трех металлических цилиндров во впадинах  $Y_1$   $Y_2$  аномальный магнитный поток появлялся в центральной камере только в виде магнитных колец или звеньев и что в данном случае только эти магнитные звенья обуславливали индуктивный эффект в катушках *A* и *B*.

ж. Вся совокупность результатов, полученных во время экспериментов с тороидальной обмоткой, окруженной разомкнутым железным экраном, позволяет утверждать следующее:

Во-первых, непосредственным опытом полностью оправдываются далеко идущие выводы, сделанные нами из исходных положений Фарадея, касающихся простейшего случая преобразований магнитного потока, именно случая двух магнитов (§ 25).

Во-вторых, доказана объективная реальность аномального магнитного потока.

В-третьих, констатировано наличие двух составляющих аномального магнитного потока: перебегающих магнитных линий и свободных магнитных колец или звеньев.

В-четвертых, найдены условия, при которых можно наблюдать только проявления аномальных магнитных колец.<sup>1</sup>

В-пятых, результаты вышеописанных опытов действительно находятся в совершенном согласии с основной идеей Фарадея о физически существующих магнитных линиях.

Таким образом, содержание настоящего заключительного параграфа Главы IV по существу представляет собой подведение итогов всему тому, что было сказано о преобразованиях магнитного потока вообще.

---

<sup>1</sup> Это важное обстоятельство было использовано в дальнейших опытных исследованиях преобразований магнитного потока (см. § 61 Главы VI).

## ПРОБЛЕМА МАГНИТНОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ ПРОВОДНИКОВ. УНИПОЛЯРНЫЕ МАШИНЫ

### § 41. Магнитное экранирование и зубчатые арматуры

а. Известно, что при внесении ферромагнитных материалов в магнитное поле происходят соответствующие перераспределения магнитного потока. Магнитные линии как бы стремятся в наибольшем возможном количестве пройти по пути, где магнитная проницаемость значительно превышает магнитную проницаемость „пустоты“ (эфира). Здесь мы встречаемся с таким случаем преобразований магнитного потока, когда в результате слияния магнитных линий внешнего потока с элементарными потоками внутренних магнитных систем ферромагнитного материала, входящего в состав магнитной цепи, возникает деформирование внешнего потока, которое в основном выражается в сгущении его в частях с большой магнитной проницаемостью. Мы вкратце касались уже этого вопроса при рассмотрении рис. 42 и 43 (§ 26 Главы IV).

Практически при построении разного рода электромагнитных приборов и механизмов в качестве ферромагнитных материалов обычно применяют железо и его сплавы.

Если внутри какой-либо изготовленной из железа части прибора образована полость, не заполненная железом, и если указанная часть находится во внешнем магнитном поле, то внутри данной полости поле оказывается сильно ослабленным вследствие сгущения магнитных линий в железе. Этим пользуются в ряде случаев, когда требуется значительно уменьшить интенсивность воздействия внешнего магнитного поля на некоторую систему. Получается то, что принято называть *магнитным экраном*.

Магнитные экраны применяются, например, в так называемых панцирных гальванометрах, основные части которых окружают железными оболочками с целью ослабить влияние земного магнитного поля на подвижную часть гальванометра и в связи с этим повысить его чувствительность. С экранирующим действием железа мы имеем дело и в разного рода электротехнических устройствах и механизмах, магнитная цепь которых обычно включает в себя железные части той или иной формы. Целесообразное и закономерное использование магнитного экранирования во многих случаях оказывается весьма полезным. Иногда, однако, делаются попытки приписать магнитным экранам функции, которые по существу не могут быть ими выполнены. Сказанное относится главным образом к случаям применения магнитных экранов в процессах электромагнитной индукции. Именно на этом обстоятельстве мы и сосредоточим внимание в настоящей главе.

6. Правильные представления об основных условиях возникновения индуктированной электродвижущей силы имеют весьма важное значение при рассмотрении процессов, происходящих в ряде электромагнитных механизмов. Недостаточно отчетливое понимание существа дела нередко приводило к серьезным недоразумениям. Бывали примеры того, что даже весьма опытные электрики, работавшие над расчетом электрических машин, глубоко ошибались, утверждая, что якобы формулировки, данные Фарадеем и Максвеллом, вытекают из представлений о процессе электромагнитной индукции, принципиально расходящихся между собою в отношении непосредственной причины этого явления.

На страницах заграничных и русских электротехнических журналов периода 1895—1900 гг. нашла свое отражение полемика, возникшая по поводу условий, при которых происходит индуктирование электродвижущей силы в зубчатых арматурах электрических машин. Якоря электрических машин в первоначальных конструкциях представляли собой, как известно, гладкие железные цилиндры (или кольца), на поверхности которых вдоль образующих укладывались составлявшие обмотку проводники (схематический рис. 110). При вращении якоря в магнитном

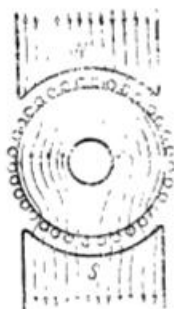


Рис. 110.

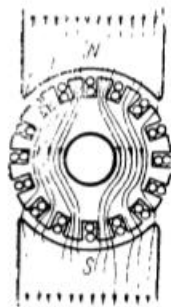


Рис. 111.

поле эти проводники пересекают магнитные линии, причем величина индуктированной электродвижущей силы при расчете динамомашин определяется обычно именно по скорости пересечения магнитного потока проводниками, т. е. применяется фарадеевская формулировка закона электромагнитной индукции:

$$e = - \frac{d\Phi}{dt}$$

Однако с конструктивной точки зрения гладкие якоря представляют значительные неудобства. Дело в том, что механические усилия, приложенные к проводам обмотки, особенно в случаях ненормальных режимов (короткие замыкания и т. п.), оказываются нередко чрезмерно большими. В связи с этим приходилось уделять большое внимание вопросам крепления обмотки на поверхности гладкого якоря. Применением специальных бандажей, которые стягивают обмотку, более или менее удовлетворительно решается вопрос о предохранении ее от действия нормальных к поверхности якоря центробежных сил. Гораздо большие практические трудности встречаются в отношении мер защиты проводов от действия тангенциальных усилий, которые в случае чрезмерно сильных токов, могущих возникнуть при какой-либо аварии, иногда совершенно разрушали обмотку, уложенную на гладком якоре. Такого рода затруднения,

происходящие от тангенциальных усилий, конструктивно совершенно устраняются применением зубчатых якорей, к которым современная техника динамостроения окончательно перешла. Провода обмотки укладываются при этом в продольных впадинах между зубцами (рис. 111), благодаря чему провода получают солидную опору в тангенциальном направлении и совершенно устраняется опасность их сдвижения по поверхности железного якоря. При такой конструкции магнитный поток, входя в якорь, не распределяется равномерно по его окружности, а вследствие большей магнитной проводимости железа направляется главным образом через зубцы. Провода же, утопленные во впадинах, оказываются в данном случае в значительной степени заэкранированными и находящимися в магнитном поле, во много раз более слабом, чем в случае гладкой арматуры.

Казалось бы, что во время обычного вращения всей системы между полюсами  $N$  и  $S$  перемещение проводников, расположенных в сравнительно очень слабом магнитном поле, должно будет сопровождаться соответственно незначительным числом пересечений этими проводниками магнитных линий, а следовательно, и незначительной величиной индуктированной электродвижущей силы. Опыт, однако, показывает, что при той же величине главного магнитного потока и вообще при прочих равных условиях динамомашин с зубчатым якорем развивает в точности такую же электродвижущую силу, что и машина с гладким якорем. Это именно обстоятельство и вызвало в свое время большие разногласия и споры в среде электротехников. Для объяснения создавшегося противоречия некоторыми и было выдвинуто следующее ошибочное положение: в случае зубчатого якоря электродвижущая сила в основном индуктируется не вследствие пересечения магнитных линий проводниками, а потому, что претерпевает периодические изменения магнитный поток, пронизывающий витки обмотки якоря, и что величину индуктируемой в данном случае электродвижущей силы надо рассчитывать, основываясь на максвелловской формулировке:

$$e = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

Иными словами, высказывалось утверждение, будто бы две рассмотренные нами выше первая и вторая формулировки закона электромагнитной индукции (фарадеевская и максвелловская) выражают не одно и то же и не могут трактоваться как вполне эквивалентные одна другой при описании процессов, происходящих в обычных электромагнитных генераторах. Между тем подобное утверждение в корне не верно и свидетельствует только о том, что авторы его были весьма далеки от понимания принципа непрерывности магнитного потока и совершенно игнорировали всё важное значение этого принципа.

Магнитный поток, сцепляющийся с каким-либо витком обмотки якоря динамомашин, абсолютно не может претерпеть ни малейшего изменения без того, чтобы соответствующие магнитные линии, входящие в состав данного потока, не были пересечены отдельными участками провода, образующего виток. В случае гладкого якоря подобного рода пересечения самоочевидны, а в случае зубчатого якоря они в значительной степени замаскированы магнитной экранировкой и на первый план как будто бы выступает изменение потока, охватываемого витком. Но, конечно, точно такое же изменение претерпевает магнитный поток, охватываемый витком и в случае гладкой арматуры. В следующем § 42 мы подробнее ознакомимся с физическим смыслом экранирования

проводников от магнитного поля, т. е. ослабления магнитного поля в непосредственной близости к проводнику благодаря применению железного экрана, роль которого в рассматриваемом случае играют зубцы якоря. В связи с этой экранировкой скорость действительного перемещения магнитных линий относительно пересекающего их проводника, уложенного между железными зубцами, оказывается во много раз больше скорости видимого движения проводника. В результате скорость пересечения магнитных линий, т. е. величина индуктируемой электродвижущей силы, будет такую же, как и в случае гладкого якоря.

Рассмотренный спор по поводу зубчатых и гладких якорей весьма поучителен, так как до последнего времени возникают недоразумения, объясняющиеся только недооценкой универсальности и непреложности принципа непрерывности магнитного потока. Осознание же этого принципа совершенно необходимо при рассмотрении процессов, происходящих в электромагнитных генераторах. В противном случае иногда случается, что некоторые авторы новых конструкций динамомашии приходят к парадоксальным результатам (см. § 44).

## § 42. Магнитное экранирование проводников

а. Проводник, окруженный железным экраном, оказывается более или менее защищенным от внешнего магнитного поля лишь в отношении одной части возможных воздействий этого поля на проводник (воздействия механического характера). Остается еще некоторая категория воздействий внешнего магнитного поля, от которых *никакая* защита проводника принципиально невозможна (электромагнитная индукция).

Для того чтобы выяснить физический смысл магнитной экранировки проводников, рассмотрим следующий случай. Представим себе прямолинейный проводник, расположенный поперек однородного магнитного поля, как показано на рис. 112, где  $S$  есть сечение проводника. Допустим, что проводник этот равномерно движется слева направо со скоростью  $u$ , в направлении, перпендикулярном полю и самому проводнику. Обозначим через  $l$  длину некоторой части проводника, находящейся в данном однородном поле, а через  $B_1$  — величину соответствующей магнитной индукции. Электродвижущая сила, индуктируемая в рассматриваемой части проводника, выразится так:

$$e_1 = B_1 l u_1.$$

Ясно, конечно, что в количественном и качественном отношении процесс электромагнитной индукции не должен зависеть от того, движется ли проводник в неподвижном магнитном поле или же проводник остается неподвижным, а магнитные линии внешнего потока перемещаются в обратном направлении с той же скоростью поперек проводника. В современных электромагнитных механизмах встречается и то и другое: в обычных динамомашинах постоянного тока якорь вращается в неподвижном магнитном поле, а в больших генераторах переменного тока проводники арматуры неподвижны, перемещается же внешнее магнитное поле, создаваемое вращающейся системой электромагнитов.

Предположим теперь, что рассматриваемая часть прямолинейного проводника окружена магнитным экраном в форме, например, железной трубки  $T$  (рис. 113). При этом изменится распределение магнитного потока в области расположения проводника. Вследствие большой магнит-

ной проницаемости железа магнитные линии сгустятся в стенках трубки и окажутся в значительной степени разреженными внутри трубки, т. е. именно там, где находится проводник. Совершенно очевидно, что в полости внутри железной трубки магнитная индукция  $B_2$  будет значительно меньше, чем это было раньше в случае незаэкранированного проводника, т. е.

$$B_2 < B_1.$$

Если скорость видимого движения заэкранированного проводника остается прежняя, т. е.  $u_1$ , то на первый взгляд может показаться, что величина электродвижущей силы, индуктируемой в этом случае, будет меньше, чем при отсутствии железного экрана. Однако такое заключение было бы ошибочно. Оно противоречило бы принципу непрерывности магнитного потока. Магнитные линии не могут прерываться никакого

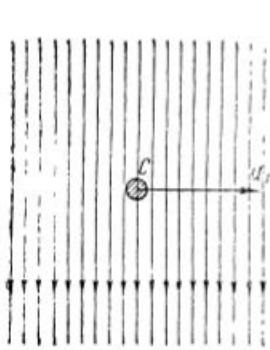


Рис. 112.

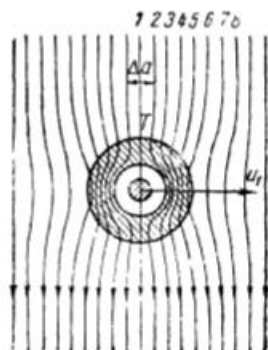


Рис. 113.

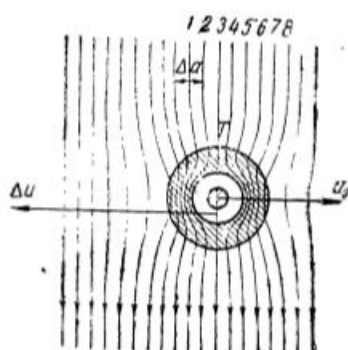


Рис. 114.

разрыва. Следовательно, при том же видимом перемещении проводника количество пересеченных им магнитных линий должно быть тождественно в обоих случаях (рис. 112 и 113).

Выясним это подробнее. Рассмотрим заэкранированный проводник в момент времени, когда он успел уже продвинуться в пространстве на расстояние  $\Delta a$ . На рис. 114 схематически представлено расположение магнитных линий для этого момента, причем нумерация интересующих нас линий сохранена одной и той же на рис. 113 и 114. Как видим, в полости внутри трубки место магнитной линии 1 (рис. 113) занимает теперь на рис. 114 магнитная линия 3. Магнитная линия 1 вошла в стенку железной трубки  $T$  влево от проводника. Туда же успела перекинуться и магнитная линия 2. Раньше (рис. 113) магнитные линии 7 и 8 были расположены вне железной трубки  $T$ , справа от нее. Теперь (рис. 114) эти магнитные линии оказываются вошедшими уже в стенку трубки  $T$  и заняли там место сместившихся влево магнитных линий 5 и 6. Весьма важно особо отметить, что магнитная линия 2 переместилась относительно проводника справа налево на расстояние, превышающее видимое перемещение ( $\Delta a$ ) заэкранированного проводника. На основании этого заключаем, что  $u_2$  — скорость действительного перемещения магнитных линий поля *относительно проводника* — в случае наличия железного экрана будет больше скорости видимого движения проводника, т. е. больше  $u_1$ . Следовательно, мы встречаемся здесь с добавочной скоростью встречного

движения магнитных линий  $\Delta u$ . Иными словами, должно иметь место соотношение:

$$u_2 = u_1 + \Delta u.$$

Появление добавочной скорости  $\Delta u$  объясняется тем, что область внутри железного экрана оказывается как бы слабо проводящей магнитный поток. Для того чтобы все магнитные линии успели пересечь проводник за время его перемещения, необходима добавочная скорость их относительного движения.

Вышеприведенные рассуждения являются совершенно необходимым следствием принципа непрерывности магнитного потока. Справедливость заключений, к которым мы пришли, руководствуясь этим основным принципом, полностью подтверждается непосредственным опытом. *Всегда величина индуктированной электродвижущей силы при прочих равных условиях остается одною и тою же независимо от того, будет ли проводник окружен железным экраном или нет.*

Таким образом, электродвижущую силу, индуктируемую в рассматриваемом случае заэкранированного проводника (рис. 113 и 114), мы можем выразить так:

$$e_2 = B_2 l u_2.$$

Так как на основании принципа непрерывности магнитного потока мы должны утверждать, что

$$e_2 = e_1,$$

то можем написать:

$$B_2 l u_2 = B_1 l u_1.$$

Следовательно

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{B_1}{B_2}.$$

*Во всех случаях применения магнитного экранирования проводников действительная скорость их перемещения относительно внешнего магнитного потока будет обратно пропорциональна степени уменьшения величины магнитной индукции внутри заэкранированной части пространства.*

б. Добавочная скорость наблюдается вообще всегда, когда в процессе какого-либо относительного перемещения встречается местное сопротивление для одной из двух движущихся навстречу систем и когда эта система легко может претерпевать разного рода деформирование.

В виде аналогии того, что происходит при движении заэкранированного проводника во внешнем магнитном поле, рассмотрим следующий пример. Представим себе некоторый закрытый днищами цилиндрический сосуд (рис. 115). Допустим, что он заполнен водой. Пусть некоторая точка  $A$  движется в данном сосуде слева направо со скоростью  $u_1$ . Это будет скорость, с которой точка  $A$  перемещается относительно воды. Теперь представим себе другую картину (рис. 116): тот же сосуд, но с движущимся внутри него поршнем  $P$ , в центральной части которого проделан канал с поперечным сечением  $s_2$ . Если рассматриваемая точка  $A$  жестко связана с поверхностью канала в поршне  $F$ , то при движении поршня со скоростью  $u_1$  точка  $A$  будет обладать тою же скоростью  $u_1$  относительно стенок цилиндрического сосуда. Но скорость точки  $A$  относительно воды оказывается в этом случае иная, и именно больше  $u_1$ . Действительно, вследствие меньшей „проницаемости“ канала, т. е. по причине того, что площадь сечения его  $s_2$  меньше  $s_1$  — площади поперечного

сечения цилиндрического сосуда, вода при переходе из правой части сосуда в левую будет иметь в канале добавочную скорость  $\Delta u$ . При этом скорость встречи точки  $A$  с водой, т. е. скорость движения воды в канале поршня  $P$  относительно самого поршня и связанной с ним точки  $A$ , будет выражаться так:

$$u_2 = u_1 + \Delta u.$$

Совершенно очевидно, что

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{s_1}{s_2}.$$

Нечто в значительной степени аналогичное происходит и в случае движения заэкранированного проводника поперек внешнего магнитного потока (рис. 113 и 114). Подобно тому как вся вода за время некоторого перемещения поршня  $P$  (рис. 116) должна пройти мимо точки  $A$  со скоростью  $u_2 > u_1$ , заэкранированный проводник должен пересечь весь магнитный поток, встречающийся на пути перемещения этого проводника, причем скорость этой встречи  $u_2$  будет больше, чем видимая

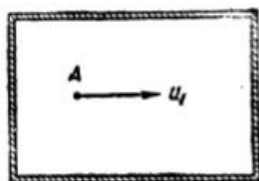


Рис. 115.

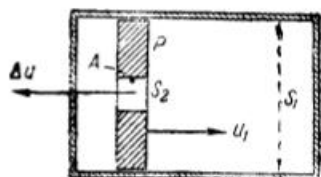


Рис. 116.

скорость  $u_1$ , с которой проводник движется относительно магнитного потока. Плотность потока в непосредственной близости около проводника, т. е. магнитная индукция  $B$ , будет различна в случаях заэкранированного и незаэкранированного проводника. Эффект магнитной экранировки в полной мере эквивалентен тому, как если бы магнитная проницаемость пространства, в котором находится проводник, ставилась меньше, чем при отсутствии железного экрана. Поэтому в этих двух случаях и будет различна действительная скорость встречи проводника с пересекаемыми им магнитными линиями. Понимание происходящего процесса в известной мере затруднительно, так как мы не можем видеть магнитных линий и, следовательно, не можем примитивными средствами обнаруживать их добавочное движение. Но только так, как изложено выше, можно и должно трактовать механизм рассматриваемого явления, если исходить из принципа непрерывности магнитного потока и из Фарадеевского представления о реально существующих магнитных линиях.

в. Всё, что мы говорили о физическом смысле магнитной экранировки проводов, очень наглядно иллюстрируется следующим простым опытом. Начертим на листе белой бумаги ряд параллельных линий, равно отстоящих одна от другой (рис. 117). Представим себе далее, что наш глаз смотрит на этот ряд линий через какую-либо лупу  $L$ . Линии, рассматриваемые при посредстве лупы, кажутся раздвинувшимися по сравнению с тем, что наблюдается за пределами оправы лупы. Начнем

теперь двигать лупу поперек линий слева направо. В то время как линии вне оправы остаются неподвижными, те линии, которые мы наблюдаем сквозь лупу, кажутся перебегающими справа налево с некоторой добавочной скоростью  $\Delta u$  относительно самой лупы. Для большей полноты аналогии с тем, что происходит в случаях движения заэкранированного проводника во внешнем магнитном поле, наклеим в центре лупы  $L$  какой-либо небольшой бумажный кружок  $C$ , который будет соответствовать сечению проводника на рис. 112—114. Этот кружок при движении лупы будет казаться пересекающим все начерченные на бумаге линии.

Если бы в оправу лупы было вставлено, вместо двояковыпуклого, простое плоскопараллельное стекло с подобным наклеенным в середине бумажным кружком  $C$ , то при перемещении оправы слева направо со скоростью  $u_1$  мы увидели бы, что с той же относительной скоростью кружок  $C$  встречается с рассматриваемыми линиями. Но картина, наблю-

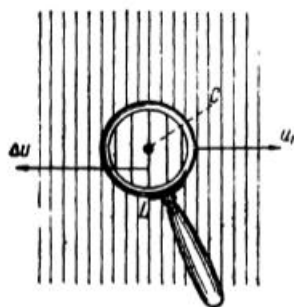


Рис. 117.

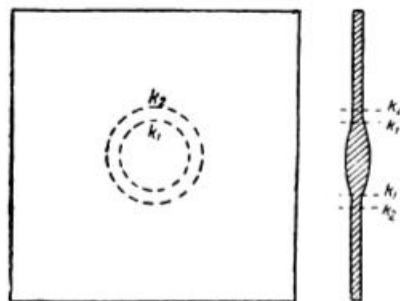


Рис. 118.

даемая нами при наличии двояковыпуклого стекла, будет от этого существенно отличаться. Относительная скорость встречи кружка  $C$  и начерченных линий,  $u_2$ , будет казаться нам значительно больше, так как самые линии представляются обладающими добавочной скоростью  $\Delta u$ , направленно навстречу движущемуся кружку  $C$ , т. е. справа налево. Получается, таким образом, уже знакомое нам соотношение

$$u_2 = u_1 + \Delta u.$$

Особенно важно отметить в рассматриваемой аналогии следующее. Полное число линий, пробегающих мимо кружка при передвижении лупы от одного края начерченной группы линий до другого ее края, будет такое же, как если бы этот кружок  $C$  был наклеен не на двояковыпуклом, а на плоскопараллельном стекле. Аналогично и число магнитных линий, пересеченных заэкранированным проводником (рис. 113 и 114) за время продвижения его поперек некоторого внешнего магнитного потока, должно быть в точности равно числу пересечений этих же магнитных линий незаэкранированным проводником (рис. 112).

Описанная аналогия была бы еще совершеннее, если бы, вместо лупы в обычной оправе, мы могли применить специально отшлифованную стеклянную пластинку, на середине которой было бы образовано соответствующее утолщение, переходящее затем в плоскопараллельную часть пластинки. На рис. 118 представлен общий вид и разрез подобной комбинации. Таким образом, лупа составляла бы одно целое со всей пластинкой. Кривизна поверхности ее меняет свой знак при переходе

от утолщения к окружающим плоскопараллельным частям стеклянной пластинки. Пояс, ограниченный концентрическими окружностями  $k_1$  и  $k_2$  (пунктирные линии), является местом плавного перехода от собственно лупы к плоскопараллельной пластинке. В данном случае оправа лупы не закрывала бы от глаза начерченных линий на части их протяжения, и общий характер картины их расположения в значительной степени будет напоминать схему распределения магнитных линий в случае наличия железного экрана (рис. 113 и 114). Сгущению магнитных линий в этом экране будет соответствовать видимое сгущение начерченных на бумаге линий в кольцевой зоне между окружностями  $k_1, k_2$  (рис. 118).

Если внимательно и во всех деталях проследить аналогию, которую мы только что подвергли рассмотрению, то она может облегчить понимание безусловной необходимости возникновения добавочной скорости магнитных линий, когда применяется магнитное экранирование проводников, движущихся поперек внешнего магнитного поля. Природа явления в описанных двух случаях (рис. 114 и 117) совершенно различна, но чисто геометрические условия, характеризующие протекание процессов в обоих случаях, имеют много общего.

г. Игнорирование принципа непрерывности магнитного потока всегда приводило и до последнего времени нередко приводит к неправильным выводам в отношении роли магнитных экранов. В качестве поучительного примера такого рода ошибок очень полезно рассмотреть схему особого электромагнитного тахометра, который был предложен с целью непосредственного определения скорости движения морских судов относительно земли или, вернее сказать, относительно земного магнитного поля. Подобный прибор был спроектирован и построен одним весьма компетентным изобретателем в 1908 г. Он имел бы большое практическое значение, если бы ожидаемый эффект получился в действительности. Попытка эта была вызвана тем обстоятельством, что обычно применяемые во флоте устройства для определения скорости корабля дают только скорость движения относительно воды. Существование морских течений, скорость которых достигает иногда значительной величины, требует специальных поправок при вычислении действительного расстояния, пройденного судном.

Принцип устройства проектированного электромагнитного тахометра заключался в следующем (рис. 119). Поперек судна прокладывается проводник  $AB$ , в котором во время хода должна индуцироваться соответствующая электродвижущая сила вследствие непрерывного пересечения вертикальной составляющей земного магнитного поля. Казалось бы эту электродвижущую силу можно измерить, включив в цепь указанного проводника  $AB$  некоторый гальванометр  $G$ . Однако очевидно, что при таком осуществлении схемы в проводнике  $CD$ , замыкающем цепь, также будет индуцироваться электродвижущая сила, по абсолютной величине равная, но по направлению в контуре цепи прямо противоположная той, которая возникает в проводнике  $AB$ . Гальванометр, конечно, не покажет никакого отклонения. Тут-то и появилась мысль уменьшить эту обратную электродвижущую силу, заключив проводник  $CD$  в железную трубу  $T$  и заэкранировав таким образом его от магнитных воздействий со стороны земного поля. Предполагалось, что земное магнитное поле, ослабленное внутри железной трубы в сотни раз, обусловит индуктирование в проводнике  $CD$  сравнительно ничтожно малой обратной электродвижущей силы. К великому удивлению изобретателя, такая предохранительная мера ни к чему не привела: гальванометр и в этих условиях не давал никаких отклонений. Изобретатель

не был склонен считаться с принципом непрерывности магнитного потока, на что ему неоднократно указывал автор настоящей книги, и не был в состоянии осознать действительную роль магнитного экранирования в процессе электромагнитной индукции, а всё пытался приписать свои неудачи недостаточно совершенной защите проводника  $CD$  от внешнего магнитного поля. Рассмотренный пример весьма наглядно иллюстрирует, насколько формально обычно воспринимается закон электромагнитной индукции. После всего изложенного выше должно быть ясно, что электромагнитный тахометр был задуман принципиально ошибочно и что иного результата, кроме отрицательного, не могло получиться.

д. Теперь вернемся к вопросу о зубчатых арматурах (см. § 41). Напомним, что в области динамостроения переход к таким арматурам был вызван выяснившейся необходимостью более надежно укреплять обмотку динамомашин. На рис. 120 изображена мысленно выделенная часть зубчатой арматуры. Здесь представлена одна впадина между двумя зубцами. Во впадине помещен проводник, по которому проходит ток

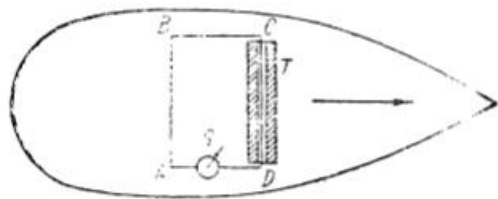


Рис. 119.



Рис. 120.

(скажем, от нас за плоскость чертежа). Сосуществование магнитного поля тока и внешнего магнитного потока приводит к тому, что этот последний претерпевает преобразование, сливаясь с магнитными линиями тока и соответственным образом деформируясь. Преобразования магнитного потока осложняются еще тем обстоятельством, что входящие в его состав магнитные линии сильно сгущаются в железных зубцах, которые играют роль экрана, хотя и не вполне окружающего проводник. Вследствие наличия электрического тока в проводниках арматуры результирующее распределение магнитного потока будет несимметрично в отношении каждого из зубцов.

При одном и том же главном магнитном потоке динамомашин магнитное поле во впадинах, т. е. там, где уложены проводники, оказывается во много раз слабее, чем было бы в случае гладкой арматуры (рис. 110). Что касается величины электродвижущей силы, которая при вращении арматуры будет индуцироваться в каждом уложенном во впадину проводнике, то в данном случае всё будет происходить совершенно так же, как и при магнитном экранировании проводника железной трубкой (рис. 113 и 114), о чем была речь выше. Возникновение добавочной скорости магнитных линий и в рассматриваемом случае зубчатой арматуры обусловит возникновение точно такой же электродвижущей силы, как это получается в гладких арматурах. После всего того, что было уже сказано о роли магнитной экранировки проводников в процессе электромагнитной индукции, становится вполне выясненной основная причина возникновения упомянутого выше спора (§ 41) об истинном механизме генерирования электродвижущей силы в гладких

и зубчатых арматурах. Всё дело в том, что в этом споре, как было уже указано выше, обнаружилось недостаточное понимание сущности принципа непрерывности магнитного потока, а также недооценка исключительно важного значения этого принципа. Только на этой почве и могла появиться мысль о каком-то ошибочном противопоставлении фарадеевской и максвелловской формулировок закона электромагнитной индукции.

е. В связи с рассмотрением электромагнитных процессов, протекающих в зубчатых арматурах, необходимо отметить одно крайне любопытное обстоятельство. Дело в следующем. С одной стороны, первоначально мысль об укладывании проводников во впадины между зубцами возникла у конструкторов динамомашин в результате стремления улучшить способ механического крепления проводов, который в случае гладких арматур далеко не всегда достигал своей цели. С другой же стороны, в зубчатых арматурах те тангенциальные силы, которые приложены к проводникам даже при чрезмерной перегрузке машины в случаях, например, аварийных режимов, оказываются столь ничтожными, что сама собой отпадает какая-либо надобность уделять особое внимание механическому креплению проводников арматуры. Таким образом, получается до известной степени парадоксальный результат. Оказывается, что практически совершенно устраняется самая потребность значительно усиливать крепление проводников арматуры, когда применяются зубцы. Эти зубцы действительно могли бы обеспечить прочную опору для проводников и надежно удерживать их на месте, если бы они подверглись большим тангенциальным усилиям, стремящимся их сдвинуть, но в случае зубцов подобные усилия и не возникают.

Всё сказанное есть прямое следствие того, что вследствие экранирующего действия железных зубцов магнитное поле во впадинах значительно ослабляется. В этом случае при прочих равных условиях магнитная индукция  $B$  в местах расположения проводников может быть в сотни раз меньше по сравнению с гладкими арматурами. А потому и приложенная к каждому проводнику электромагнитная сила, т. е. сила механического взаимодействия тока, протекающего по проводнику, и внешнего магнитного потока, выражающаяся так (см. примечание к § 49):

$$f = Bli,$$

оказывается практически очень малой. Это заключение подвергалось тщательной проверке в опытах английского электротехника Мордея, подтврдившего, что механические усилия, приложенные к утопленному во впадине проводнику, действительно ничтожны.

Однако может быть задан один весьма существенный вопрос. Если электромагнитная сила, приложенная к проводникам, находящимся во впадинах между зубцами, становится сравнительно очень малой, то как же возникает нормальный вращающий момент в электродвигателях с зубчатой арматурой? Объяснение этому заключается в той несимметрии магнитного потока в отношении зубцов, которая была отмечена выше при рассмотрении рис. 120. Тяжение магнитных линий, косо входящих в каждый из железных зубцов, своей тангенциальной составляющей в точности восполняет убыль вращающего момента, определяемую уменьшением сил, которые приложены непосредственно к проводникам. Таким образом, в случае зубчатых арматур механические усилия электромагнитного происхождения в значительной степени перекадываются с проводников на железные зубцы.

В настоящее время применение зубчатых арматур прочно вошло в практику динамостроения и укоренилось здесь. Между прочим, этим достигается уменьшение всех междужелезных пространств в главной магнитной цепи и тем самым весьма заметно понижается магнитное сопротивление цепи, что позволяет соответственно ослабить ампервитки возбуждения и достигнуть известной экономии. Сверх того, имеются еще и другие выгоды, вытекающие из применения зубчатых арматур, введение которых в общем явилось важным фактором в ряде обстоятельств, обусловивших совершенство конструкции современных электромагнитных генераторов и двигателей.

ж. Резюмируя всё сказанное в настоящем и предыдущем параграфах по поводу магнитного экранирования, мы можем утверждать следующее:

1. Основной эффект магнитного экранирования заключается в том, что в пространстве, полностью или частично окруженном материалом с большой магнитной проницаемостью, магнитная сила  $H$  и магнитная индукция  $B$  оказываются меньше, чем это было бы в случае отсутствия экрана.

2. Магнитное экранирование достигает своей цели вообще всегда, когда оно применяется для ослабления чисто механических воздействий внешнего магнитного поля на некоторую подвижную систему (например, магнитную стрелку или проводник с током).

3. Когда магнитный экран и самый источник внешнего магнитного поля остаются неподвижными, а в полости, окруженной экраном, перемещается в ослабленном магнитном поле один только проводник, то индуктируемая в нем электродвижущая сила, конечно, получается соответственно меньше, чем это было бы при отсутствии экранирования.

4. Если же относительно внешнего магнитного поля перемещается проводник *вместе с окружающим его магнитным экраном*, то никакими конструктивными видоизменениями этого экрана невозможно добиться какого бы то ни было уменьшения величины индуктируемой электродвижущей силы по сравнению с тем, что получается без магнитного экранирования. Это положение, повторяем, непосредственно вытекает из принципа непрерывности магнитного потока.

### § 43. Бесколлекторная или униполярная машина постоянного тока

а. Как известно, в современной электротехнической практике для генерирования постоянного тока пользуются в основном коллекторными машинами. При вращении якоря подобного рода машины проводники, в которых индуктируется электродвижущая сила, последовательно проходят мимо разноименных полюсов электромагнита и поочередно пересекают магнитный поток то одного, то другого направления. При этом в каждом отдельном элементе якорной обмотки генерируется переменная электродвижущая сила и только благодаря применению коллектора, о поверхность которого трутся надлежащим образом размещенные щетки, достигается коммутирование, в результате чего во внешнюю цепь, присоединяемую к щеткам, посылается ток постоянного направления. Процесс коммутирования тока, осуществляемый при посредстве коллектора и щеток, представляет собой наиболее ответственный момент в работе обычной динамомашины постоянного тока. Требуется внимательный уход за поверхностью коллектора и за щетками во избежание перекрытия

огнем (искры, вольтовые дуги) промежутков между соседними пластинами коллектора, разность потенциалов между которыми приходится допускать довольно большую при повышении нормального рабочего напряжения динамомашин. Именно это обстоятельство и кладет предел тому напряжению, на которое практически возможно осуществить устойчиво работающую коллекторную машину постоянного тока. Удастся более или менее хорошо спроектировать и построить такую машину на напряжение порядка 5000 V. Хотя были попытки повысить это напряжение до 30 000 V и даже несколько выше, но всё это не привело к вполне удовлетворительным результатам. Таким образом, приходится считаться с невозможностью построения коллекторной машины постоянного тока на сколько угодно большие напряжения (100 kV и выше).

6. В ряде специальных случаев, когда необходимо генерировать очень сильные токи при сравнительно небольших напряжениях, не превышающих десятков вольтов и, как максимум, порядка сотни вольтов, — находят себе применение так называемые *бесколлекторные* динамомашин постоянного тока. В виду того, что в этих машинах проводник, в котором индуцируется электродвижущая сила, движется неизменно мимо одного и того же магнитного полюса, всё время пересекая магнитный поток одного и того же направления, их часто называют *униполярными* машинами. Генерируемая в них электродвижущая сила ни в одной части цепи не меняет своего знака и всё время остается направленной в одну и ту же сторону. В этом и заключается принципиальное отличие униполярных машин от обычных коллекторных машин постоянного тока, которые являются по существу *биполярными*. Суть дела состоит лишь в особенностях чисто геометрических условий, в которых протекает процесс электромагнитной индукции. Однако отсюда вытекает необходимость различного конструктивного оформления машин того и другого рода.

Интересно отметить, что первая бесколлекторная (униполярная) машина постоянного тока была фактически осуществлена Фарадеем еще в 1831 г. в ближайшие же дни после открытия явлений электромагнитной индукции тока. На рис. 121 воспроизведен оригинальный эскиз Фарадея, изображающий схему его опыта с униполярной индукцией. Здесь *N* и *S* — полюсы мощного постоянного магнита, помещенного в особый ящике. Для концентрации магнитного поля были применены две специальные железные накладки, удерживаемые в горизонтальном положении силою притяжения к полюсам. Между этими полюсными наконечниками вращался вокруг горизонтальной же оси медный диск. Две проволоки, не показанные на рисунке и игравшие роль металлических щеточек, прикасались к проводящему валу диска и к его периферии в месте, приходившемся как раз между концами полюсных накладок. К контактным щеточкам была присоединена внешняя цепь, в которой находился гальванометр. Во время равномерного вращения медного диска наблюдалось неизменное отклонение гальванометра в одну сторону, свидетельствовавшее о генерировании постоянного тока в цепи. Этот прообраз нынешних электромагнитных генераторов в зачаточном виде таил в себе все основные элементы динамомашин. Подобный же тип генератора постоянного тока был изображен на рис. 11 в § 19 Главы III, где мы рассматривали вопрос о применимости фарадеевской и максвелловской формулировок закона электромагнитной индукции в различных частных случаях.

На рис. 122 представлена принципиальная схема современной конструкции дисковой униполярной машины. Здесь *M* есть магнит особой

формы или электромагнит, возбуждаемый катушками  $K_1$  и  $K_2$ .  $N$  и  $S$  — два полюса этого электромагнита, торцевые поверхности которых симметрично расположены по обе стороны вращающегося медного диска  $D$ . При работе машины радиальные элементы диска  $D$  непрерывно и вместе с тем строго однообразно пересекают магнитный поток, исходящий из полюса  $N$  и входящий в полюс  $S$ . Во всех радиальных элементах диска

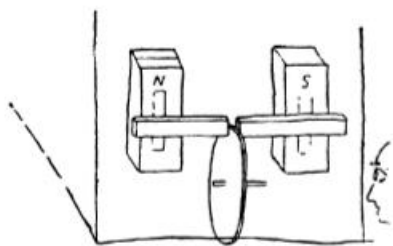


Рис. 121.

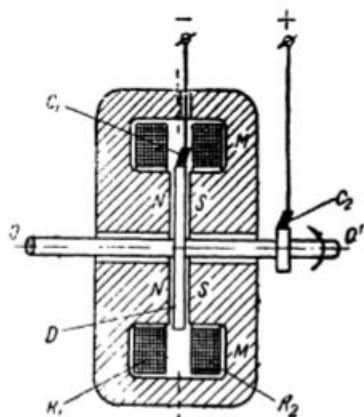


Рис. 122.

будет возникать одна и та же неизменно постоянная электродвижущая сила, если только вращение вала  $OO'$ , на котором закреплен диск  $D$ , совершается с одной и той же угловой скоростью. Щетки  $C_1$  и  $C_2$  трутся о наружный край диска  $D$  и о контактное кольцо, насаженное на вал  $OO'$ .

в. Во всех случаях сколь угодно длительного индуктирования постоянной электродвижущей силы, осуществляемого при помощи униполярных машин, мы встречаемся, строго говоря, со скрытой коммутацией. Принципиальная необходимость подобной коммутации вытекает из того обстоятельства, что магнитный поток, пронизывающий контур некоторой неизменяемой электрической цепи, ни при каких физических условиях не может беспредельно возрастать в одном и том же направлении. А ведь только в этом случае генерируемая в неизменяемом электрическом контуре электродвижущая сила могла бы произвольно длительно сохранять свой знак, т. е. сохранять постоянное направление в течение сколь угодно долгого времени.

На рис. 123 дано пояснение возможных способов рассмотрения указанной скрытой коммутации. Здесь изображены две мыслимые схемы, — I и II. В обоих случаях надо представить себе, что позади диска расположена торцевая поверхность магнитного полюса, не изображенного на рисунке. Из этого полюса исходят магнитные линии перпендикулярно плоскости диска. На схеме I, для более ясного понимания сущности этой схемы, диск показан разделенным воображаемыми прорезами на отдельные радиальные элементы, каждый из которых при вращении

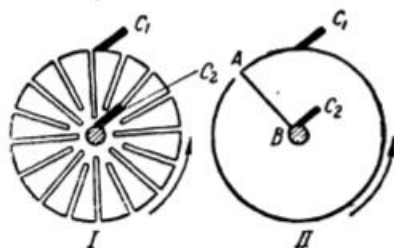


Рис. 123.

диска последовательно проходит под внешней щеткой  $C_1$ . Во время работы дисковой униполярной машины непрерывно сменяются радиальные элементы диска, замыкающие внутреннюю часть электрической цепи между щетками  $C_1$  и  $C_2$ . Так можно понимать ту коммутацию, которая по существу происходит в униполярной дисковой машине. Можно, однако, представить себе рассматриваемый процесс коммутации и несколько иначе, а именно согласно схеме II. Здесь условно предполагается, что сплошной диск отсутствует. Остается лишь проводящий обод диска с очень узким разрезом у точки  $A$  и один только радиальный элемент диска  $AB$ , при помощи щеток  $C_1$  и  $C_2$  приключаемый к внешней цепи. Рассуждая применительно к схеме II, мы можем считать, что электродвижущая сила, генерируемая дисковой униполярной машиной, индуцируется в результате пересечения главного магнитного потока однообразно вращающимся вокруг вала машины радиальным проводом  $AB$ . При этом всё будет происходить так, как будто бы коммутация осуществляется в моменты прохождения разреза у точки  $A$  под щеткой  $C_1$ . В пределе можно, конечно, предположить, что разрез контактного обода в точке  $A$ , бесконечно сужаясь, совсем сомкнется и мы будем иметь сплошное проводящее кольцо, к точке  $A$  которого присоединен конец радиального провода  $AB$ . И в этом случае скрытую коммутацию мы можем усматривать в процессе повторяющегося перекидывания точки  $A$  справа от щетки  $C_1$  налево.

Из двух описанных схем коммутации схема I представляется более близкой к действительно происходящему явлению, так как практически во вращающемся органе униполярной машины ток в основном проходит по кратчайшему расстоянию между щетками  $C_1$  и  $C_2$ .

О скрытой коммутации мы уже имели случай говорить в § 19 Главы III, когда рассматривали схему, изображенную на рис. 15.

г. Что касается преобразований магнитного потока в процессе электромагнитной индукции, протекающем при генерировании тока в униполярных машинах, то по этому поводу можно высказать следующие соображения. Если для присоединения внешней цепи к вращающемуся органу подобной машины применяются только две щетки  $C_1$  и  $C_2$ , т. е. когда мы просто рассуждаем с точки зрения эквивалентных схем, изображенных на рис. 123 (I или II), — можно ограничиться теми основными представлениями об отпочковании магнитных звеньев от главного магнитного потока, которые были рассмотрены в § 32 Главы IV (рис. 88—90). Дело несколько осложняется в случае применения целой системы щеток  $C_1$ , электрически связанных между собой и равномерно распределенных по всей периферии диска. К этому необходимо бывает прибегать, когда от униполярной машины берется ток очень большой силы (десятки тысяч амперов и выше). В пределе можно представить себе даже сплошной контактный орган, снимающий ток со всей окружности наружного края диска (например, сплошной ртутный контакт). И в этом случае первичным моментом в процессе индуктирования тока мы можем считать отпочкование магнитных звеньев, охватывающих отдельные радиальные составляющие диска, которые играют роль большого количества параллельных ветвей, включенных между щеткой  $C_2$  и периферическим контактным органом ( $C_1, C_1', C_1'', \dots$ ). Однако затем должно следовать сращивание или слияние соседних магнитных звеньев в каждом мыслимом кольцевом их ряду, который охватывает вал, вращающийся вместе с насаженным на него диском. В результате подобного сращивания в пределах некоторого одного ряда образуются два сравнительно больших магнитных звена аналогично схеме, описанной в § 29 (рис.

79—81) и в § 35 (рис. 95). Одно из этих вторичных магнитных звеньев, расположенное по одну сторону диска, где находится щетка  $C_1$ , обязательно навизывается на контур цепи электрического тока, генерируемого машиной, и входит в состав потока самоиндукции данной цепи. Другое же вторичное магнитное звено, расположенное у противоположной стороны диска, где отсутствует щетка  $C_2$ , окажется как бы совершенно свободным и о вероятном дальнейшем его поведении можно высказать только некоторые предположения. Быть может, оно должно будет претерпевать те последующие преобразования, которых мы коснемся в Главе VI („Природа электрического тока“, §§ 59—61). Вопрос этот остается пока открытым.

д. Применение медного диска в униполярной машине, схематически представленной на рис. 122, влечет за собой довольно значительную величину междужелезного пространства (между полюсами  $N$  и  $S$ ) и магнитного сопротивления в цепи главного потока. Это обуславливает расходование лишних ампервитков возбуждения, которых можно было бы избежать, если бы медный диск был заменен железным. Однако такая, казалось бы, рациональная замена создает большие затруднения в конструктивном отношении, так как при этом необходимо было бы бороться со значительными силами притяжения железного диска к каждому из двух полюсов  $N$  и  $S$ . Эти противоположно направленные силы были бы скомпенсированы только при условии строгого равенства воздушных промежутков между железным диском и магнитными полюсами, расположенными по обе стороны диска. Для правильного функционирования машины пришлось бы применять на обоих концах вала специальные упорные приспособления, что весьма осложняет конструкцию и делает ее мало надежной.

Ввиду указанных соображений при построении униполярных машин с железным или стальным вращающимся органом обычно применяется общее расположение, схематически изображенное на рис. 124. Вращающаяся часть  $A A' A''$  изготавливается из литой стали и представляет собой основное цилиндрическое тело  $A$  с двумя цилиндрическими же концевыми частями  $A'$  и  $A''$ . Всё это образует одно сплошное целое. Главный магнитный поток создается магнитом  $M$  или электромагнитом, охватывающим со всех сторон вращающуюся часть  $A A' A''$ . Для возбуждения электромагнита или, точнее сказать, для соответствующего намагничивания всей рассматриваемой системы служат катушки  $FF$ , расположенные в полости внутри машины. В этой же полости помещается и серия щеток  $C_1 C_1$ , равномерно распределенных вокруг среднего пояса цилиндрической части  $A$ . Две другие кольцевые же серии щеток  $C_2 C_2$  и  $C'_2 C'_2$  трутся о торцевые поверхности концевых частей  $A'$  и  $A''$ . Само собой разумеется, что все щетки, входящие в состав каждой серии, электрически соединены между собой не показанными на рис. 124 проводниками. В такого рода конструкции униполярной машины совер-

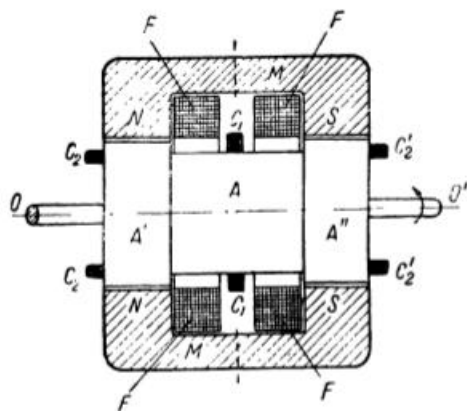


Рис. 124.

шенно устраняются осевые механические усилия, о которых мы выше говорили. Остаются лишь обычные в области динамостроения силы притяжения якоря к цилиндрическим полюсным поверхностям  $N$  и  $S$ . Массивные медные проводники от серии щеток  $C_1C_1$  выводятся наружу через соответствующие проходные отверстия в кожухе машины (в теле электромагнита  $M$ ).

Описываемая униполярная машина может, конечно, работать при наличии только одной серии щеток  $C_2C_2$  или  $C'_2C'_2$ , служащей вторым токособирающим органом кроме серии  $C_1C_1$ . Одновременное применение двух серий торцевых щеток  $C_2C_2$  и  $C'_2C'_2$  позволяет наиболее полно использовать главный магнитный поток машины и увеличить вдвое генерируемую мощность. Получаются как бы две самостоятельные униполярные машины, спаренные воедино и имеющие общий вал  $OO'$ , а также общую основную серию щеток  $C_1C_1$ . Суммарное междужелезное пространство в магнитной цепи машины можно сводить до минимума, как в обычных коллекторных динамомашинках, и в связи с этим понизить до минимума потребные ампервитки возбуждения.

Представим себе теперь, что оба основных органа рассматриваемой униполярной машины, якорь  $A$  и часть  $M$ , по существу в равной мере служащие в качестве пути прохождения главного магнитного потока, — изготовлены из одного и того же ферромагнитного материала. Возникает следующий принципиальный вопрос:

*Как ведет себя главный магнитный поток при вращении якоря  $A$  и остаются ли магнитные линии, его составляющие, совершенно неподвижными в пространстве или же контур каждой магнитной линии, в общем сохраняя свою форму, увлекается якорем  $A$  и вращается вокруг оси  $OO'$  с той же скоростью?*

В первом случае электродвижущая сила, генерируемая униполярной машиной (рис. 124), должна быть рассматриваема в качестве индуктируемой в теле якоря  $AA'A'$ , вращающегося в неподвижном внешнем магнитном поле, причем местом возникновения этой электродвижущей силы можно считать любой путь перехода сквозь массу якоря от щеток  $C_1$  к щеткам  $C_2$  или  $C'_2$ . Последнее обстоятельство непосредственно вытекает из принципа непрерывности магнитного потока.

Во втором случае необходимо считать, что в теле якоря  $AA'A'$  не возникает никакой электродвижущей силы, а она генерируется в неподвижном внешнем участке цепи, отходящем от щеток  $C_1$ , при пересечении этого участка магнитным потоком, полностью увлекаемым вращающимся якорем.

Однако мыслимо и третье предположение, кажущееся весьма правдоподобным в условиях рассматриваемой электромагнитной системы. Быть может, магнитный поток только отчасти увлекается вращающимся якорем  $AA'A'$  и сам вращается вокруг оси  $OO'$  с некоторой пониженной скоростью. Если в действительности всё происходит именно так, то в этом третьем случае необходимо будет считать, что генерируемая униполярной машиной электродвижущая сила складывается из двух частей. Одна часть есть электродвижущая сила, индуктируемая в теле вращающегося якоря соответственно скорости перемещения его элементов относительно магнитного потока, который вращается вокруг той же оси  $OO'$  с какой-то меньшей скоростью. Другая же часть есть электродвижущая сила, дополнительно индуктируемая во внешнем неподвижном участке цепи вследствие его пересечения магнитным потоком, который проходит через кожух  $M$  (рис. 124) и отчасти увлекается вращающимся якорем.

Таким образом, рассматривая процесс индуктирования электродвижущей силы при работе униполярной машины типа, изображенного на рис. 124, мы встречаемся с теми же вопросами, с которыми уже столкнулись раньше в § 17 Главы III, когда касались суждений Фарадея и Престона по поводу поведения магнитного потока, связанного с цилиндрическим магнитом, вращающимся вокруг своей геометрической осн. Окончательного решения указанных вопросов в настоящее время еще нет. Необходимо, однако, иметь в виду, что во всяком случае при расчете униполярной машины величина полной электродвижущей силы, которую можно генерировать при помощи подобной машины, должна получаться неизменно одна и та же совершенно независимо от того, какой точкой зрения мы будем руководствоваться (первой, второй или третьей). Опять-таки подчеркнем, что всё сказанное о расчете электродвижущей силы, генерируемой униполярной машиной, тесно связано с непреложностью принципа непрерывности магнитного потока.

е. Последнее замечание об особых точках зрения Фарадея и Престона, а также всё, что было сказано в § 17 по поводу опытов Фарадея, которые иллюстрировались схематическими рис. 6—8, позволяют высказать некоторые соображения о возможном дальнейшем упрощении

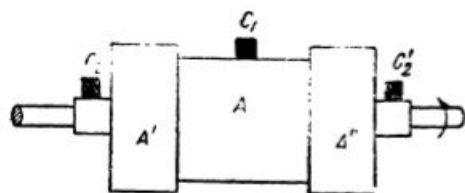


Рис. 125.

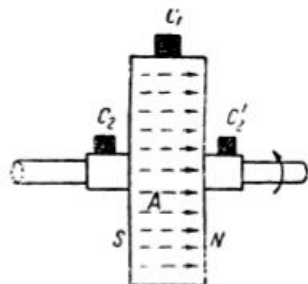


Рис. 126.

конструкции униполярной машины. В этом отношении представляют особый интерес новые магнитные сплавы, содержащие никель, железо и алюминий. Указанные сплавы отличаются исключительно большой коэрцитивной силой (порядка 600—700 и более эрстедов), т. е. обладают сравнительно очень большой устойчивостью раз сообщенного им магнитного состояния. Есть полное основание ожидать, что ведущиеся в настоящее время исследовательские работы, которые имеют целью добиться значительного повышения остаточной магнитной индукции в сплавах такого рода, приведут к положительным результатам. В таком случае конструкция униполярной машины может быть сведена к одному лишь якору  $AA'A''$  (рис. 124) при условии, что этот якорь будет изготовлен из магнитного сплава с очень большой коэрцитивной силой. Потребуется только предварительно намагнитить такой якорь в осевом направлении. В виду того, что торцевые поверхности якоря при данных условиях в значительной степени могут играть роль полюсных поверхностей, целесообразно будет боковые щетки  $C_2$  и  $C_2'$  накладывать на осевые придатки, надлежащим образом выполненные (рис. 125). Мыслимо, наконец, и дальнейшее упрощение конструкции униполярной машины, представленное на рис. 126, где  $A$  есть сравнительно короткий цилиндр из специальной магнитной стали, сильно намагниченный в осевом направлении, как показано пунктирными стрелками. В этом случае мы будем иметь полностью воспроизведенной схему чрезвычайно важного опыта

Фарадея с магнитом, вращающимся вокруг своей геометрической оси (§ 17, рис. 8). Униполярная машина, доведенная таким образом до предельной простоты, теоретически говоря, может генерировать сколь угодно сильные токи в случае достаточно больших размеров вращающегося тела  $A$ . При этом, конечно, будет развиваться сравнительно небольшое напряжение, вообще характерное для всяких униполярных машин.

Само собой разумеется, что токособирающие органы, представленные на рис. 126 в виде одиночных щеток  $C$ ,  $C_2$  и  $C'_2$ , придется сильно развить, когда машина предназначается для получения значительных токов. Простейший способ решения этой задачи заключается в применении целых серий однотипных щеток  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C'_2$ , как мы уже указывали при описании униполярной машины, изображенной на рис. 124. Вообще конструкция токособирающих устройств в униполярных машинах, рассчитанных на очень большую нагрузку, представляет не мало затруднений, и до настоящего времени нет еще вполне удовлетворительного решения данной технической задачи. Повидимому, в этом отношении необходим переход к каким-то новым приемам, отличающимся от того, что принято в обычных коллекторных машинах. Между прочим, следует иметь в виду, что в униполярных машинах, быть может, окажется весьма целесообразным применение жидкостных токособирающих устройств, основанных на использовании ртутного контакта, например в форме большого количества параллельно работающих ртутных струй. Попытки сконструировать униполярную машину с ртутным токособирающим устройством были сделаны уже давно (Б. И. Угримов), но не были доведены до полного и окончательного решения этой проблемы. Необходимо отметить, что конструирование удовлетворительно работающего ртутного контакта значительно облегчается в том случае, когда вращающийся орган изготовлен из стали, так как подобного рода материал вообще очень мало подвержен коррозирующему действию ртути. Во всех случаях применения ртутноструйных токособирающих органов в униполярных машинах несомненно можно при помощи специального кожуха, весьма плотно закрывающего всю машину, добиться совершенного устранения вредных влияний на здоровье обслуживающего персонала со стороны ядовитых ртутных паров.

#### § 44. Примеры ошибочной конструкции униполярных машин

а. Мы уже указывали, что униполярная машина практически может развивать сравнительно небольшую электродвижущую силу, обычно не превышающую нескольких десятков вольт. Только путем применения предельно высоких скоростей вращения и только ценою механического перенапряжения материала, из которого изготовлены вращающиеся органы подобного рода машин, мыслимо генерировать электродвижущие силы порядка 100 или немногим более вольт. В то же время отсутствие в униполярных машинах явной коммутации, а также такого ответственного и требующего внимательного ухода органа, как коллектор, делает весьма заманчивой идею о том, чтобы построить динамомашину постоянного тока на любые потребные для электротехнической практики напряжения, исходя из принципа униполярной машины, а именно сообщая некоторому проводнику или проводникам однообразное движение относительно одного и того же магнитного полюса, т. е. в магнитном поле неизменного направления. Поэтому неоднократно делались попытки

сконструировать униполярную машину с более сложным вращающимся органом, чем то, что было описано в § 43. Попытки такого рода особенно активировались в последнее время в связи с выяснившейся целесообразностью использования постоянного тока в случаях высоковольтной передачи энергии.

Различными изобретателями были предложены конструкции униполярной машины на напряжения до 100,000 вольт. Изобретатели при этом полагали, что для генерирования столь высоких напряжений возможно будто бы применить в якоре специальную обмотку, состоящую из длинного изолированного проводника, уложенного таким особым способом, чтобы одинаково направленные электродвижущие силы, индуцируемые в некоторых участках этого проводника, складывались одна с другой и в сумме давали требуемое высокое напряжение. Для того же, чтобы устранить противоположно направленные электродвижущие силы, возникающие в других участках данного проводника, считалось возможным и достаточным применить соответствующую магнитную экранировку. Полная несостоятельность и принципиальная ошибочность подобных проектов должны быть совершенно очевидными после всего того, что было выше изложено по поводу роли магнитного экранирования проводников (см. § 42).

6. Для иллюстрации сказанного рассмотрим прежде всего рис. 127, на котором в самом обобщенном виде представлена схема, по существу своему встречающаяся во всех несбыточных проектах униполярных машин на очень высокое напряжение. Здесь  $NV$  есть торцевая поверхность некоторого магнитного полюса (в данном случае — северного). Вокруг оси, перпендикулярной к этой поверхности, может вращаться плоская обмотка, в состав которой авторы проектов вводят достаточно большое число витков, образующих всю арматуру униполярной машины. В виде примера на рис. 127 изображены лишь три витка. Концы обмотки, само собой разумеется, присоединены к двум контактным кольцам. При данных условиях активными в процессе электромагнитной индукции будут, конечно, только радиальные элементы вращающейся обмотки, которые непрерывно пересекают магнитные линии, исходящие из полюса  $NV$ . Предполагают, что для получения требуемого эффекта окажется достаточным как-либо заэкранировать от внешнего магнитного поля одну половину этих радиальных участков сплошного проводника. Подобный магнитный экран показан в форме железной трубы  $T$ , сквозь которую проходят соответствующие участки витков. Обычно ожидается, что ввиду ослабления магнитного поля внутри железной трубы эти участки проводника не будут активными в отношении электромагнитной индукции или, вернее сказать, почти не будут активными. Следовательно, в замкнутой цепи обмотки якобы будут действовать только (или почти только) электродвижущие силы, генерируемые в незаэкранированных частях обмотки. Однако при этом не учитывается всё то, о чем шла речь в § 42, где доказывалась полная невозможность ослабить суммарный индуктивный эффект какими бы то ни было магнитными экранами. Схема, представленная на рис. 127, очень напоминает порочную схему электромагнитного тахометра (см. рис. 119). В обоих случаях принцип непрерывности магнитного потока совершенно опрокидывает все ожидания изобретателей. Полная электродвижущая сила в непрерывном контуре обмотки, которая однообразно перемещается в магнитном поле неизменного направления и неизменной интенсивности, принципиально должна быть равна нулю, как бы мы ни изолировались в использовании магнитной экранировки отдельных частей этой обмотки.

в. В качестве второго, частного примера ошибочной конструкции униполярной машины, рассматривавшейся на значительное напряжение, рассмотрим схематический чертеж подобной машины, изображенный на рис. 128 в двух проекциях. Здесь  $D$  представляет собой диск, составленный из листового железа и могущий вращаться вокруг оси, проходящей через центр. В диске имеется кольцевой ряд отверстий, сквозь которые пропускаются „экранируемые“ участки непрерывного изолированного проводника, образующего большое количество витков. Внешние открытые участки этих витков по возможности равномерно распределены по боковой цилиндрической поверхности диска  $D$ . Концы обмотки присоединены к двум контактным кольцам, с которых ток снимается неподвижными щетками. Описанная арматура расположена в поле магнита или электромагнита, как показано на рис. 128. Магнитные линии, исходящие из северного полюса  $N$ , который охватывает часть боковой поверхности арматуры, проходят через междужелезное пространство

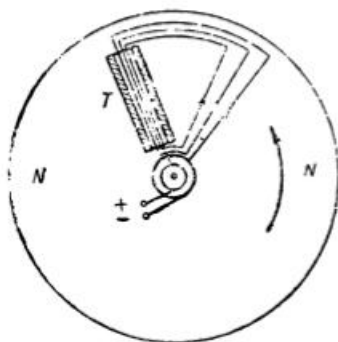


Рис. 127.

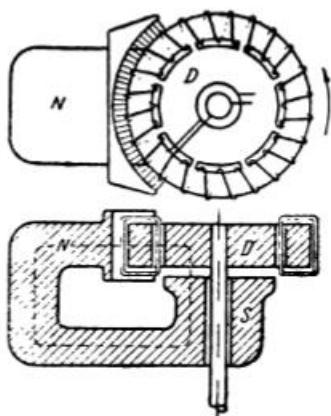


Рис. 128.

и затем пронизывают тело диска  $D$ , направляясь из него в торцевую поверхность полюса  $S$ , расположенную против центральной части диска, где нет никаких проводников. По причине большой магнитной проницаемости железа магнитные линии должны замыкаться главным образом через сплошные части диска  $D$ . Следовательно, элементы обмотки, проходящие сквозь ряд отверстий в диске, окажутся в очень слабом магнитном поле, т. е. будут заэкранированы. Поэтому при расчете такой машины изобретатель ошибочно принимал во внимание только элементы обмотки, лежащие непосредственно против полюса  $N$ , предполагая, что в проводниках, проходящих сквозь отверстия в железном диске  $D$ , якобы не будет индуцироваться никакой или почти никакой электродвижущей силы.

Осуществление рассмотренной машины на практике жестоко обмануло ожидания изобретателя. Построенная машина, вместо расчетной постоянной электродвижущей силы, которая должна была, казалось бы, достигать значительной величины (порядка сотен вольт), давала лишь ничтожную переменную электродвижущую силу (порядка десятых долей вольта). Для нас должно быть ясно, что иных результатов и нельзя было ожидать так как ослабление магнитного поля в экранирующих отверстиях железного диска  $D$  происходит только вследствие перераспределения главного магнитного потока, а не за счет какого-либо уменьше-

ния его полной величины. Принцип замкнутости магнитного потока приводит нас к заключению, что применение экрана ни в малейшей степени не изменяет числа магнитных линий, пересекаемых проводником за время одного оборота armатуры. Элементы обмотки, проходящие сквозь экранирующие отверстия, за время одного оборота диска  $D$  пересекут в точности такое же количество магнитных линий (см. § 42), как и участки проводника, расположенные вне указанных отверстий и перемещающиеся в магнитном поле между полюсом  $N$  и боковой поверхностью железного диска. Таким образом, в контуре проводника, образующего обмотку якоря описываемой униполярной машины, возникают две серии электродвижущих сил, в основном равные по суммарной величине, но обратные по направлению. Что же касается возникновения ничтожно малой переменной электродвижущей силы, то это объясняется, с одной стороны, не абсолютно строгой симметрией всей вращающейся системы по отношению к оси вращения, и с другой стороны — наличием отверстий в диске  $D$ , число которых в секторе, обращенном к полюсу  $N$ , во время вращения претерпевает периодические колебания. Всё это, вместе взятое, естественно обуславливало известные незначительные пульсации магнитного сопротивления на пути потока, а потому слабо пульсировал и самый магнитный поток. Указанное обстоятельство, конечно, и было непосредственной причиной индуктирования очень незначительной переменной электродвижущей силы.

г. Мы рассмотрели сравнительно простые примеры устройства униполярных машин, которые якобы могут развивать значительные электродвижущие силы. Необходимо отметить, к сожалению, что до самого последнего времени всё еще встречаются изобретатели подобных машин. Нередко предлагают столь сложное расположение всех частей машины, что иногда даже опытному электрику бывает трудно в нем разобраться и найти ошибку, не сразу бросающуюся в глаза. Однако руководствуясь принципом непрерывности магнитного потока, в конце концов всегда удастся вскрыть эту ошибку и выяснить полную несостоятельность той или иной предложенной конструкции.

Можно утверждать, что все проекты униполярных машин, имеющие целью генерирование постоянного тока повышенного или высокого напряжения и основанные на использовании магнитной экранировки проводников, принципиально порочны и заранее обречены на неудачу. *Основные законы природы непреложны и ненарушимы. Как-либо обойти эти законы разного рода конструктивными ухищрениями невозможно.*

Итак, можно следующим образом резюмировать всё вышеизложенное:

1. Принцип непрерывности магнитного потока должен строго учитываться при всяком рассмотрении процессов электромагнитной индукции.

2. Никакими конструктивными особенностями электромагнитного генератора невозможно достигнуть сколь угодно длительного индуктирования электродвижущей силы постоянного направления в неизменяемом контуре.

3. Во всех случаях электромагнитного генерирования постоянного тока должен иметь место процесс коммутации. В явной форме это происходит в обычных коллекторных динамомашинках постоянного тока, в неявной форме — в униполярных машинах.

4. Проблема построения униполярной (бесколлекторной) машины со сложной armатурой для получения очень больших электродвижущих сил неизменно постоянного направления, т. е. проблема динамо-

машины постоянного тока без всякой коммутации, принципиально неразрешима. Все попытки конструирования такой динамомашины основаны на игнорировании непрерывности магнитного потока и на грубо формальном понимании закона электромагнитной индукции.

#### § 45. К вопросу о генерировании постоянного тока в процессе электромагнитной индукции

После рассмотрения примеров ошибочной конструкции униполярных машин, предназначенных для получения постоянного тока повышенного или высокого напряжения, весьма получительно будет остановить внимание еще на одной, также ошибочной, попытке построения бесколлекторной машины постоянного тока, основанной на принципе синхронного изменения самоиндукции.

Изобретатели подобной машины предполагали, что в цепи, питаемой от обычного генератора переменного тока, можно следующим образом обеспечить получение составляющей постоянного тока. Известно, что

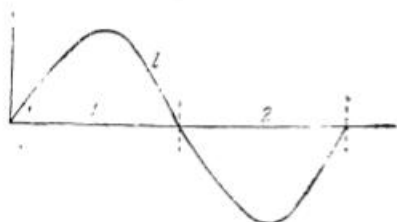


Рис. 129.

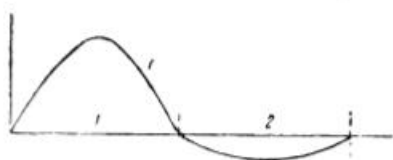


Рис. 130.

чем больше самоиндукция цепи, тем сильнее запаздывает момент достижения максимума тока, соответствующего данной постоянной электродвижущей силе. Известно также, что в обычных цепях переменного тока с неизменным сопротивлением и с неизменным коэффициентом самоиндукции кривая тока имеет симметричный характер (рис. 129), причем количество электричества, протекающего по цепи за время какого-либо полупериода 1, в точности равно по абсолютной величине количеству электричества, протекающему в обратном направлении в течение смежного полупериода 2, и т. д. Некоторые изобретатели, рассуждая в высокой степени примитивно, выводят заключение, будто бы достаточно обеспечить неравенство коэффициентов самоиндукции данной цепи, соответствующих полупериоду 1 и полупериоду 2, например делать коэффициент самоиндукции на время 2-го полупериода очень большим, и тогда ток, протекающий за этот полупериод, будет в общем значительно ослаблен по сравнению с током за 1-й полупериод, как это предположительно показано на рис. 130 (на этом рисунке и на рис. 129 ради упрощения пренебрегаем высшими гармониками). В таком случае переменный ток будет несимметричным, и в нем появится составляющая постоянного тока, так как количества электричества, поочередно протекающие по противоположным направлениям, якобы окажутся теперь неодинаковыми.

Практически делались попытки строить особые машины, в которых на валу обычного альтернатора помещалась вращающаяся часть специального вариометра самоиндукции, благодаря чему достигалось синхронное изменение индуктивности всей цепи, включавшей в себя и этот вариометр.

Опыт, конечно, не оправдал ожидания изобретателей. Это можно было заранее предвидеть, не прибегая к детальному математическому обследованию случая синхронного изменения самоиндукции в цепи переменного тока. Дело в том, что полная электродвижущая сила, индуцируемая в рассматриваемой цепи, будет слагаться из основной электродвижущей силы, генерируемой в альтернаторе, и из электродвижущей силы, обусловленной индуктивностью цепи, т. е. можем написать следующее соотношение:

$$\sum e = E_m \sin \omega t - \frac{d(Li)}{dt} = -\frac{d\Phi_0}{dt} - \frac{d\Phi_s}{dt} = -\frac{d(\Phi_0 + \Phi_s)}{dt},$$

где  $\Phi_0$  есть число сцеплений главного магнитного потока в альтернаторе с обмоткой его armатуры, а  $\Phi_s$  — число сцеплений потока самоиндукции со всей цепью. Это соотношение должно быть справедливо совершенно независимо от того, изменяется ли синхронно коэффициент самоиндукции  $L$ , или он изменяется как-либо асинхронно, или же, наконец, он всё время сохраняет свою величину строго неизменной. При установившемся режиме в цепи переменного тока  $\Phi_0$  и  $\Phi_s$  будут лишь периодически и синхронно менять свою величину в одних и тех же конечных пределах. В подобных же конечных пределах будет периодически меняться и сумма  $\Phi_0 + \Phi_s$ , попеременно достигая положительного максимального значения, которое можно обозначить через  $+\Phi_m$ , и затем отрицательного максимума  $-\Phi_m$ . Таким образом, полный магнитный поток, сцепляющийся с контуром рассматриваемой цепи, периодически будет изменяться в одну сторону на величину  $2\Phi_m$  и после этого — в другую сторону на ту же самую величину и т. д. Принимая во внимание, что электрическое сопротивление цепи в данном случае мы считаем неизменным, т. е. имеем

$$r = \text{Const},$$

и исходя из основного положения, установленного опытами Фарадея (см. § 18 Главы III), можем утверждать, что за время одной части периода переменного тока по цепи протечет количество электричества, по абсолютной величине равное

$$\frac{2\Phi_m}{r},$$

а затем за время другой части периода точно такое же количество электричества протечет в обратном направлении. Следовательно, средняя сила тока за время полного периода будет равна нулю и никакой составляющей постоянного тока не будет обнаруживаться в цепи.

При синхронном изменении коэффициента самоиндукции цепи мы можем получить лишь искажение формы или даже нарушение симметрии кривой переменного тока. Характер этой диссимметрии будет зависеть от закона изменения коэффициента самоиндукции, но площади кривой тока за время положительной и отрицательной пульсаций тока, т. е. количества электричества, протекающие в ту и другую сторону за время полного периода, будут в этом случае в точности равны по абсолютной величине и обратны по знаку. Предположения, на которых основано построение кривой, показанной на рис. 130, принципиально ошибочны.

Из всех разобранных выше примеров ясно, что ни магнитное экранирование, ни применение синхронно изменяющейся индуктивности цепи не дают возможности получить в электрически неизменном контуре

составляющую постоянного тока или постоянную электродвижущую силу. Для возбуждения в подобном контуре некоторой индуктированной электродвижущей силы, постоянной по величине и направлению, необходимо было бы длительно поддерживать неизменными условия пересечения частей этого контура магнитными линиями, однообразно входящими внутрь контура извне или выходящими из контура наружу. В обоих случаях это эквивалентно непрерывному и беспредельному увеличению охватываемого контуром магнитного потока того или иного направления, что физически невозможно, как мы указывали выше. Практически, имея какой-либо виток проволоки или несколько витков проволоки, мы можем увеличивать магнитный поток, пронизывающий эти витки, только до известных пределов. За это время в витках будет индуктироваться электродвижущая сила некоторого определенного направления. После этого, желая продолжать процесс индуктирования электродвижущей силы, мы располагаем только возможностью начать изменение охватываемого витками магнитного потока в другом направлении, в связи с чем индуктируемая электродвижущая сила, перейдя через нулевое значение, возникнет в направлении, обратном тому, что было раньше и т. д. Иными словами, мы можем длительно индуктировать в данных витках только электродвижущую силу переменного направления. Соответственно этому по рассматриваемым виткам, приключенным к какой-либо внешней цепи, потечет переменный ток. Так оно практически и происходит в обычных альтернаторах. Для того же, чтобы получить во внешней цепи ток постоянного направления, как известно, приходится применять специально выпрямительное устройство, называемое коммутатором или коллектором. Именно так и строятся обычные (коллекторные) динамомашины постоянного тока.

Закон электромагнитной индукции, особенно в основной формулировке Фарадея, с совершенной очевидностью указывает, что в электрически неизменяемом контуре, пользуясь явлением электромагнитной индукции, можно получить постоянный ток — или, точнее сказать, составляющую постоянного тока — только путем применения синхронного изменения электрического сопротивления цепи. В таком случае за время некоторого полупериода переменной электродвижущей силы по цепи будет протекать большее количество электричества, чем за время смежного полупериода, и средний ток за полный период не будет равен нулю, в отличие от того, что оказывается в случае, когда при постоянном сопротивлении претерпевает синхронные изменения лишь индуктивность цепи. На практике широко пользуются методом синхронного изменения сопротивления. Существует целый ряд систем выпрямителей (например, ртутные, синхронно-контактные и т. п.). В настоящее время повсюду ведутся предварительные исследования по применению постоянного тока для высоковольтных линий передачи энергии. В этом отношении особенно пригодными оказываются разного рода ионные и электронные выпрямители. Использование более или менее сложных схем, питаемых многофазными токами, дает возможность накладывать одна на другую сдвинутые во времени пульсации тока, выпрямляемого в каждой из фаз. В результате удается получать во внешней цепи (в линии передачи, например) ток постоянного направления при почти неизменной его силе.

## ПРИРОДА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

## § 46. К постановке вопроса о природе электрического тока

История науки изобилует примерами переходящих стадий в понимании явлений окружающего нас мира. Непрерывно, в процессе накопления новых фактов и длительной работы научной мысли, наши представления подвергались метаморфозе, последовательно освобождаясь от всего, не выдерживающего строгой критики, и постепенно рафинируясь в смысле возможно большего приближения к соответствию с тем, что происходит в действительности. Так, птоломеева система мира уступила место системе гелиоцентрической. Учение древних философов о четырех основных началах — стихиях: воздухе, воде, земле и огне — прошло путь долгой эволюции. В связи с этим можно, между прочим, помянуть многочисленные упорные искания алхимиков, приведшие к накоплению ряда новых конкретных данных о веществе, и мучительные блуждания человеческой мысли, стремившейся постигнуть энергетическую сторону явлений природы и делавшей на этом пути не мало ложных шагов, вроде, например, увлечения теорией флогистона. Наконец, благодаря развитию химии и физики, древнее, кажущееся теперь наивным учение о четырех основных стихиях, трансформировалось в наши современные знания о строении вещества и о его превращениях, связанных с энергетическими процессами, вообще, и тепловыми, в частности. Представление об атоме, как о последней далее неделимой частице вещества благодаря ряду великих открытий, имевших место в самое последнее время, заменилось картиной целого микрокосмоса, сложное строение и законы которого теперь так напряженно изучаются учеными всего мира. Физическая реальность, называемая электрическим зарядом, понимается в наши дни несколько иначе, чем 100 лет тому назад. Даже в самые последние годы произошли заметные сдвиги в этом отношении. Магнитная масса (магнитная жидкость), считавшаяся некогда подлинною физической реальностью, в настоящее время рассматривается лишь как некоторая фикция, имеющая чисто вспомогательное значение при математическом изучении свойств магнитного поля.

Во всяком случае несомненно, что и наши современные физические представления в ближайшем будущем претерпят изменения как в отношении формы, так и в отношении содержания, непрерывно преодолевая переходящие стадии познания и приобретая всё большую и большую степень совершенства.

При описании разного рода явлений мы нередко пользуемся терминологией, исторически сложившейся в условиях недостаточно полного по-

нимания природы этих явлений. По инерции мы продолжаем обычно применять подобную терминологию и тогда, когда общий прогресс знаний уже с очевидностью свидетельствует о том, что она в значительной степени не соответствует действительности. В целом ряде случаев от этого не происходит никаких недоразумений. Мы, например, говорим „солнце восходит и заходит“, „звезды мерцают“ и т. д. и т. п., отдавая себе полный отчет в том, что это нам только так кажется. При быстрой езде в безветренную погоду мы, пользуясь обычным языком, говорим „ветер дует нам в лицо“, и это нисколько не мешает нам совершенно ясно понимать, о чем идет речь. Иногда, однако, старая привычная терминология как бы гипнотизирует нас, удерживая во власти ошибочных точек зрения, и таким образом тормозит правильную оценку вновь открываемых фактов и задерживает переход на новую ступень более правильного понимания того или иного явления. В этом отношении один из наиболее ярких примеров мы имеем в случае электромагнитного процесса, называемого *электрическим током*.

„Из двух предположений, весьма обычно принимаемых в настоящее время, о магнитных жидкостях и об электрических токах, первое необходимо признать ошибочным, а быть может и *оба* ошибочны...“<sup>1</sup> Это суждение было высказано Фарадеем еще в 1854 г. в результате тщательного анализа всего известного ему из области электромагнитных явлений. Однако многое из того, что совершенно отчетливо было разъяснено Фарадеем и затем воспринято его последователем Максвеллом, до настоящего времени недостаточно оценено и, вообще говоря, не шло себе полного отражения в дальнейших работах ряда других физиков. В то же время следует признать, что накопление новых опытных материалов (открытие сверхпроводимости и т. д.) диктует настоятельную необходимость, так сказать, реконструировать наши представления об „электрическом токе“ и попытаться вложить в этот старый термин новое содержание, более соответствующее совокупности современных научных достижений.

Кинетический характер процесса, имеющего место в цепи всякого электрического тока, безусловно признается всеми. Это обстоятельство является связующим звеном между отдельными точками зрения по вопросу о природе тока. Разногласия существуют лишь по поводу того, что именно движется и как движется.

В первоначальной стадии представление об электрическом токе ограничивалось утверждением, что по проводнику течет „электричество“. При этом речь шла исключительно о том, что происходит внутри проводника. С этой точки зрения сущность электрического тока состоит в движении электричества внутри проводника, в протекании его через любое поперечное сечение проводника. Указанное представление о природе тока наложило отпечаток на всю терминологию, которую мы пользуемся при описании явлений электрического тока. Рассматриваемая точка зрения выработалась и царила безраздельно в то время, когда электричество мыслилось в качестве некоторой подвижной жидкости. Предполагалось, кроме того, что электрическая жидкость, сосредоточенная в одном месте, может как-то взаимодействовать через абсолютно пустое пространство с другой порцией электрической жидкости, сосредоточенной на некотором расстоянии где-либо в другом месте. Как известно, представление об электрической жидкости претерпело целую эволюцию, и в конце концов наука остановилась на признании двух якобы само-

<sup>1</sup> Faraday, *Experimental Researches in Electricity*, Vol. III, 3303 (курсив Фарадея).

стоятельных видов электричества (положительное и отрицательное электричество). Учение об электрических жидкостях в своей примитивной форме совсем не считалось с чем бы то ни было вне объема, занятого „электричеством“. Соответственно этому и при изучении процесса электрического тока сначала не усматривалось ничего характерного в пространстве, окружающем проводник, по которому течет ток. Эта ошибочная точка зрения до некоторой степени удержалась и в общих установках современной электронной теории.

Основные исследования Фарадея обратили внимание на особенное значение промежуточной среды во всех электрических и магнитных явлениях. Стало ясно, что электрическая жидкость, электрическая масса или электрический заряд представляют собой лишь одну сторону того, что можно назвать электрическим состоянием какой-либо системы и что, вообще говоря, необходимо рассматривать как неделимую совокупность, частями которой являются специфические процессы в диэлектрике и электрический заряд. С точки зрения Фарадея и Максвелла, электрический заряд представляет собой не что иное, как границу указанных специфических процессов в диэлектрике, или, вернее сказать, центр, вокруг которого диэлектрическая среда находится в каком-то особом состоянии.

В то же время работы Фарадея и Максвелла утвердили признание исключительной роли среды в области магнитных явлений и выявили совершенную условность старых представлений о магнитных жидкостях или магнитных массах. Как-раз в течение первого периода научной деятельности Фарадея был сделан ряд важных открытий, направивших научную мысль к рассмотрению того, что происходит в пространстве вокруг проводника с током. В 1820 г. Эрстед открыл влияние тока на расположенную вблизи магнитную стрелку. Затем последовал целый ряд наблюдений и исследований (Араго, Ампера, Фарадея и др.), обогативших науку новыми достижениями. Наконец, в 1831 г. первый этап изучения магнитного поля тока завершился открытием электромагнитной индукции тока. Все эти открытия показали, что магнитное поле вокруг проводника, по которому идет электрический ток, представляет собой не какое-либо привходящее обстоятельство, не имеющее принципиального значения и наблюдаемое лишь в некоторых случаях, но есть неотъемлемая часть всякого электрического тока.

*С полной достоверностью необходимо утверждать, что никогда и ни при каких условиях не бывает такого электрического тока, который не сопровождался бы магнитным полем.*

Электрический ток, протекающий по некоторой замкнутой цепи, может не сопровождаться выделением джоулева тепла, может быть не связан с какими-либо разностями потенциалов между отдельными точками цепи (случай сверхпроводящей цепи). Ток может не сопровождаться никакими электродинамическими действиями и, вообще, никакими так называемыми „внутренними“ действиями. Возможен, наконец, и такой случай, что при прохождении тока не происходит каких бы то ни было движений ионов, электронов и т. п. (случай тока электрического смещения в „пустоте“). Однако в настоящее время совершенно нельзя представить себе электрический ток без соответствующего ему магнитного поля. Во всяком случае в высокой степени вероятно, что ток есть явление электромагнитного характера, протекающее и вне того объема, который непосредственно заполнен частями электрической цепи, т. е. явление, выходящее за пределы указанного объема и, повидимому, распространенное по всему пространству, где наблюдается магнитное

поле тока. Таким образом, при обсуждении вопроса о том, где же происходит особое движение, позволяющее трактовать электрический ток в качестве явления кинетической природы, внимание исследователей естественно должно быть обращено также и в направлении пространства вокруг проводника.

Максвелл, особенно обстоятельно анализировавший многие следствия, вытекающие из признания кинетической природы тока, и опиравшийся при этом на идеи и опыты Фарадея, между прочим так говорит по поводу движений электромагнитного характера, которые происходят в системе токов (рассматривается случай двух токов): "... Эта движущаяся материя, какова бы она ни была, не ограничивается объемом проводников, несущих два тока, но, вероятно, простирается по всему пространству, окружающему их".<sup>1</sup> Сам Фарадей, относившийся с большою осторожностью к термину „электрический ток“, основанному на представлении об электрических жидкостях, склонен был видеть в проводнике, несущем ток, некоторую „ось“ — „axis of power“.<sup>2</sup> Выражаясь современным языком и стремясь возможно точнее придерживаться подлинного смысла, вкладываемого Фарадеем в слова „axis of power“, мы можем сказать, что он несомненно имел в виду *ось энергетических процессов, совершающихся в цепи тока*, — ту ось, вокруг которой известным образом ориентированы электрические и магнитные силы, действующие в цепи. В высокой степени примечательно еще следующее обстоятельство. Открывший законы электролиза и тем самым, казалось бы, давший убедительное доказательство тому, что представление о движении электричества внутри проводника с током имеет непосредственное отношение к действительности, Фарадей всё же устремляет свой взор в пространство, окружающее проводник, когда в связи с явлениями электромагнитной индукции ищет ответа на вопрос об основных и наиболее характерных свойствах электрического тока. В какой степени отчетливо он сознавал необходимость внести исправления в обычное понимание термина „электрический ток“, ярко свидетельствует приведенное выше суждение его о вероятной *ошибочности* привычных представлений, относящихся к этому физическому явлению.

Все современные достижения науки об электромагнитных явлениях в полной мере подтверждают ту основную мысль, что в случае электрического тока кинетический процесс не ограничивается объемом проводника с током, но происходит и в пространстве, окружающем этот проводник. Даже более того, можно считать совершенно достоверным, что при распространении энергии тока по проводам и, в частности, при электрической передаче энергии — главнейшую роль играет то движение, которое происходит в диэлектрике вокруг проводов. Передаваемая энергия течет вдоль проводов снаружи их, но не внутри проводов. То движение электричества в форме электронов, которое при этом несомненно имеет место внутри проводников и которое находится в самой тесной связи с электромагнитным процессом в целом, в отношении передачи электрической энергии, надо полагать, само по себе не играет никакой роли.

Приходится, таким образом, констатировать вполне определенно, что до настоящего времени, когда многочисленные применения электрической энергии получили уже самое широкое распространение и вместе с тем теория электромагнитных явлений достигла, вообще говоря, вы-

<sup>1</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism. Vol. II, § 572.

<sup>2</sup> Faraday. Experimental Researches in Electricity. Vol. I, 517, 1627, 1642. Vol. III, 3269.

сокой степени совершенства, во всей своей остроте продолжает стоять вопрос:

*Что именно представляет собой электрический ток?*

## § 47. Обоснования электродинамики Максвелла

При общем рассмотрении вопроса о природе электрического тока можно почерпнуть весьма ценные руководящие указания из вводной части электродинамики Максвелла, посвященной анализу основных свойств тока. В этом же отношении представляют значительный интерес и важнейшие результаты, которые он получил, развивая свое учение о силах, возникающих во всякой системе токов.

Путь умозаключений, пройденный Максвеллом, состоял в следующем. Как было уже указано, электрический ток есть явление кинетического характера. Таким образом, система проводников, по которым текут электрические токи, может быть рассматриваема, с самой общей точки зрения, в качестве совокупности частей, обладающих кинетической энергией как вследствие некоторых специфических движений, свойственных электромагнитному процессу, так и в связи с возможными движениями обычных материальных масс, т. е. в связи с пространственным перемещением самих проводников. К такой системе, согласно Максвеллу, возможно применить уравнения механики в их наиболее обобщенной форме, и это позволяет получить выражения для всех электродвижущих сил, возникающих в системе, а также для всех проявляющихся в ней сил механического характера.

Обоснование этой точки зрения содержится в Главах IV и VI второго тома максвелловского „Трактата об электричестве и магнетизме“.<sup>1</sup>

Мы приведем ниже в переводе несколько особенно интересных отрывков из этого трактата. Сделать это необходимо, с одной стороны, потому, что чрезвычайно поучительно проследить ход развития идей Максвелла, одного из величайших мастеров теоретического анализа физических явлений. С другой стороны, никакое переложение не может заменить подлинных формулировок и высказываний Максвелла, являющихся классическими по глубине содержащихся в них мыслей и по удивительной точности выражения всех оттенков этих мыслей.

Главу IV второго тома своего трактата Максвелл начинает с описания некоторых явлений, наблюдаемых Фарадеем, а также другими физиками, и хорошо нам теперь известных в качестве явлений самоиндукции. Максвелл подчеркивает, что эти явления свидетельствуют о присущем электрическому току „количестве движения“ или „инерции“. Для пояснения своей мысли он пользуется аналогией с движением воды в трубе, строго устанавливая вместе с тем границы этой аналогии.

Обратимся к извлечениям из Главы IV второго тома трактата Максвелла:

„546. Девятую серию своих исследований Фарадей посвятил рассмотрению группы явлений, имеющих место при прохождении тока по проволоке, образующей катушку электромагнита.

Дженкин заметил, что хотя непосредственным действием voltaической системы, состоящей только из одной пары пластин, невозможно произвести чувствительный физиологический удар, но если заставить ток проходить через катушку электромагнита

<sup>1</sup> Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II.

и размыкать цепь, держа в руках соответствующие концы проволок, то ощущается сильный удар. При замыкании цепи подобного удара не замечается.

Фарадей показал, что это и другие описываемые им явления вызваны тем же самым индуктивным действием тока, которое он ранее наблюдал в отношении соседних проводников. В этом случае, однако, ток производит индуктивное действие на тот же проводник, по которому он сам течет, и оно оказывается тем более сильным, что именно этот проводник находится ближе к различным элементам данного тока, чем какой-либо другой проводник.

547. Он отмечает, однако,<sup>1</sup> что „первая мысль, которая приходит в голову, это — что электричеству, циркулирующему по проволоке, присуще нечто подобное количеству движения или инерции“. В самом деле, когда мы рассматриваем отдельный проводник, явление совершенно аналогично тому, что происходит в трубе, заполненной непрерывно текущим потоком воды. Если при этом быстро закрыть конец трубы, то инерция воды создает внезапное повышение давления, которое делается значительно больше гидростатического и может оказаться достаточным, чтобы разрушить трубу.

Если при закрытии главного выхода вода имеет возможность вытекать через какое-нибудь узкое отверстие, она проникнет сквозь него со скоростью значительно большей, чем скорость, определяемая гидростатическим давлением, и если воде открывается путь через клапан в какую-либо камеру, то она проникнет в эту камеру, даже если давление в последней выше гидростатического давления в трубе.

На этом принципе строится гидравлический таран, посредством которого малое количество воды может быть поднято на большую высоту с помощью большого потока невысокого напора.

548. Эти проявления инерции жидкости в трубе зависят лишь от количества жидкости, протекающей по трубе, длины и поперечного сечения трубы на различных ее участках. Они не зависят от чего-либо, находящегося вне трубы, так же как и от формы, которую можно придать трубе при условии сохранения ее длины.

Иначе обстоит дело в случае проводника, несущего ток: если длинный проводник сложен вдвое, то получаемый эффект очень слаб; если обе части проводника раздвинуты, то он сильнее; если проводник навит в виде спирали, он еще сильнее, а самый сильный эффект получается, когда внутрь свитого в спираль проводника помещен кусок мягкого железа.

Кроме того, когда на первый проводник навит второй, изолированный от него, то, если второй проводник не образует замкнутой цепи, явление происходит как и в предыдущем случае; если же второй проводник образует замкнутую цепь, то в нем индуцируется ток и проявления самоиндукции в первом проводнике задерживаются.

549. Такие результаты ясно показывают, что если указанные явления вызываются наличием количества движения, то это количество движения, конечно, присуще не электричеству в проводнике, так как один и тот же проводник, несущий строго определенный ток, обнаруживает различные свойства в зависимости от своей формы; даже если форма проводника сохраняется той же самой,

<sup>1</sup> Exp. Res., 1077“.

присутствие посторонних тел, например куска железа или замкнутого металлического контура, изменяет результат“.

В этом кратком параграфе 549 и сформулирована, собственно говоря, та новая точка зрения, которая отличает воззрения Фарадея — Максвелла от воззрений, господствовавших в физике до них. С одной стороны, явления самоиндукции позволяют констатировать, что „электрическому току“ присуще некоторое количество движения. С другой стороны, принимается во внимание то существенное различие между течением электричества по проводнику и течением обычной жидкости в трубе, о котором свидетельствует ряд привходящих обстоятельств (влияние формы проводника, влияние окружающих проводник „внешних тел“, как то железные массы и замкнутые иные цепи). Основываясь на всем этом, Максвелл делает чрезвычайно смелое, но оказавшееся столь плодотворным заключение, что количество движения не должно быть ассоциируемо с протекающим внутри проводника электричеством. Тем самым внимание переносится на окружающее проводник пространство, где всегда находится магнитный поток, органически связанный с „электрическим током“, т. е. поток самоиндукции.

Следующий параграф характеризует принципиальную сторону воззрений Максвелла касательно связи физических процессов с движением материи, причем это движение понимается им, конечно, в смысле пространственного перемещения.

„550. Трудно, однако, нашему сознанию, устояв один раз аналогию между явлениями самоиндукции и движением материальных тел, затем полностью отказаться от помощи со стороны такой аналогии или признать ее совершенно поверхностной или даже обманчивой. Основное динамическое понимание материи как чего-то способного благодаря своему движению становиться носителем количества движения и энергии, настолько переплетается с формами нашего мышления, что, если мы где-нибудь можем уловить в некоторых явлениях природы намек на эти свойства, мы чувствуем, что перед нами открывается путь, могущий раньше или позже привести нас к полному пониманию предмета“.

Наконец, в параграфах 551 и 552 Максвелл подчеркивает, что энергия электрического тока или, лучше сказать, энергия того происходящего в пространстве явления, осью которого служит „проводник с током“, есть энергия кинетическая.

„551. В случае электрического тока мы находим, что когда электродвижущая сила начинает действовать, она не создает сразу полного тока, но что ток возрастает постепенно. В чем заключается действие электродвижущей силы в течение того времени, когда противодействующее сопротивление не в состоянии ее уравновесить? Она в течение этого времени увеличивает силу тока.“

Обычная сила, действуя на некоторое тело в направлении его движения, увеличивает его количество движения и сообщает ему кинетическую энергию или способность производить работу за счет его движения.

Аналогично этому, неуравновешенная сопротивлением часть электродвижущей силы идет на увеличение силы тока. Обладает ли электрический ток, подобным образом созданный, количеством движения или кинетической энергией?

Мы уже показали, что он обладает чем-то, весьма похожим на количество движения, что он оказывает противодействие при

попытке внезапно его прервать и что он может создать на короткое время значительную электродвижущую силу.

Вместе с тем, проводящий контур, в котором возбужден ток, обладает способностью производить работу именно благодаря наличию этого тока, и эта способность не может быть названа чем-то подобным энергии, так как она представляет собою действительную и подлинную энергию.

Так, если предоставить самому себе некоторый ток, он будет продолжать циркулировать, пока не прекратится действием сопротивления цепи. Однако, прежде чем ток прекратится, он разовьет некоторое количество тепла и это тепло, выраженное в единицах работы, равно энергии, которой первоначально обладал ток.

Далее, ток, предоставленный самому себе, может произвести также механическую работу, перемещая магниты, и индуктивное действие подобных движений, согласно закону Ленца, прекратит ток скорее, чем это сделало бы одно сопротивление. Этим путем часть энергии тока может быть преобразована, вместо тепла, в механическую работу.

552. Таким образом, оказывается что система, содержащая электрический ток, является вместилищем энергии некоторого рода, и поскольку мы можем мыслить электрический ток только в качестве явления кинетического характера,<sup>1</sup> его энергия должна быть кинетической энергией, т. е. энергией, которой обладает движущееся тело вследствие своего движения.

Мы уже показали, что электричество внутри проводника нельзя рассматривать в качестве того движущегося тела, которое является носителем этой энергии, так как энергия движущегося тела не зависит от чего-нибудь внешнего по отношению к нему, а между тем присутствие посторонних тел вблизи тока изменяет его энергию.

Мы приходим, таким образом, к вопросу, нет ли какого-либо движения, происходящего вне проводника, в пространстве, которое не занято электрическим током, но в котором обнаруживаются электромагнитные действия тока.

Я не буду сейчас входить в обсуждение причин, в силу которых это движение можно было бы отнести к одному месту скорее, чем к другому, или давать предпочтение одному роду движения перед другим.

Что я предполагаю теперь сделать, это — рассмотреть следствия, вытекающие из предположения, что явления электрического тока представляют собой явления некоторой движущейся системы, причем движения передаются от одной части системы к другой посредством сил, природу и законы которых мы еще даже не пытаемся определить, так как мы можем исключить эти силы из уравнений движения, пользуясь методом, данным Лагранжем для связанных систем.

В ближайших пяти главах настоящего трактата я намерен вывести основные положения теории электричества, исходя из такого рода динамической гипотезы вместо того, чтобы следовать пути, который привел Вебера и других исследователей ко многим замечательным открытиям и экспериментам, а также к концепциям, некоторые из которых красивы своею смелостью. Я избрал этот метод, так как хочу показать, что для рассмотрения явлений суще-

<sup>1</sup> Faraday, Exp. Res. (283)•.

ствуют иные пути, которые кажутся мне более удовлетворительными и которые в то же время более соответствуют методам, принятым в предыдущих частях этой книги, чем методы, основанные на гипотезе непосредственного действия на расстоянии“.

К вопросу о кинетической природе электрического тока Максвелл вновь возвращается в главе VI, озаглавленной так: „Динамическая теория электромагнетизма“. Из этой главы мы приведем параграфы 568, 569 и 570:

„568. Мы показали в параграфе 552, что когда электрический ток существует в проводящей цепи, он обладает способностью совершить некоторое количество механической работы, притом совершенно независимо от какой бы то ни было внешней электродвижущей силы, поддерживающей ток. Затем, способность совершать работу есть не что иное, как энергия, и все виды энергии имеют одну и ту же природу, хотя и могут отличаться по форме. Энергия некоторого электрического тока может быть отнесена или к той форме энергии, которая определяется действительным движением материи, или к той, которая определяется способностью материи приходить в движение под влиянием сил, действующих между телами, определенным образом расположенными одно относительно другого.

„Первый вид энергии, энергия движения, носит название кинетической и, если углубиться в понимание этого вида энергии, он представляется столь фундаментальным фактом природы, что нам трудно вообразить себе возможность сведения его к чему-либо иному. Второй вид энергии, зависящий от положения, называется потенциальной энергией и обуславливается действием того, что мы называем силами, т. е. того, что имеет стремление изменять относительное расположение. Что касается этих сил, то хотя мы и можем познать их существование как опытный факт, однако постоянно чувствуем, что всякое объяснение механизма, благодаря которому тела приводятся в движение, представляет собой реальный вклад в наши знания.

569. Электрический ток не может быть рассматриваем иначе, как явление кинетическое. Даже Фарадей, который всегда стремился освободить свою мысль от влияния представлений, невольно порожаемых выражениями „электрический ток“ и „электрическая жидкость“, говорит об электрическом токе как о „чем-то продвигающемся, а не о простом расположении“.<sup>1</sup>

Такие действия тока, как электролиз и перенесение электричества с одного тела на другое, являются процессами, протекающими во времени, и имеют, таким образом, природу движения.

Что касается скорости тока, то мы показали, что мы о ней ничего не знаем: она может быть равна десятой доле дюйма в час или сотне тысяч миль в секунду.<sup>2</sup> Мы настолько далеки от знания ее величины в отдельных случаях, что мы даже не осведомлены, является ли направление, называемое нами положительным, действительным направлением движения или надо считать наоборот.

Всё допущение, которым мы здесь ограничиваемся, заключается лишь в том, что процесс электрического тока включает в себе движение некоторого рода. То, что вызывает возникновение электри-

<sup>1</sup> Exp. Res., 283<sup>a</sup>: (Something progressive and not a mere arrangement).

<sup>2</sup> Exp. Res., 1648<sup>a</sup>.

ческих токов, называется электродвижущей силой. Это название уже с давних пор было с успехом применяемо и никогда оно не приносило в научный язык каких-либо противоречий. Электродвижущую силу надо всегда понимать как нечто, действующее только на электричество, но не на несущие его тела. Никогда не следует смешивать ее с обычной механической силой, действующей только на тела, но не на электричество, находящееся в них. Если мы когда-нибудь узнаем формальное соотношение, которое существует между электричеством и обычной материей, то, вероятно, мы узнаем и соотношение между электродвижущей силой и обыкновенной силой.

570. Когда обычная сила действует на тело и тело уступает этому действию, работа, совершаемая силой, измеряется произведением силы на величину, характеризующую изменение, происшедшее под влиянием силы. Так, например, если нагнетать воду по трубе, то работа, совершенная в некотором сечении трубы, измеряется произведением гидростатического давления в данном сечении на количество жидкости, протекшей через сечение.

Точно так же и работа, совершенная электродвижущей силой, измеряется произведением ее на количество электричества, которое протекает через сечение проводника под действием этой электродвижущей силы.

Работа, совершаемая электродвижущей силой, принадлежит в точности к тому же виду, что и работа, совершаемая обычной силой, и та и другая измеряются теми же самыми установленными единицами.

Часть работы, которую совершает электродвижущая сила, действующая в проводящей цепи, идет на преодоление сопротивления цепи, и эта часть работы обращается в тепло. Другая часть ее идет на возбуждение электромагнитных явлений, наблюдаемых Ампером, которые состоят в движении проводников под влиянием электромагнитных сил. Остальная часть тратится на увеличение кинетической энергии тока, и действие этой последней части проявляется в явлениях индукций тока, открытых Фарадеем.

Мы, таким образом, знаем достаточно об электрических токах, чтобы рассматривать систему материальных проводников, несущих токи, в качестве динамической системы, которая являетсяместилищем энергии, быть может, частью кинетической, частью потенциальной.

Мы ничего не знаем о природе связей, которые существуют между частями этой системы, но так как мы имеем в динамике методы исследования, которые не требуют знания механизма системы, то и применим их к этому случаю...

Итак, констатирование того, что электрический ток представляет собою явление кинетического характера, дало возможность Максвеллу использовать для анализа этого явления вторую форму уравнений Лагранжа.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что приведенные выше рассуждения Максвелла позволяют утверждать следующее:

Во-первых, *электричество, протекающее внутри проводника, само по себе не является носителем кинетической энергии тока.*

Во-вторых, *носитель этой энергии находится вне проводника, как такового, и именно находится в пространстве, окружающем проводник.*

§ 48. Главные составляющие кинетической энергии системы токов

а. Глава V второго тома максвелловского Трактата посвящена методу исследований в области динамики связанных систем, математическим выражением которого является вторая форма уравнений Лагранжа. В этой Главе Максвелл уделяет большое внимание физическому толкованию широких обобщений, сделанных Лагранжем. В параграфе 553 по этому поводу говорится:

„Так как в дальнейшем, в связи с нашим стремлением перенести исследование электрических явлений в область динамики, нам будет необходимо уметь выразить динамические представления в форме, пригодной для непосредственного приложения к вопросам физики, то мы посвятим настоящую главу изложению этих идей динамики с физической точки зрения“.

Мы не будем останавливаться на многих подробностях весьма ценных рассуждений Максвелла о применении метода Лагранжа к анализу физических явлений вообще. Это не имеет прямого отношения к стоящей перед нами задаче: собрать воедино разного рода указания, соображения и опытные данные, могущие способствовать выяснению вопроса о природе электрического тока. Остановимся лишь на наиболее существенном для наших целей из всего того, к чему пришел Максвелл.

Преимущества второй формы уравнений Лагранжа заключаются в следующем. Во-первых, предоставляется широкая свобода в выборе независимых переменных, которые не должны быть обязательно геометрическими координатами, но могут быть любыми физическими величинами, определяющими состояние системы; во-вторых, в этом случае не требуется знания характера связей; наконец, вторая форма лагранжевых уравнений содержит только независимые переменные, силы и кинетическую энергию системы. Как известно, эти уравнения имеют вид:

$$F_1 = \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial c_1'} - \frac{\partial T}{\partial c_1}$$

$$F_2 = \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial c_2'} - \frac{\partial T}{\partial c_2}$$

$$\dots \dots \dots$$

Здесь  $F_1, F_2$  и т. д. выражают собою внешние силы, действующие в системе и изменяющие ее кинетическую энергию. Силы эти непосредственно определяются данными уравнениями, если только известна зависимость кинетической энергии системы  $T$  от переменных  $c_1, c_2, c_3, \dots, c_n$  и от их производных по времени  $c_1', c_2', c_3', \dots, c_n'$ , т. е. если известна функция:

$$T = f(c_1, c_2, c_3, \dots, c_n, c_1', c_2', c_3', \dots, c_n').$$

Величины  $c_1, c_2, c_3$  и т. д. называются *обобщенными координатами*. В качестве таковых могут быть выбраны, например, линейные расстояния (тогда обобщенные координаты могут в частном случае представлять собой обыкновенные декартовы координаты), углы, поверхности, объемы, а также вообще произвольные физические величины, имеющие характер протяженности или могущие характеризовать степень продвижения рассматриваемого кинетического процесса. При этом *обобщенная сила*  $F$ ,

действие которой проявляется в изменении соответствующей координаты  $c$  и в сообщении некоторого приращения кинетической энергии  $T$ , является физической величиной, вообще говоря, имеющей характер напряженности. Произведение обобщенной силы  $F$  на приращение обобщенной координаты,  $\Delta c$ , должно выражать работу или энергию. Так, например, избрав в некотором случае в качестве обобщенной координаты количество воды, протекшей через поперечное сечение трубы, в качестве обобщенной силы мы должны избрать давление, ибо количество протекшей воды надо помножить на соответствующее давление, чтобы получить величину совершенной работы. Такого рода соображениями необходимо руководствоваться всегда при выборе обобщенных координат и сил, пригодных для описания и анализа некоторого кинетического процесса методом Лагранжа.

Указанный совершенно общий характер координат, применяемых во второй форме лагранжевых уравнений, особенно ценен при исследованиях в области электродинамики. Это позволяет нам обойти главное затруднение — наше неумение характеризовать электрокинетический процесс какими-либо пространственными координатами.

Число степеней свободы некоторой рассматриваемой системы равно числу данных, необходимы для полного определения в каждый момент времени, на сколько продвинулся процесс, совершающийся в системе. Эти данные могут быть весьма различны по своей форме, но число их зависит от природы самой системы и не может быть изменено. Число обобщенных координат как раз соответствует числу указанных данных, т. е. числу степеней свободы системы. Следовательно, если система имеет  $n$  степеней свободы, то число обобщенных координат будет также  $n$ :

$$c_1, c_2, c_3, \dots, c_n.$$

Производные обобщенных координат  $c$  по времени ( $\frac{dc_k}{dt} = c_k'$ ) называются *обобщенными скоростями*, так как всякая производная по времени выражает собой быстроту изменения той или иной величины, т. е. имеет характер скорости.

Далее, при исследовании кинетического процесса, кроме координат и скоростей, необходимо еще знать „силы“, действующие в системе. В том общем методе, который мы сейчас рассматриваем, под „силой“ понимается всякая причина происходящих изменений. Все внешние „силы“, действующие в системе, мы можем мыслить как ряд отдельных сил  $F_k$ , соответствующих отдельным координатам  $c_k$ . Величина обобщенной координаты  $c_k$  и характер ее изменений будут полностью зависеть от подобной „силы“  $F_k$ , которая и называется *обобщенной силой*.

Как было выше указано, обобщенная сила  $F_k$  есть величина, на которую надо помножить приращение координаты  $c_k$ , чтобы получить работу. И эта работа равна приращению кинетической энергии системы, происшедшему за время выполнения указанной работы. Здесь необходимо сделать нижеследующую оговорку. Под силой  $F_k$  мы должны разуметь причину изменения именно кинетической энергии системы. Если часть работы расходуется на необратимые процессы, т. е. если данная система принадлежит к категории так называемых диссипативных систем, то от полной внешней силы отбрасывается ее часть, не идущая на изменение кинетической энергии, и только полученный остаток фигурирует в виде обобщенной силы  $F_k$ , величина которой определяется второй формой лагранжевых уравнений.

Так как каждой обобщенной координате  $c_k$  соответствует сила  $F_k$ , то число всех обобщенных сил, действующих в некоторой системе, также равно числу степеней свободы  $n$ , и последним в ряду вышеприведенных уравнений Лагранжа будет такое:

$$F_n = \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial c_n'} - \frac{\partial T}{\partial c_n}.$$

Что касается функциональной зависимости, связывающей кинетическую энергию системы с обобщенными координатами и их производными по времени, то ее можно найти путем надлежащих преобразований обычного выражения кинетической энергии системы, состоящей из движущихся частей. После всех операций и собирания по группам членов, содержащих обобщенные скорости, получается, как известно, выражение следующего вида:

$$T = \frac{1}{2} K_1 c_1'^2 + \frac{1}{2} K_2 c_2'^2 + \dots + \frac{1}{2} K_n c_n'^2 + K_{12} c_1' c_2' + K_{13} c_1' c_3' + \dots + K_{(n-1)n} c_{(n-1)}' c_n',$$

где коэффициенты  $K$  с различными значками являются функциями обобщенных координат, но не их производных.

6. Всякая электродинамическая система, вообще говоря, представляет собою совокупность проводящих цепей, по которым протекают электрические токи, т. е. механическую систему, совмещенную с электромагнитной. Наличие электрических токов указывает на существование в системе какого-то специфического движения, отличающегося от обычного движения материальных частей системы. При целесообразном выборе координат вторая форма уравнений Лагранжа дает возможность учесть оба рода движений. Совершенно очевидно, что необходимы две категории координат: геометрические координаты и координаты, характеризующие электромагнитный процесс.

При помощи геометрических координат  $g_1, g_2, g_3$  и т. д. будем описывать некоторую совокупность проводящих цепей, рассматриваемую исключительно в качестве чисто механической системы. Этими координатами определяется как положение всей системы в пространстве, так и взаимное расположение ее частей. Геометрическим координатам соответствуют „силы“ механического характера.

В качестве обобщенных координат, которые могут быть использованы для характеристики специфических движений в электромагнитном процессе, Максвелл избрал количества электричества  $q_1, q_2, q_3$  и т. д., протекающие через поперечное сечение ряда проводников, считая от некоторого начального момента времени. Действительно, количество электричества, протекающего по данной цепи, в полной мере может служить как показатель степени продвижения *электрокинетического* процесса. При этом в качестве обобщенной силы естественно принять *электродвижущую силу*  $e$ , которая представляет собой реальную причину возникновения всякого электрического тока и в то же время удовлетворяет отмеченному выше условию, чтобы произведение этой обобщенной силы ( $e$ ) на приращение обобщенной координаты ( $\Delta q$ ) выражало собою работу ( $e \cdot \Delta q$ ).

Производные от электрических координат  $q$  по времени являются не чем иным, как электрическими токами

$$\frac{dq_1}{dt} = q_1' = i_1,$$

$$\frac{dq_2}{dt} = q_2' = i_2$$

и т. д.

Следовательно, электрические токи, протекающие по отдельным цепям рассматриваемой системы, играют роль обобщенных скоростей, входящих в уравнения Лагранжа.

При указанном выборе обобщенных координат (геометрических и электрических) после надлежащего расположения по группам всех членов, которые входят в выражение кинетической энергии  $T$  системы проводников с токами, получаем

$$T = T_m + T_e + T_{me},$$

где

$$T_m = \frac{1}{2} A_1 g_1'^2 + \frac{1}{2} A_2 g_2'^2 + \dots + A_{12} g_1' g_2' + A_{13} g_1' g_3' + \dots$$

$$T_e = \frac{1}{2} B_1 i_1^2 + \frac{1}{2} B_2 i_2^2 + \dots + B_{12} i_1 i_2 + B_{13} i_1 i_3 + \dots$$

$$T_{me} = C_{11} g_1' i_1 + C_{12} g_1' i_2 + C_{21} g_2' i_1 + C_{22} g_2' i_2 + C_{13} g_1' i_3 + \dots$$

Первое слагаемое,  $T_m$ , названо Максвеллом *пондеро-кинетической энергией*, так как это есть кинетическая энергия системы проводников, рассматриваемая просто как совокупность обыкновенных весомых масс, т. е. как если бы все электрические токи были равны нулю. В этом случае, конечно, мы имели бы

$$T_e = 0,$$

$$T_{me} = 0,$$

$$T = T_m.$$

В связи со сказанным совершенно очевидно, что электрические координаты  $q_1, q_2, q_3$  и т. д. не входят в состав коэффициентов  $A$ . Как было уже отмечено выше, внешние „силы“, могущие воздействовать на геометрические координаты  $g_1, g_2, g_3$  и т. д. и изменять энергию  $T_m$ , имеют чисто механический характер (обычная механическая сила, вращающий момент и т. п.). Всё это полностью относится к области теоретической механики, и мы в дальнейшем совсем не будем останавливаться на проявлениях пондеро-кинетической энергии  $T_m$ .

Вторую составляющую кинетической энергии системы токов, обозначаемую через  $T_e$ , Максвелл назвал *электрокинетической энергией*. В случае, когда электрические цепи, входящие в состав данной системы, неподвижны, т. е. когда все производные от геометрических координат по времени равны нулю, будет:

$$T_m = 0$$

$$T_{me} = 0,$$

$$T = T_e.$$

В этом случае полная кинетическая энергия системы сводится к одной только электрокинетической энергии  $T_e$ . Она представляет собой энергию системы токов самих по себе и зависит исключительно от сил токов, т. е. от электрических скоростей, но не от геометрических скоростей. Следующий параграф 49 специально посвящен общему рассмотрению проявлений электрокинетической энергии.

Наконец, третья составляющая кинетической энергии системы токов, обозначенная через  $T_{me}$ , названа Максвеллом *пондеро-электрокинетической энергией*, так как она может иметь конечное значение только при одновременном изменении и геометрических и электрических координат, иными словами, только при наличии как электрических токов, так и пространственных перемещений проводников. Самая возможность существования пондеро-электрокинетической энергии  $T_{me}$  была впервые констатирована Максвеллом в процессе развития того метода исследования, о котором мы сейчас говорим. В то время как проявления энергии  $T_m$  и энергии  $T_e$  по существу хорошо известны и в достаточной степени изучены в соответствующих областях науки, в отношении энергии  $T_{me}$  нельзя сказать того же. Проявления пондеро-электрокинетической энергии  $T_{me}$  до сих пор сравнительно мало изучены. Сам Максвелл пытался в ряде экспериментов подтвердить существование энергии  $T_{me}$ .<sup>1</sup> Вследствие недостаточной чувствительности примененных им методов результат получился отрицательный. Как показывают некоторые позднейшие весьма тщательные исследования, имевшие непосредственное отношение к данному вопросу, величина энергии  $T_{me}$  во всяком случае сравнительно настолько незначительна, что в обычных условиях практически мы не замечаем ее проявлений.

в. Все три составляющие кинетической энергии системы токов ( $T_m$ ,  $T_e$  и  $T_{me}$ ) являются однородными функциями второй степени от обобщенных скоростей. При этом коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $C$  играют роль некоторых коэффициентов инерции, в состав которых могут входить только обобщенные координаты, но не обобщенные скорости.

Говоря о пондеро-кинетической энергии  $T_m$ , мы имели случай отметить, что коэффициенты  $A$  совершенно не зависят от электрических координат, т. е. от количеств электричества  $q_1, q_2, q_3$  и т. д. При ближайшем рассмотрении оказывается, что количества электричества не входят также и в состав коэффициентов  $B$  и  $C$ .

Остановимся сначала на вопросе о коэффициентах  $B$ .

Предположим, что

$$i_1 = q_1' = \text{Const.}, \quad i_2 = q_2' = \text{Const.} \text{ и т. д.}$$

и

$$g_1' = 0, \quad g_2' = 0 \text{ и т. д.}$$

Тогда, как было уже указано, кинетическая энергия системы выражается одной составляющей  $T_e$ , и, следовательно, будет содержать только члены с коэффициентами  $B$ , а именно:

$$T = T_e = \frac{1}{2} B_1 i_1^2 + \frac{1}{2} B_2 i_2^2 + \dots + B_{12} i_1 i_2 + B_{13} i_1 i_3 + \dots$$

Опыт показывает, что в этом случае кинетическая энергия системы, т. е. энергия системы токов, остается неизменной в течение сколь угодно большого промежутка времени, когда электрические координаты

<sup>1</sup> Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, §§ 574 и 575.

наты  $q_1, q_2, q_3$  и т. д. непрерывно и беспрестанно возрастают. Таким образом, эти количества электричества не входят в коэффициенты  $B_1, B_2, \dots, B_{12}, B_{13}$  и т. д., которые зависят только от геометрических координат  $g_1, g_2, g_3$  и т. д.

Что касается коэффициентов  $C$ , то надо полагать, что и они не зависят от электрических координат  $q$ . Действительно, если допустить, что все токи в системе постоянны и вместе с тем все электрические цепи непрерывно совершают такого рода движения, при которых геометрические координаты изменяются лишь в некоторых узких пределах, периодически повторяясь, то полная кинетическая энергия системы, как свидетельствует опыт, претерпевает лишь периодические же изменения, никогда не выходя за известные пределы. В то же время электрические координаты  $q$  (количества протекшего электричества) непрерывно и беспрестанно растут. Если бы они входили в коэффициенты  $C$ , то можно было бы ожидать непрерывного изменения суммарной кинетической энергии в каком-либо определенном направлении, но этого не наблюдается. Следовательно, и коэффициенты  $C$  можно считать зависящими только от геометрических координат.

Справедливость принятого Максвеллом положения о независимости коэффициентов  $B$  и  $C$  от электрических координат  $q$  подтверждается и следующими соображениями. Дело в том, что некоторое количество какого-либо обычного вещества, например кусок железа, по существу есть совокупность очень большого числа элементарных токов. К такой системе должно быть в полной мере применимо всё, что сказано об электрокинетической энергии  $T_e$  и о пондеро-электрокинетической энергии  $T_{me}$ . В отношении энергии  $T_{me}$  необходимо еще принять во внимание, что элементарные частицы вещества находятся в непрерывном тепловом движении, т. е. в подобной системе  $g'_1, g'_2, g'_3$  и т. д., вообще говоря, не равны нулю. Если бы коэффициенты  $B$  и  $C$  зависели от непрерывно возрастающих координат  $q$ , то полное количество энергии, ассоциируемое с данным куском железа, должно было бы беспрестанно изменяться в каком-либо определенном направлении. Однако всё известное в настоящее время о природе и о строении вещества позволяет утверждать, что такого рода изменений указанной энергии, которые можно было бы пытаться объяснить непрерывным возрастанием электрических координат  $q$ , в действительности не наблюдается.

Итак, кинетическая энергия некоторой системы электрических токов, обусловленная именно наличием этих токов, ни в какой степени не зависит от количеств электричества, которые протекали по электрическим цепям, входящим в состав данной системы.

Какие бы то ни было количества электричества совсем исключены из выражений, полученных Максвеллом для электрокинетической энергии  $T_e$  и пондеро-электрокинетической энергии  $T_{me}$ . В эти выражения входят лишь токи в качестве характеристик интенсивности электромагнитного процесса, совершающегося в системе. Мы можем даже, говоря об энергии  $T_e$  или об энергии  $T_{me}$ , совершенно отвлекаться от обычного определения силы тока как производной по времени от некоторого количества электричества. Мы можем руководствоваться только чисто электромагнитным определением силы тока, вытекающим из закона магнитодвижущей силы (см. § 14 Главы II) и не связанным с представлением о течении электричества вдоль проводника. Всё это находится в полном соответствии с общими установками Максвелла, согласно которым *электричество в проводнике во всяком случае не является носителем кинетической энергии, присущей току.*

## § 49. Электродинамическая энергия

а. После краткого ознакомления со структурой кинетической энергии системы проводящих цепей с токами (§ 48) остановим наше внимание на той составляющей этой энергии, рассмотрение которой дает особенно много материала для суждения о вероятной природе электрического тока. Мы имеем в виду электродинамическую энергию  $T_e$ .

Как было уже выяснено, электродинамическая энергия есть однородная функция второй степени от сил токов:

$$T_e = \frac{1}{2} B_1 i_1^2 + \frac{1}{2} B_2 i_2^2 + \dots + B_{12} i_1 i_2 + B_{13} i_1 i_3 + \dots$$

Входящие в это выражение коэффициенты при квадратах и произведениях сил токов, представленные в данном случае буквами  $B$  с различными значками, мы будем в дальнейшем обозначать при помощи общепринятых символов. Дело в том, что изучение проявлений электродинамической энергии обнаруживает следующее. Коэффициенты  $B$  при квадратах сил токов оказываются не чем иным, как коэффициентами самоиндукции (или индуктивностями электрических цепей), обычно обозначаемыми буквами  $L$ . Коэффициенты же  $B$  при произведениях двух различных сил токов являются коэффициентами взаимной индукции (или взаимными индуктивностями цепей). Для их обозначения принята буква  $M$ . В связи со сказанным выражение для электродинамической энергии можно представить так:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + \dots + M_{12} i_1 i_2 + M_{13} i_1 i_3 + \dots$$

При этом символы  $L$  снабжаются одним значком, отмечающим, к какой цепи относится тот или иной коэффициент самоиндукции, а символы  $M$  снабжаются двумя значками соответственно двум цепям, индуктивное взаимодействие которых имеется в виду.

Согласно тому, что было сказано в предыдущем § 48, коэффициенты  $L$  и  $M$  следует считать зависящими только от геометрических координат, т. е. от размеров и формы отдельных контуров с токами, а также от их взаимного расположения (коэффициенты  $M$ ). Это утверждение находится в кажущемся противоречии с тем обстоятельством, что практически, при расчете коэффициентов  $L$  и  $M$ , мы принимаем еще во внимание магнитную проницаемость окружающей проводники среды. Но дело в том, что очень часто мы оперируем не с истинными коэффициентами  $L$  и  $M$ , а с их действующими значениями, которые применяются ради упрощения описания электромагнитных явлений, происходящих в системе токов. Истинные коэффициенты  $L$  и  $M$  зависят безусловно только от геометрических координат. При этом предполагается, что все контуры токов находятся в „пустоте“ (в эфире). И если, например, проводники окружают своими нитками какой-либо железный сердечник, то рассматриваемая система электрических цепей по существу должна быть дополнена большим количеством внутриатомных токов, которые существуют в объеме железа. Конечно, в таком случае мы будем иметь дело именно с истинными коэффициентами  $L$  и  $M$ . Однако подобного рода учет присутствия железа или иного обычного вещества в поле основных токов системы весьма осложнил бы практические расчеты. Поэтому обычно, в случае приближенного описания

явлений, игнорируют указанные внутриатомные токи и ограничиваются тем, что принимают во внимание некоторый интегральный эффект процессов, происходящих в среде, окружающей основные проводники системы. Это делается путем введения магнитной проницаемости среды в выражения, определяющие величины коэффициентов  $L$  и  $M$ . Таким образом и получаются действующие значения  $L$  и  $M$ . Следует еще особо подчеркнуть одно существенное различие между истинными и действующими значениями коэффициентов  $L$  и  $M$ . В случае неподвижности всех основных электрических цепей системы, т. е. при неизменности их геометрических координат, истинные коэффициенты  $L$  и  $M$  являются в полном смысле слова константами, характеризующими данные цепи. Эти константы совершенно не зависят от сил токов. При тех же условиях действующие коэффициенты  $L$  и  $M$ , вообще говоря, являются функциями сил токов, так как магнитная проницаемость обычного вещества, находящегося в поле токов, может зависеть от степени магнитного воздействия со стороны этих токов. Подобная зависимость особенно сильно сказывается, как известно, в случае ферромагнитных материалов. Вследствие этого при разного рода практических расчетах приходится считаться с различными способами определения действующих коэффициентов  $L$  и  $M$  (различают эти коэффициенты — динамические или дифференциальные, средние и т. п.). Иногда действующими значениями коэффициентов  $L$  и  $M$  учитывается также и влияние токов в сплошных металлических массах или в короткозамкнутых цепях, расположенных вблизи основных проводников системы и по каким-либо соображениям не включаемых явно в состав рассматриваемой системы. В дальнейшем изложении в наших рассуждениях мы обычно всегда будем иметь в виду истинные значения коэффициентов самоиндукции и взаимной индукции.

б. Представим электрокинетическую энергию системы токов в следующем виде:

$$T_e = \frac{1}{2}(L_1 i_1) i_1 + \frac{1}{2}(L_2 i_2) i_2 + \dots + \frac{1}{2}(M_{12} i_2) i_1 + \frac{1}{2}(M_{12} i_1) i_2 + \dots$$

Стоящие в скобках произведения коэффициентов  $L$  и  $M$  на соответствующие токи выражают собой магнитные потоки самоиндукции и взаимной индукции, существующие в рассматриваемой системе. Поэтому можем написать:

$$T_e = \frac{1}{2} \Phi_{s1} i_1 + \frac{1}{2} \Phi_{s2} i_2 + \dots + \frac{1}{2} \Phi_{\mu 21} i_1 + \frac{1}{2} \Phi_{\mu 12} i_2 + \dots$$

Здесь через  $\Phi_s$  обозначены потоки самоиндукции и добавочной цифрой отмечено, с какою цепью связан данный поток. Через  $\Phi_\mu$  обозначены потоки взаимной индукции, а добавочные цифры показывают, током какой цепи создается данный поток взаимной индукции (первая цифра) и какую другую цепь этот поток пронизывает (вторая цифра).

Благодаря указанным преобразованиям электрокинетическая энергия  $T_e$  приведена к форме, не содержащей в явном виде коэффициентов  $L$  и  $M$ , которые сами по себе ничего еще не говорят об электромагнитном процессе, так как являются функциями лишь чисто геометрических координат. Теперь в выражение для  $T_e$  входят только магнитные потоки и токи, которые в совокупности наиболее полно отражают собой самое существенное, что происходит в данной системе.

В § 21 Главы III было разъяснено, что величина  $\frac{1}{2}i$  представляет собой меру энергии каждой магнитной линии, сцепляющейся с током  $i$  или, точнее сказать, меру магнитной энергии, приносимой в полную энергию потока каждым отдельным сцеплением магнитной линии с каким-либо током. На основании этого члены, входящие в состав выражения электрокинетической энергии, необходимо рассматривать в качестве слагаемых, сумма которых равна энергии всех магнитных линий, связанных с данной системой токов, т. е. энергии всех магнитных полей данной системы. Следовательно, можем написать:

$$T_e = \frac{1}{2} \Phi_{s1} i_1 + \frac{1}{2} \Phi_{s2} i_2 + \dots + \frac{1}{2} \Phi_{m21} i_1 + \frac{1}{2} \Phi_{m12} i_2 + \dots = \frac{1}{2} \int BH dv,$$

где интегрирование распространено по всему объему, занятому магнитным полем системы токов.

Итак, вся электрокинетическая энергия некоторой системы токов есть не что иное, как энергия тех магнитных потоков, которые существуют в данной системе и вообще являются носителями всех свойств магнитного поля системы.

в. Переходя теперь к рассмотрению внешних сил, действующих в системе токов (мы имеем, конечно, в виду обобщенные силы) и могущих сообщать приращение электрокинетической энергии  $T_e$ , коснемся сначала вопроса об электродвижущих силах. Допустим, что некоторая внешняя электродвижущая сила  $e_k'$  приложена к цепи, порядковый номер которой есть  $k$ . Часть этой электродвижущей силы ( $r_k i_k$ ) расходуется на преодоление сопротивления цепи  $r_k$ . Другая часть, а именно  $e_k' - r_k i_k$ , идет на преодоление электромагнитной инерции цепи и на изменение электрокинетической энергии рассматриваемой системы токов. Эта часть внешней электродвижущей силы как раз и определяется соответствующим уравнением Лагранжа:

$$e_k' - r_k i_k = \frac{d}{dt} \frac{\partial T_e}{\partial q_k'} - \frac{\partial T_e}{\partial q_k}.$$

Так как  $T_e$  совершенно не зависит от электрических координат  $q$ , т. е. от количеств электричества, то

$$\frac{\partial T_e}{\partial q_k} = 0.$$

Вводя, кроме того, уже принятое обозначение

$$q_k' = \frac{dq_k}{dt} = i_k,$$

получаем окончательно

$$e_k' - r_k i_k = \frac{d}{dt} \frac{\partial T_e}{\partial i_k}.$$

Мы видим, что при определении электродвижущих сил имеет особое значение частная производная электрокинетической энергии по соответствующему току. На основании тех общих соображений, с которыми мы познакомились в § 47, Максвелл назвал эту частную производную электрокинетическим моментом (electrokinetic momentum), т. е. коли-

чеством движения в электрокинетическом процессе. Обозначая электрокинетический момент (по Максвеллу) через  $p$ , можем написать

$$p_k = \frac{\partial T_e}{\partial i_k} = L_k i_k + M_{1k} i_1 + M_{2k} i_2 + M_{3k} i_3 + \dots$$

Величина  $p$  действительно имеет характер некоторого количества движения или, вернее, момента количества движения. Совершенно аналогичным образом, в случае поступательного или вращательного движения обычного материального тела производная его кинетической энергии по скорости (линейной или угловой) представляет собою именно количество движения или момент количества движения. Величина же  $p$  есть производная электрокинетической энергии  $T_e$  по электрической скорости ( $i$ ).

Вводя в выражение для  $p$ , вместо произведений коэффициентов  $L$  и  $M$  на силы токов, соответствующие магнитные потоки, получаем

$$p_k = \Phi_{ek} + \Phi_{m1k} + \Phi_{m2k} + \dots = \Phi_k,$$

где  $\Phi_k$  есть полный магнитный поток, сцепляющийся с контуром тока  $i_k$ . Подобно этому можем написать:

$$p_1 = \Phi_{e1} + \Phi_{m21} + \Phi_{m31} + \dots = \Phi_1,$$

$$p_2 = \Phi_{e2} + \Phi_{m12} + \Phi_{m32} + \dots = \Phi_2,$$

$$p_3 = \Phi_{e3} + \Phi_{m13} + \Phi_{m23} + \dots = \Phi_3,$$

и т. д.

Следовательно, полный магнитный поток, пронизывающий некоторую электрическую цепь, есть мера того специфического момента количества движения, который присущ этой цепи в связи с электрокинетическим процессом.

Обозначая ч. рез  $p_0$  момент количества движения, отнесенный к единичной трубке магнитной индукции, т. е. к одной магнитной линии, имеем:

$$p_0 = 1.$$

Величина  $p_0$  есть константа, характеризующая каждую магнитную линию, в каких бы условиях мы ни рассматривали данную магнитную линию и с какими бы токами она ни была сопряжена.

Достоинно особого внимания следующее обстоятельство:

*Момент количества движения, которым обладает каждая магнитная линия, т. е. каждая единичная трубка магнитной индукции, по своей кинетической природе абсолютно не зависит от размеров контура этой магнитной линии.*

Контур магнитной линии может иметь размеры земной орбиты. Он может быть микрофизического масштаба. Размеры контура магнитной линии могут быть даже ультрамикрофизического масштаба. Всегда и неизменно должно быть:

$$p_0 = \text{Const.},$$

т. е. момент количества движения, носителем которого является одна магнитная линия, всегда сохраняет свою величину.

Здесь мы встречаемся с проявлениями закона сохранения момента количества движения. Закон этот соблюдается во всякой так называемой

консервативной системе, т. е. в системе, в которой движения совершаются при отсутствии внутренних трений и каких бы то ни было иных причин рассеяния энергии за пределы данной системы. В свойствах магнитного потока мы встречаемся с одним из случаев, подтверждающих общее положение, гласящее, что движение как таковое по существу никогда не может быть уничтожено и вечно сохраняется, претерпевая лишь те или иные преобразования.

В связи со сказанным возникает один чрезвычайно важный вопрос, имеющий принципиальное значение: *может ли элементарная трубка магнитной индукции, т. е. реальная магнитная линия, как-либо прекратить свое существование?*

В высокой степени правдоподобно предположение, что всякая элементарная трубка магнитной индукции является некоторой формой движения эфира. Обоснованию этой точки зрения мы посвятили всю Главу I настоящей книги. Если принять во внимание, что эфир можно мыслить только как среду, полностью лишенную вязкости (внутреннего трения), то весьма трудно и даже совершенно невозможно представить себе, чтобы реальная магнитная линия, сокращаясь до каких угодно предельно малых размеров и при этом всё время сохраняя неизменно присущий ей момент количества движения

$$p_0 = \text{Const.},$$

внезапно теряла этот момент количества движения и переставала существовать.

Мы приходим, таким образом, к весьма важному выводу, что *реальная магнитная линия (элементарная трубка магнитной индукции) абсолютно не уничтожаема.*

В этом отношении естественно сделать сопоставление с выводом Гельмгольца об абсолютной неуничтожаемости замкнутых вихревых нитей в безграничной „идеальной“ жидкости, т. е. в жидкости без внутреннего трения. Мы получаем при этом одно из самых веских оснований для того, чтобы считать магнитные линии именно вихревыми нитями в безграничной среде, именуемой эфиром (см. § 5 Главы I).

Когда во время преобразований магнитного потока замкнутый контур одной магнитной линии делится на два или несколько обособленных контуров, а также когда две обособленные магнитные линии сражаются в один контур, всё происходит без какого бы то ни было нарушения той закономерности, согласно которой каждая отдельная магнитная линия обладает неизменным моментом количества движения  $p_0$ . Здесь не бывает возникновения из ничего новых моментов количества движения  $p_0$ , которые необходимо приписать образующимся самостоятельным магнитным звеньям. Не исчезает бесследно момент количества движения  $p_0$ , которым обладала одна из двух сливающихся магнитных линий. Дело в том, что структурные преобразования магнитного потока всегда происходят одновременно с теми или иными энергетическими процессами (см. §§ 32—34 Главы IV) и при этом, конечно, должны иметь место преобразования форм движения, которое органически присуще магнитному потоку.

В связи с рассмотренным свойством магнитных линий ( $p_0 = \text{Const.}$ ) в качестве следствия, необходимо вытекающего из общих фарадеевско-максвелловских установок и из основ электродинамики Максвелла, можно высказать положение о квантовании того момента количества движения, носителем которого является магнитный поток.

Как увидим далее (§ 59), всё сказанное по поводу неуничтожаемости реальных магнитных линий имеет самое непосредственное отношение к вопросу о природе электрического тока.

г. Внешние силы, действующие на некоторую систему токов и стремящиеся изменить ее электрокинетическую энергию  $T_e$ , должны встречать противодействие со стороны сил реакции, являющихся следствием электромагнитных процессов, протекающих в системе. Так как силы реакции вообще в точности равны по абсолютной величине и обратны по знаку внешним силам, приложенным к данной системе, то ясно, что значения указанных сил реакции просто получаются на основании лагранжевых уравнений. Рассмотрение внешних сил мы можем, таким образом, заменить обследованием противоположных им внутренних сил, которые проявляются в системе токов. Эти внутренние силы представляют интерес в том отношении, что они непосредственно характеризуют свойства всякой электродинамической системы.

Как указано было выше, та составляющая внешней электродвижущей силы, которая сообщает приращение электрокинетической энергии  $T_e$  путем воздействия на ток  $i_k$ , выражается разностью  $e_k' - r_k i_k$ . Обозначая через  $e_k$  возникающую в цепи этого тока внутреннюю электродвижущую силу реакции, можем написать

$$e_k' - r_k i_k = -e_k.$$

Следовательно,

$$e_k = -\frac{d}{dt} \frac{\partial T_e}{\partial i_k},$$

или

$$e_k = -\frac{dp_k}{dt}.$$

Подставляем вместо  $p_k$  соответствующий магнитный поток и приходим к такому выражению:

$$e_k = -\frac{d\Phi_k}{dt}.$$

Это есть электродвижущая сила индукции, открытая Фарадеем.

Импульс электродвижущей силы  $e_k$  за некоторый промежуток времени будет выражаться так:

$$\int_0^t e_k dt = -\int_0^t \frac{d\Phi_k}{dt} dt = -\Delta\Phi_k.$$

Таким образом, импульс индуцированной электродвижущей силы по абсолютной величине равен приращению момента количества движения, носителем которого является магнитный поток, сцепившийся с рассматриваемым контуром тока.

Это соотношение, совершенно аналогичное соответствующей закономерности из области теоретической механики, представляет значительный интерес по своему внутреннему содержанию и дополняет всё сказанное выше о глубоком физическом смысле основ электродинамики Максвелла.

Остановимся теперь на составляющих электродвижущей силы  $e_k$ . Так как полный магнитный поток, сцепляющийся с контуром тока  $i_k$ , складывается из потока самоиндукции и потоков взаимной индукции, т. е.

$$\Phi_k = \Phi_{ek} + \Phi_{k1k} + \Phi_{k2k} + \dots,$$

то получаем

$$e_k = - \frac{d\Phi_{sk}}{dt} - \frac{d(\Phi_{s1k} + \Phi_{s2k} + \dots)}{dt} = e_{sk} + e_{sk},$$

где

$$e_{sk} = - \frac{d\Phi_{sk}}{dt},$$

есть электродвижущая сила самоиндукции, возникающая в  $k$ -том контуре в связи с изменениями потока самоиндукции  $\Phi_{sk}$ , который представляет собой, как мы уже указывали, основное проявление самого существования тока  $i_k$ . В то же время

$$e_{sk} = - \frac{d(\Phi_{s1k} + \Phi_{s2k} + \dots)}{dt} = - \frac{d\Phi_{sk}}{dt}$$

есть электродвижущая сила взаимной индукции, возникающая в  $k$ -том контуре в связи с изменениями магнитного потока, который может быть назван внешним по отношению к цепи тока  $i_k$ . Этот внешний магнитный поток  $\Phi_{sk}$  складывается из отдельных потоков взаимной индукции, сцепляющихся с контуром тока  $i_k$  и создаваемых посторонними токами  $i_1, i_2, i_3$  и т. д. Следовательно, наличие указанного внешнего магнитного потока  $\Phi_{sk}$  обуславливает собой возможность индуктивных воздействий на цепь тока  $i_k$  со стороны других частей рассматриваемой системы токов.

Можно, конечно, представить  $e_{sk}$  и  $e_{sk}$  и в форме, содержащей коэффициенты самоиндукции и взаимной индукции в явном виде:

$$e_{sk} = - \frac{d(L_k i_k)}{dt},$$

$$e_{sk} = - \frac{d(M_{1k} i_1 + M_{2k} i_2 + \dots)}{dt}.$$

В частном случае системы, состоящей из двух неподвижных и неизменяемых цепей, получаем обычные выражения:

$$e_{s1} = - L_1 \frac{di_1}{dt},$$

$$e_{s1} = - M \frac{di_2}{dt}$$

и

$$e_{s2} = - L_2 \frac{di_2}{dt},$$

$$e_{s2} = - M \frac{di_1}{dt}.$$

Мы видим, таким образом, что все случаи электромагнитной индукции охватываются общими соотношениями, вытекающими из применения уравнений Лагранжа к электродинамической системе, состоящей из произвольного числа электрических цепей. Здесь мы встречаемся не с чем-либо по существу новым, а с теми именно проявлениями свойств магнитного потока, которые были уже рассмотрены в §§ 16—20 Главы III.

д. Предположим теперь, что к некоторой системе проводников с токами приложена внешняя сила механического характера, которая воздействует на геометрическую координату  $g_k$ , определяющую размеры или расположение  $k$ -той цепи, и может путем изменения этой координаты сообщать приращение электрокинетической энергии  $T_e$ . Обозначим через  $f'_k$  остаток, получаемый за вычетом из указанной внешней силы той ее части, которая идет на преодоление всякого рода механических трений в системе проводников. Пользуясь уравнениями Лагранжа, можем написать:

$$f'_k = \frac{d}{dt} \frac{\partial T_e}{\partial g'_k} - \frac{\partial T_e}{\partial g_k}.$$

Так как величина электрокинетической энергии  $T_e$  не зависит от геометрических скоростей  $g'$ , то имеем

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial T_e}{\partial g'_k} = 0,$$

и выражение для силы  $f'_k$  принимает вид

$$f'_k = - \frac{\partial T_e}{\partial g_k}.$$

Внешняя сила  $f'_k$  встречает реакцию со стороны так называемой электромагнитной силы, имеющей, конечно, также механический характер и возникающей в системе проводников с токами в связи с электромагнитными процессами, которые происходят в этой системе. Обозначая указанную электромагнитную силу через  $f_k$ , можем написать

$$f'_k = - f_k.$$

На основании этого имеем

$$f_k = \frac{\partial T_e}{\partial g_k}.$$

Силы этого рода были изучены и теоретически обследованы Ампером.

Перепишем последнее соотношение, явно введя в него коэффициенты  $L$  и  $M$ . Принимая при этом во внимание, что от геометрической координаты  $g_k$  в рассматриваемом случае зависят лишь величины  $L_k$ ,  $M_{1k}$ ,  $M_{2k}$ ,  $M_{3k}$  и т. д., получаем

$$f_k = \frac{1}{2} \frac{\partial L_k}{\partial g_k} i_k^2 + \frac{\partial M_{1k}}{\partial g_k} i_1 i_k + \frac{\partial M_{2k}}{\partial g_k} i_2 i_k + \frac{\partial M_{3k}}{\partial g_k} i_3 i_k + \dots$$

Электрические токи по существу не зависят от геометрических координат и при рассмотрении электромагнитной силы, проявляющейся в каждый данный момент времени, должны трактоваться как величины постоянные. Поэтому под знак частной производной по геометрической координате можем вводить любые токи. В таком случае имеем

$$f_k = \frac{1}{2} \frac{\partial (L_k i_k)}{\partial g_k} i_k + \frac{\partial (M_{1k} i_1)}{\partial g_k} i_k + \frac{\partial (M_{2k} i_2)}{\partial g_k} i_k + \frac{\partial (M_{3k} i_3)}{\partial g_k} i_k + \dots$$

или

$$f_k = \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi_{kk}}{\partial g_k} i_k + \frac{\partial \Phi_{sk}}{\partial g_k} i_k = \frac{\partial \left( \frac{1}{2} \Phi_{sk} + \Phi_{sk} \right)}{\partial g_k} i_k.$$

Таким образом, при данных неизменных токах, величина электромагнитной силы  $f_k$ , возникающей в некоторой системе и приложенной к проводнику с током  $i_k$ , определяется только характером зависимости от геометрической координаты  $g_k$  тех магнитных потоков (потока самоиндукции и потока взаимной индукции), которые сцепляются с контуром тока  $i_k$ .

Из приведенного выше общего выражения электромагнитной силы путем несложных преобразований можно, как известно, получить частные соотношения как для сил механического взаимодействия проводника с током и внешнего магнитного потока, так и для сил, приложенных к проводнику в связи с наличием потока самоиндукции. Все эти силы представляют собой нормальные проявления механических свойств магнитного потока, которых мы уже касались в § 23 Главы III и в ряде других мест.<sup>1</sup>

е. Подведем теперь итоги всему тому, что было сказано о кинетическом характере физического процесса, называемого „электрическим током“.

Необычайное обилие глубоких мыслей и суждений, которые Максвелл развил в своей электродинамике, а также полученные им при этом результаты уже дают полную возможность сделать ряд заключений, имеющих отношение к вопросу о природе электрического тока. Ниже следующие положения необходимо считать вытекающими из общих и частных максвелловских установок:

1. В пространстве вокруг проводника, где находится магнитный поток самоиндукции, происходит специфическое движение материи, которое представляет собой наиболее существенную и совершенно неотъемлемую часть электромагнитного комплекса, обычно описываемого при помощи термина „электрический ток“.

2. Носителем момента количества движения в процессе электрического тока является не электричество в проводнике, но магнитный поток в пространстве, окружающем проводник.

3. Носителем электрокинетической энергии тока является не электричество в проводнике, но магнитный поток в пространстве, окружающем проводник.

4. Электрокинетическая энергия, присущая некоторому электрическому току, в точности равна энергии магнитного поля тока и распределена по всему пространству, занятому этим магнитным полем, т. е. там, где находится поток самоиндукции. Электричество в проводнике решительно ничего не привносит в величину электрокинетической энергии.

5. Так как идея о „физическом действии на расстоянии“ несомненно ошибочна и не может служить базой для объяснения природы каких бы то ни было физических процессов, то индуктируемые электродвижущие силы следует рассматривать в качестве проявления свойств магнитного

<sup>1</sup> Из основного выражения

$$f_k = \frac{\partial T_e}{\partial g_k}$$

непосредственно вытекает обычное соотношение, определяющее величину электромагнитной силы, приложенной к прямолинейному проводнику, по которому протекает ток  $i$ . Указанное соотношение имеет следующую форму:  $f = Bli \sin \theta$ , где  $B$  есть магнитная индукция во внешнем поле,  $l$  — длина рассматриваемого участка проводника и  $\theta$  — угол между направлением вектора магнитной индукции  $B$  и осью проводника. В случае  $\theta = 90^\circ$  это соотношение приводится к простейшему виду:

$$f = Bli.$$

потока, а ни в коем случае не как проявление свойств электричества в проводниках.

6. По той же причине электромагнитные силы следует рассматривать как проявление свойств магнитного потока, а не электричества в проводниках.

7. Каждая элементарная составляющая магнитного потока, т. е. каждая реальная магнитная линия, является носителем некоторого строго определенного момента количества движения, который совершенно не зависит от размеров контура магнитной линии. Этот момент количества движения есть константа, характеризующая магнитную линию как физическую реальность.

8. В высокой степени правдоподобно предположение, что реальная магнитная линия (элементарная трубка магнитной индукции) абсолютно неуничтожаема. Она может претерпевать всякого рода структурные преобразования, срачиваясь с другими магнитными линиями или разделяясь на ряд самостоятельных контуров обособленных магнитных линий. Контур магнитной линии может сокращаться до некоторых предельно малых размеров, и это совместимо с сохранением индивидуальных признаков магнитной линии.

В следующих параграфах мы познакомимся еще с добавочными соображениями в пользу точки зрения, очерченной в пунктах 1—8, а также отчасти выясним роль движения электричества в проводнике.

## § 50. Сверхпроводники. Общие соображения

а. В области теоретической механики мы начинаем с изучения движений материального тела в „пустоте“, т. е. при полном отсутствии какой-либо среды, могущей оказывать сопротивление движению тела. В таком случае свойства материальной инерции выступают особенно рельефно, и мы можем изучать в самом чистом виде различные основные проявления кинетической энергии движущегося тела. Это есть простейший случай движения материальной системы. Постоянная скорость движения может иметь место только тогда, когда нет никакой приложенной к телу внешней механической силы (движущей силы). В достаточной степени изучив всё, что происходит при отсутствии сопротивления среды, мы затем, с полным осознанием существенных сторон этого процесса, переходим к рассмотрению движения материального тела в какой-либо вязкой среде, наличие которой сильно изменяет общие условия обследуемого движения. Мы знаем, в частности, что в этом случае для получения постоянной скорости движения необходимо приложить к телу непрерывно действующую постоянную движущую силу.

Если бы мы начинали изучать движение материального тела, исходя из случая достаточно вязкой среды, в которой помещено рассматриваемое тело, то основные законы динамики материальной системы были бы в высокой степени замаскированы привходящими обстоятельствами, связанными с сопротивлением среды. Потребовались бы значительные усилия для того, чтобы заставить себя отвлечься от различных сопровождающих вторичных явлений и выдвинуть на первый план принципиальные свойства движущейся системы. В действительности, однако, наблюдение многих явлений природы и надлежащим образом поставленный эксперимент позволяют нам без всяких затруднений исследовать процесс движения материального тела при отсутствии или, точнее сказать, при почти полном отсутствии сопротивляющейся среды. Мы при-

выкли совершенно отчетливо разбираться в основных законах динамики, исходя из простейших случаев. Но если бы человечество существовало в некоторой очень вязкой среде, от которой ему было бы трудно освободиться и за пределами которой оно не умело бы легко и просто наблюдать что-либо, то весьма вероятно, что, изучая движение тела в обычной обстановке, мы привыкли бы смотреть на добавочные движения сопротивляющейся среды и на обусловленный наличием этой среды постоянный расход энергии — как на существенную и принципиально неотъемлемую сторону изучаемого явления.

Нечто в высокой степени аналогичное мы можем констатировать в отношении наших традиционных представлений об „электрическом токе“, который долгое время был известен только как процесс, протекающий в некоторой проводящей цепи, обладающей сопротивлением, не равным нулю. Мы очень склонны рассматривать в качестве чего-то, имеющего весьма существенное и даже принципиальное значение в вопросе о природе тока, то движение элементарных носителей электричества (электронов, ионов и т. п.), которое несомненно происходит в объеме обыкновенного проводника и связано с выделением *джоулева тепла*. Нам чрезвычайно трудно отказаться от подобной точки зрения, и это кажется совершенно невозможным. Всё это происходит вследствие того, что мы долгое время не были знакомы с проводниками, лишенными способности преобразовывать энергию электромагнитного процесса в тепло, т. е. в энергию беспорядочного движения элементов вещества в объеме проводника. Мы привыкли рассуждать исключительно лишь о таком токе, который нагревает проводники цепи, и создали терминологию применительно к подобному случаю. Благодаря этому нам очень трудно отрешиться от старых привычных взглядов, когда мы пытаемся понять основные процессы, совершающиеся в простейшем случае электрического тока, т. е. в случае тока, протекающего вдоль *сверхпроводника*.

В настоящее время проводник, у которого  $r=0$ , не есть что-либо воображаемое, нереальное. Как известно, в 1911—1914 гг. работы Камерлинг-Оннеса привели к открытию сверхпроводимости. Оказывается, что некоторые металлы (например, свинец, олово, ртуть и ряд других), будучи сильно охлаждены до температуры, близкой к абсолютному нулю, внезапно делаются сверхпроводящими: их электрическое сопротивление становится равным нулю или практически равным нулю. В цепи, состоящей из сверхпроводников, Камерлинг-Оннесу удалось при помощи процесса электромагнитной индукции возбудить ток, который затем при полном отсутствии какой бы то ни было электродвижущей силы сохранялся, практически не ослабевая в течение ряда часов. Электрокинетическая энергия этого тока не расходовалась на образование джоулева тепла, т. е. имело место соотношение

$$ri^2 = 0.$$

Таким образом, теперь уже есть возможность изучать электрический ток в условиях, не осложняемых тепловыми явлениями. Это несомненно есть наиболее простой случай электрокинетического процесса, называемого „электрическим током“. Ясно, конечно, что основные свойства и характерные особенности тока должны выявляться в данном простейшем случае весьма рельефно, не будучи замаскированными входящими второстепенными обстоятельствами. Следовательно, именно на токе в сверхпроводящей цепи необходимо сосредоточить наше вни-

мание, если мы считаем своевременным пересмотреть вопрос о природе тока и по возможности приблизиться к пониманию того, что имеет особо существенное значение в этом электромагнитном явлении.

б. Случай электрического тока в сверхпроводящем слое был в общих чертах рассмотрен еще Максвеллом чисто теоретически.<sup>1</sup> Он пришел к ряду заключений, сущность которых сводится к следующему:

1. Нормальная составляющая магнитной индукции сохраняет постоянное значение во всех точках сверхпроводящего слоя.

2. Если сверхпроводящий слой образует замкнутую поверхность, никакие изменения магнитного поля вне этой замкнутой поверхности не могут влиять на величину магнитной индукции в объеме, ограниченном данной поверхностью.

3. Объем, со всех сторон ограниченный сверхпроводящим слоем, оказывается совершенно непроницаемым для магнитных линий внешнего (по отношению к этому объему) потока.

Собственно говоря, положения 2 и 3 характеризуют собою предельный случай поверхностного эффекта или скин-эффекта, имеющий место при  $r=0$ . Это есть случай, так сказать, перманентного скин-эффекта.

Через 40 лет после того, как Максвелл теоретически обследовал свойства сверхпроводящего слоя, его выводы были полностью подтверждены непосредственными опытами Камерлинг-Оннеса, который нашел, наконец, способ реального осуществления сверхпроводников.

В качестве прямого следствия результатов, полученных Максвеллом, и в полном согласии с экспериментальными достижениями Камерлинг-Оннеса мы можем к трем вышеприведенным положениям добавить еще такое:

4. Магнитный поток, сцепляющийся с некоторым контуром, полностью состоящим из сверхпроводника, неизменно сохраняет свою величину и не может быть изменен никакими физическими воздействиями.

Что касается этого положения 4, то оно было сформулировано еще в 1919 г. Липпманом<sup>2</sup> в связи с рассмотрением некоторых математических соотношений, основанных на результатах опытов Камерлинг-Оннеса. Положение это можно рассматривать как следствие, вытекающее из положения 3 и из принципа непрерывности магнитного потока. Когда некоторый магнитный поток  $\Phi_0$  сцепляется со сверхпроводящим контуром, то каждая отдельная магнитная линия этого потока, по причине ее непрерывности и вследствие непроницаемости для нее сверхпроводящего вещества, никак не может полностью выйти из охвата данным контуром. Возможны только известные структурные преобразования магнитной линии. Если мы будем стремиться каким-либо способом удалить магнитную линию от охватывающего ее сверхпроводящего контура, самое большее, чего мы можем достигнуть, — это будет отпочкование от основной магнитной линии соответствующего магнитного звена, нанизанного на контур, так что полное количество магнитных линий, сцепляющихся с рассматриваемым контуром, всё же останется неизменным. Таким образом, пучок магнитных линий, охватываемый сверхпроводящим контуром, как бы сковывается, и число магнитных линий в этом пучке сохраняется всегда одно и то же, т. е. всегда имеем

$$\Phi_0 = \text{Const.}$$

<sup>1</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, §§ 654 и 655.

<sup>2</sup> Lippmann. Comp. Rend. de l'Acad. des Sc. (Paris), t. 168, 1919, p. 73.

На этом замечательном свойстве сверхпроводящих цепей мы подробнее остановимся в следующем параграфе.<sup>1</sup>

## § 51. Возникновение индуктированного тока в сверхпроводящей цепи

Основной опыт Камерлинг-Оннеса, открывшего явление сверхпроводимости, заключался в общих чертах в следующем. Он составил замкнутую цепь из свинцовой проволоки и расположил ее в каком-либо внешнем магнитном поле. Таким путем создавался некоторый магнитный поток  $\Phi$ , сцеплявшийся с данным проводящим контуром. Во время установления этого потока  $\Phi$  в замкнутой цепи индуктировался ток, который нормально вскоре прекращался, так как свинцовая проволока вначале имела обычную комнатную температуру и обладала свойственным ей конечным сопротивлением, благодаря чему энергия индуктированного тока полностью расходовалась на образование джоулева тепла. По прошествии достаточного промежутка времени можно было не сомневаться в том, что указанный первоначально индуктированный ток совершенно прекратился. После этого свинцовая проволока охлаждалась до температуры кипящего жидкого гелия, отличавшейся от абсолютного нуля лишь на несколько градусов (шкалы Кельвина). Затем источник внешнего магнитного поля удалялся. В цепи из охлажденной свинцовой проволоки снова, конечно, индуктировался ток. Однако в данном случае ток этот уже не прекращался, но в течение ряда часов сохранялся, практически не ослабевая до тех пор, пока свинцовая проволока оставалась в кипящем гелии. Наличие тока в описываемом опыте констатировалось по наличию магнитного потока, органически связанного с замкнутым контуром из свинцовой проволоки и, очевидно, представлявшего собой поток самоиндукции  $\Phi_s$ , который принадлежал индуктированному в этом контуре току  $i$ . В том, что поток самоиндукции  $\Phi_s$  действительно существует, можно было убедиться, наблюдая соответствующие воздействия его на подносимую магнитную стрелку. Необходимо было заключить, как это и сделал Камерлинг-Оннес, что свинцовая проволока при температуре кипящего гелия теряет способность преобразовывать энергию электрического тока в джоулево тепло и, таким образом, приобретает свойство *сверхпроводимости*, которое характеризуется соотношением

$$r = 0.$$

Рассмотрим теперь некоторые обстоятельства, сопровождающие процесс индуктирования тока в сверхпроводящем контуре.<sup>1</sup> Когда от этого контура удаляется источник внешнего магнитного поля, поток  $\Phi$ , первоначально сцеплявшийся с контуром и бывший в полном смысле слова внешним магнитным потоком, постепенно уменьшается. В связи с этим в контуре индуктируется электродвижущая сила

$$e = - \frac{d\Phi}{dt};$$

<sup>1</sup> При изложении настоящего § 51, а также во всех дальнейших рассуждениях, касающихся свойств сверхпроводников, мы предполагали и всегда будем предполагать, что сила внешнего магнитного поля ни в коем случае не достигает критического значения, т. е. такого значения, при котором свойство сверхпроводимости разрушается.

благодаря чему в нем появляется ток  $i$ . Но возникновение тока  $i$  должно быть связано с наличием противодействующей электродвижущей силы самоиндукции

$$e_s = - \frac{d\Phi_s}{dt}.$$

Получаем следующее общее уравнение электродвижущих сил в данной цепи:

$$- \frac{d\Phi}{dt} - \frac{d\Phi_s}{dt} = ri.$$

Чему же равняется величина  $ri$ ? Так как мы имеем дело со сверхпроводящей цепью, то сопротивление  $r$  равно нулю. С другой стороны, сила тока  $i$  ни в коем случае не может быть бесконечно большой величиной. Это вытекает из того, что  $i$  имеет характер скорости в электрокинетической системе, обладающей своего рода инерцией. Непосредственный опыт также свидетельствует о некотором безусловно конечном значении силы тока  $i$ . Поэтому для сверхпроводящей цепи всегда будем иметь

$$ri = 0,$$

на основании чего пишем

$$- \frac{d\Phi}{dt} - \frac{d\Phi_s}{dt} = 0.$$

Отсюда получаем:

$$\Phi + \Phi_s = \text{Const.}$$

Совершенно ясно, что сумма  $\Phi + \Phi_s$  есть полный магнитный поток, сцепляющийся со сверхпроводящим контуром в каждый данный момент времени. Обозначая этот поток через  $\Phi_0$ , имеем

$$\Phi_0 = \Phi + \Phi_s = \text{Const.}$$

Это и есть основное соотношение, характеризующее результаты опытов Камерлинг-Оннеса со сверхпроводниками. Никакими доступными нам средствами мы не можем изменить величину полного магнитного потока  $\Phi_0$ , сцепляющегося с проводящим контуром, если в нем нет рассеяния энергии, т. е. если в нем не выделяется джоулево тепло и он оказывается таким образом сверхпроводящим ( $r=0$ ).

Пока с таким сверхпроводящим контуром сцепляется лишь внешний магнитный поток  $\Phi$ , в контуре нет электрического тока, и, следовательно, поток самоиндукции  $\Phi_s$  полностью отсутствует. Иными словами, начальные условия будут таковы:

$$\Phi_s = 0,$$

$$\Phi_0 = \Phi.$$

В процессе удаления источника внешнего магнитного поля поток  $\Phi$  начнет уменьшаться, но эта убыль в точности восполняется положительным приращением возникающего потока самоиндукции  $\Phi_s$ , связанного с индуктируемым током  $i$ . Во всё время этого процесса имеем

$$\Phi + \Phi_s = \Phi_0 = \text{Const.},$$

$$\Delta\Phi + \Delta\Phi_s = 0,$$

$$\Delta\Phi_s = - \Delta\Phi.$$

Когда внешний магнитный поток  $\Phi$  совершенно исчезнет, на смену ему становится поток самоиндукции  $\Phi_s$ , так что величина полного магнитного потока  $\Phi_0$  остается неизменной. И окончательно получаем

$$\Phi = 0,$$

$$\Phi_0 = \Phi_s.$$

Итак, после того как завершится процесс индуктирования тока в сверхпроводящей цепи, никакого внешнего магнитного потока уже не будет, а образующийся вместо него поток, внутренне связанный с контуром цепи, воспринимается наблюдателем в качестве потока самоиндукции.

На основании известного соотношения

$$\Phi_s = Li,$$

где  $L$  есть коэффициент самоиндукции рассматриваемой сверхпроводящей цепи, можем написать

$$i = \frac{\Phi_s}{L}.$$

Последнее выражение позволяет найти силу тока  $i$ , исходя из величины потока самоиндукции  $\Phi_s$ , который может быть известен, например, благодаря предварительному измерению внешнего магнитного потока  $\Phi$ . Коэффициент же самоиндукции  $L$  является функцией только геометрических координат и может быть рассчитан по заданным размерам контура цепи. Это есть простейший и совершенно точный метод определения силы тока, индуктированного в сверхпроводящей цепи.

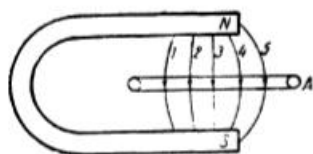


Рис. 131.

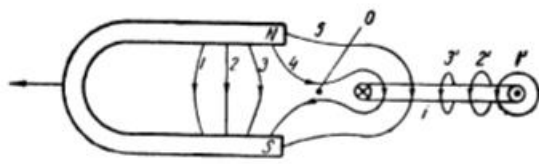


Рис. 132.

Всё сказанное должно быть дополнено еще указанием на то, что во время протекания процесса индуктирования тока в сверхпроводящей цепи мы встречаемся со структурными преобразованиями магнитного потока, в основном рассмотренными уже в § 32 главы IV. Там, однако, мы должны были сделать ряд оговорок касательно начальной стадии преобразований магнитного потока в генераторном процессе. В случае же сверхпроводника, вследствие его полной непроницаемости для внешних магнитных линий, подобные оговорки оказываются совершенно излишними. Деформирование магнитных линий внешнего потока и отпочкование от них магнитных звеньев потока самоиндукции начинаются сразу же, и эти преобразования ни в какой степени не зависят от того, имеется ли уже электрический ток в цепи, или ток сначала полностью отсутствует. Таким образом, преобразования магнитного потока при генераторном процессе в сверхпроводящей цепи протекают в наиболее чистом виде и без всяких осложняющих обстоятельств. Этот простейший случай индуктирования тока иллюстрируется схематическими рисунками 131, 132 и 133.

Представим себе (рис. 131), что между полюсами  $N$  и  $S$  некоторого подковообразного магнита расположена сверхпроводящая цепь, имеющая, например, форму кольца  $A$  из свинцовой проволоки, которая была надлежащим образом охлаждена уже после внесения ее во внешнее магнитное поле, т. е. после прекращения в ней первоначально индуцированного тока. Итак, в условиях, показанных на рис. 131, в сверхпроводящем кольце  $A$  никакого тока нет, и с этим кольцом сцепляется лишь внешний магнитный поток  $\Phi$ , условно принятый, ради упрощения всех дальнейших рассуждений, состоящим из пяти магнитных линий (1—5). Следовательно, вначале мы имеем

$$\Phi = 5 \text{ магнитных линий,}$$

$$\Phi_s = 0,$$

$$i = 0.$$

Предположим теперь, что кольцо  $A$  остается неподвижным, а магнит  $NS$  удаляется влево (рис. 132). При этом произойдут структурные преобразования магнитного потока, в общем совершенно подобные тем,

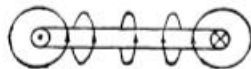


Рис. 133.

которые были пояснены рис. 88—90. На рис. 132 показан момент преобразований, когда от магнитных линий 1, 2 и 3 внешнего потока  $\Phi$  уже отделились магнитные звенья 1', 2' и 3', которые нависали на кольцо  $A$  и вошли в состав потока самоиндукции  $\Phi_s$ , относящегося к индуцируемому току  $i$ . Магнитные же линии 4 и 5 находятся в состоянии преобразования, предшествующем отпочкованию магнитных звеньев, причем магнитная линия 5 только вытянута в виде петли, а магнитная линия 4 изображена в стадии сильного деформирования непосредственно перед моментом контакта в точке  $O$  сблизившихся противоположно направленных участков. Для состояния системы, представленного на рис. 132, имеем

$$\Phi = 2,$$

$$\Phi_s = 3,$$

$$\Phi_0 = \Phi + \Phi_s = 5 \text{ магнитных линий,}$$

$$i \neq 0.$$

На рис. 133 сверхпроводящее кольцо  $A$  представлено для случая, когда магнит  $NS$  совершенно удален и процесс индуцирования тока уже закончился. При этом получается

$$\Phi = 0,$$

$$\Phi_s = 5,$$

$$\Phi_0 = \Phi + \Phi_s = 5 \text{ магнитных линий.}$$

Таким образом, полный магнитный поток,  $\Phi_0 = \Phi + \Phi_s$ , сцепляющийся со сверхпроводящим контуром  $A$ , неизменно и безусловно всегда сохраняет свою величину, ради примера принятую в описанном случае равной пяти магнитным линиям. Внешний магнитный поток  $\Phi$  сменился в конце концов равноценным ему в количественном отношении потоком самоиндукции  $\Phi_s$ , а индуцированный ток достиг своего наибольшего

значения, соответствующего конфигурации и геометрическим размерам цепи.

Хотя мы уже неоднократно имели повод высказываться по данному вопросу, всё же считаем небесполезным еще раз подчеркнуть, что рассмотренная принципиальная схема преобразований магнитного потока (рис. 131—133) обязательно вытекает из признания объективной реальности магнитного потока со всеми его свойствами. Совершенно невозможно представить себе, чтобы происходило что-либо иное. В случае обычных проводников, электрическое сопротивление которых не равно нулю, самые существенные особенности генераторного индуктивного процесса, характеризующиеся главным образом почкованием магнитных звеньев, могут быть в значительной мере замаскированы, но всё это с полной очевидностью выступает на первый план, когда мы имеем дело со сверхпроводящими цепями и когда возникающий поток самоиндукции оказывается единственным, пока известным, несомненным признаком индуктирования тока.

Всё сказанное позволяет считать в высокой степени достоверным предположение, что процесс индуктирования тока в некотором проводе, образующем замкнутую цепь, вообще сводится в основном к преобразованиям внешнего магнитного потока, охватываемого контуром цепи, в поток самоиндукции, который внутренне и органически связан с процессом, происходящим в рассматриваемой цепи.

## § 52. Основная роль потока самоиндукции в сверхпроводящих цепях

а. Рассматривая различные случаи электрического тока в сверхпроводниках, мы встречаемся с целым рядом обстоятельств, не вполне гармонирующих с нашими традиционными представлениями об этом электрокинетическом процессе. В сверхпроводящих цепях особенно ярко выступает доминирующая роль магнитного потока самоиндукции как некоторого основного фактора, определяющего собой общий характер явления, называемого электрическим током. Как было разъяснено в предыдущем параграфе, оперируя именно с потоком самоиндукции, мы можем проще всего получить количественные соотношения, которыми непосредственно выражается сила тока в любой сверхпроводящей цепи.

Для пояснения сказанного об особенной роли потока самоиндукции рассмотрим ряд примеров прохождения тока по сверхпроводнику, входящему в состав обычной цепи, в которой постоянный ток поддерживается от некоторого генератора.

б. Представим себе сверхпроводящий цилиндр  $C$ , входящий в состав некоторой цепи и снабженный продольным каналом (рис. 134). Допустим, кроме того, что до сообщения цилиндру  $C$  состояния сверхпроводимости, т. е. перед его охлаждением до надлежащей низкой температуры, во всех точках его было:

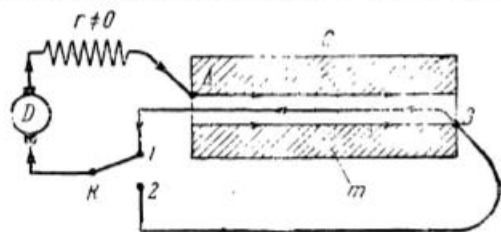


Рис. 134.

$$H = 0.$$

Для достижения этого необходимо, конечно, иметь предварительно разомкнутую цепь. К точкам  $A$  и  $B$ , расположенным в начале и в конце канала, присоединены провода от прочих частей цепи, в которую включен какой-либо генератор постоянного тока, например динамомашинка  $D$ , и некоторое добавочное сопротивление  $r$ , не равное нулю. Это сопротивление при данной электродвижущей силе генератора определяет эсбою силу постоянного тока в цепи. При помощи переключателя  $K$  точка  $B$  может быть присоединена к цепи либо проводом, проходящим внутри канала, либо внешним проводом. На рис. 134 переключатель изображен в положении 1. В таком случае электрический ток потечет только по поверхности, ограничивающей канал, но не по внешней поверхности сверхпроводящего цилиндра  $C$  и не внутри объема, заполненного веществом стенок цилиндра. Этот именно характер распределения тока в сверхпроводящей части цепи и показан на рис. 134 соответствующими стрелками. Что распределение тока действительно должно быть таким, это вытекает из следующих соображений. Применяя закон магнитодвижущей силы для какого угодно замкнутого контура, взятого внутри толщи стенок цилиндра  $C$  и не охватывающего канала, мы будем иметь

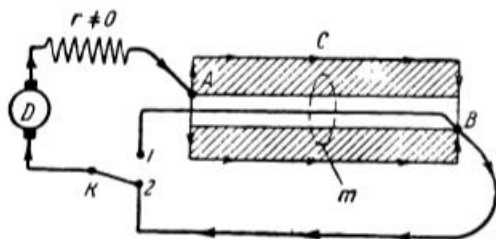


Рис. 135.

$$\oint H \cos \alpha dl = 0,$$

так как после сообщения цилиндру свойства сверхпроводимости во всех точках внутри его

стенки должно было неизменно сохраняться первоначальное значение магнитной силы ( $H=0$ ). Следовательно, электрический ток будет совершенно отсутствовать во всех точках в объеме рассматриваемого сверхпроводника. По той же причине оказывается равным нулю и линейный интеграл магнитной силы, взятый вдоль замкнутого контура  $m$ , который мы можем представить себе в толще сверхпроводника так, чтобы он охватывал канал. Но в этом последнем случае электрический ток заведомо идет по проводу, проложенному внутри канала. На основании этого заключаем, что по внутренней поверхности стенок канала идет такой же ток, но в обратном направлении.

Переведя переключатель  $K$  в положение 2 (рис. 135), мы получим уже иное распределение тока по поверхности сверхпроводящего цилиндра  $C$  между теми же точками  $A$  и  $B$ . Это с очевидностью вытекает из того, что и в данном случае линейный интеграл магнитной силы вдоль замкнутого контура  $m$  неизменно остается равным нулю, но при этом равна нулю и сила тока вдоль провода, проложенного в канале. Следовательно, электрический ток в этом случае будет протекать между точками  $A$  и  $B$  не по поверхности, ограничивающей канал, а по внешней поверхности цилиндра  $C$ , как показано стрелками. Переводя переключатель  $K$  из положения 1 в положение 2 или обратно, мы можем, таким образом, весьма существенно изменять картину распределения тока по поверхности сверхпроводящего цилиндра  $C$  между теми же самыми точками  $A$  и  $B$ .

Характерно то, что в первом случае (рис. 134) магнитный поток самоиндукции заполняет собою пространство внутри канала, а снаружи цилиндра  $C$  никакого магнитного потока нет. Во втором же случае (рис. 135) поток

самоиндукции совершенно отсутствует внутри канала, но существует снаружи цилиндра  $C$ . В связи с этим необходимо отметить следующее весьма важное обстоятельство, с полной определенностью обнаружившееся в рассмотренных двух случаях:

*Распределение электрического тока по поверхности сверхпроводника зависит исключительно от распределения потока самоиндукции в пространстве, и этот ток протекает не как иначе, а именно по поверхности соприкосновения потока самоиндукции со сверхпроводником.*

в. На рис. 136 и 137 представлены другие варианты случая с тем же сверхпроводящим, полым цилиндром. Подводя ток к цилиндру  $C$  в точках  $A$  и  $B$ , расположенных внутри канала на некотором расстоянии от концов так, как это показано на рис. 136, и замыкая цепь рубильником  $K$ ,

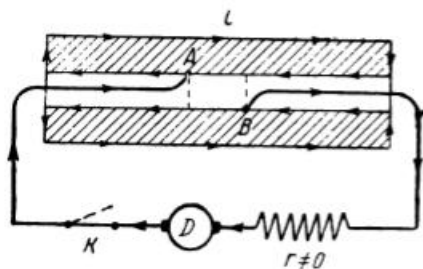


Рис. 136.

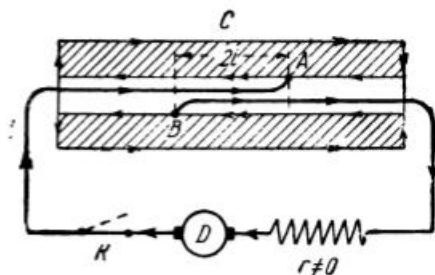


Рис. 137.

ником  $K$ , мы получим распределение тока не по кратчайшему расстоянию между точками  $A$  и  $B$ . Расстояние это может быть очень невелико, но ток от точки  $A$  пойдет по внутренней поверхности канала влево, затем по торцевой поверхности в радиальном направлении, по наружной поверхности цилиндра  $C$  вправо, опять по торцевой поверхности к центру и по части канала до точки  $B$ . Через участок канала  $AB$  ток вовсе не будет протекать. Сближая точки  $A$  и  $B$  до совпадения их с одним и тем же поперечным сечением канала, мы и в этом случае будем иметь такое же распределение тока по поверхности сверхпроводящего полого цилиндра  $C$ , что и в случае, изображенном на рис. 136. Наконец, при дальнейшем передвижении точки  $A$  вправо, а точки  $B$  влево мы получим расположение этих точек, представленное на рис. 137. В этом случае по внешней поверхности цилиндра  $C$ , по торцевым поверхностям и по концевым участкам поверхности, ограничивающей канал, будет протекать тот же ток  $i$ , что и по внешней части цепи. Но по поверхности, ограничивающей средний участок канала между точками  $A$  и  $B$ , будет протекать ток  $2i$ . Направление всех этих токов представлено на рис. 137 соответствующими стрелками. Прилагая попрежнему закон магнитодвижущей силы к различным замкнутым контурам, мы можем убедиться, что в случаях, изображенных на рис. 136 и 137, действительно всё будет происходить именно так, как указано. И в этих случаях *распределение тока по поверхности сверхпроводника полностью подчиняется распределению магнитного потока самоиндукции*. Электрический ток, который проходит по поверхности, ограничивающей канал, находится в зависимости от того, как в этом канале размещается поток самоиндукции.

Таким образом, из рассмотрения схем, представленных на рис. 134—137, мы приходим к заключению, что в сверхпроводниках движение

электричества в процессе тока совершается вдоль пути, полностью определяемого не геометрическими условиями возможного перемещения электричества самого по себе, а характером распределения потока самоиндукции в пространстве.

Этот общий вывод подтверждается и в случае сверхпроводников, имеющих какую угодно иную форму, помимо рассмотренной цилиндрической.

г. На рис. 138 представлен разрез полого сверхпроводящего шара, в стенке которого проделано отверстие  $P$ . Внешняя цепь присоединена к точкам  $A$  (внутри шара) и  $B$  (на внешней поверхности шара). Прочие

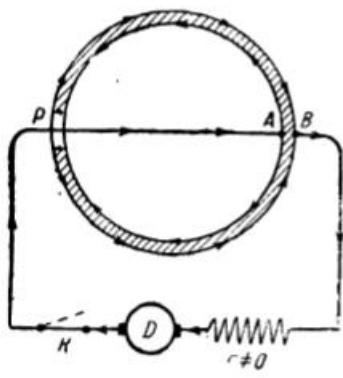


Рис. 138.

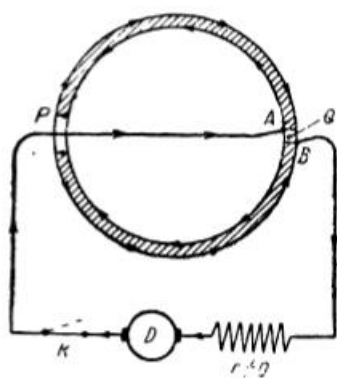


Рис. 139.

части цепи,  $K$ ,  $D$  и  $r \neq 0$ , имеют то же назначение, что и в схемах, изображенных на рис. 136 и 137. Сообщая веществу шара состояние сверхпроводимости до замыкания цепи рубильником  $K$  и включая затем рубильник, мы получим указанное на рисунке распределение тока по внутренней и внешней поверхностям шара, как бы мало ни было расстояние между точками  $A$  и  $B$ , равное толщине стенки шара. Это распределение тока в основном не изменилось бы, если бы в стенке шара существовало второе отверстие  $Q$ , у краев которого лежат точки  $A$  и  $B$ , как показано на рис. 139. Электрический ток не пойдет сквозь это отверстие  $Q$  по ограничивающей его поверхности, хотя такой путь и представляет собою кратчайшее расстояние между точками  $A$  и  $B$ .

Действительно, вообразим некоторый замкнутый контур, окружающий отверстие  $Q$  и полностью проходящий внутри вещества стенки. Магнитная сила  $H$  и магнитная индукция  $B$  во всем объеме, занимаемом толщиной стенки сверхпроводящего полого шара, были равны нулю до включения рубильника  $K$ . Те же условия сохранятся и после замыкания цепи. Попрежнему для всех точек внутри сверхпроводника мы будем иметь неизменно:

$$\begin{aligned} H &= 0, \\ B &= 0. \end{aligned}$$

Следовательно, для указанного замкнутого контура, окружающего отверстие  $Q$ , получаем

$$\oint H \cos \alpha dl = 0,$$

т. е. сила тока, проходящего сквозь этот контур, равна нулю. Так должно быть.

Отсутствие тока между точками  $A$  и  $B$  сквозь отверстие  $Q$  можно объяснять и иначе. Если бы такой ток существовал, то в толще стенки шара должен был бы существовать и соответствующий поток самоиндукции, окружающий предполагаемый ток. Однако, как указано было выше, во всех точках внутри сверхпроводящего шарового слоя магнитная индукция неизменно остается равной нулю. Таким образом, в описанных условиях нет места для потока самоиндукции, который мог бы охватывать ток сквозь отверстие  $Q$ . Следовательно, не может быть и тока сквозь данное отверстие.

Итак, в рассматриваемой замкнутой цепи электрический ток проходит от точки  $A$  к точке  $B$  не по кратчайшему расстоянию сквозь отверстие  $Q$ . В то же время поток самоиндукции заполняет всю внутреннюю полость шара совершенно так же, как и в случае, представленном на рис. 138. Есть поток самоиндукции и в пространстве вокруг шара. В связи с этим и вследствие этого электрический ток будет проходить по внутренней и внешней поверхностям шарового слоя, как показано стрелками на рис. 139.

Если электрический ток по поверхности сверхпроводников осуществляется движением тех же электронов, которыми согласно современным представлениям обусловлена обычная металлическая проводимость, то необходимо признать, что в рассмотренных случаях сверхпроводимости проявляются какие-то не известные доселе и весьма, так сказать, удивительные свойства электронов. Они не в состоянии перемещаться по кратчайшему расстоянию между точками  $A$  и  $B$  (рис. 136 и 139), хотя сверхпроводник на этом пути сам по себе обладает теми же физическими свойствами, что и на длинном пути действительного прохождения тока. Эти электроны оказываются совершенно несамостоятельными и несвободными. Они как-то подчиняются потоку самоиндукции, двигаясь только по пути, предписываемому им этим магнитным потоком. Где поток самоиндукции может существовать у поверхности сверхпроводника, там разрешается движение электронов по этой поверхности. Где же поток самоиндукции не может возникнуть, там и соответствующее движение электронов запрещено.

д. В рассмотренных выше случаях мы встречались с таким распределением электрического тока по поверхности сверхпроводника, когда характер этого распределения полностью подчиняется внешним по отношению к сверхпроводнику обстоятельствам, именно распределению потока самоиндукции во внешнем пространстве. По своему произволу мы можем изменять эти внешние обстоятельства, изменяя тем самым и ток, проходящий по поверхности сверхпроводника. Наконец, создавая обстановку, при которой в некоторой части системы поток самоиндукции не может возникнуть, мы не получаем там и электрического тока, хотя бы общие геометрические условия, повидимому, и допускали это (см. рис. 139, отверстие  $Q$ ). Всё это имело место в случаях, когда во всех точках внутри сверхпроводника магнитная индукция равна нулю, т. е. магнитный поток отсутствует в объеме сверхпроводника. Если же мы сначала, пользуясь какими-либо средствами, создадим магнитный поток в некотором объеме, со всех сторон окруженном проводящим слоем, а затем сообщим этому последнему свойство сверхпроводимости и далее устраним внешний источник магнитного поля, то возникнет электрический ток, проходящий по данному сверхпроводящему слою, и при этом зафиксируется магнитный поток, проходивший ранее через рассматриваемый объем. Это объясняется тем, что нормальная состав-

ляющая магнитной индукции во всех точках сверхпроводящего слоя будет сохранять постоянным раз установленное значение (§ 50).

В этом отношении особенно интересен опыт с полым тонкостенным шаром из свинца. Поместим этот полый свинцовый шар между полюсами электромагнита и затем сообщим свинцу свойство сверхпроводимости, охладив его до температуры кипящего гелия. Магнитный поток внутри шара окажется при этом как бы прочно зафиксированным и жестко связанным с объемом полого шара подобно тому, как если бы мы намагнитили шар из магнитной стали с очень большой коэрцитивной силой. „Намагниченный“ таким образом сверхпроводящий полый шар представлен на рис. 140. Вверху рисунка показан характер связанного с этим шаром магнитного потока при отсутствии посторонних источников магнитного поля. Верхняя часть шара будет обнаруживать маг-

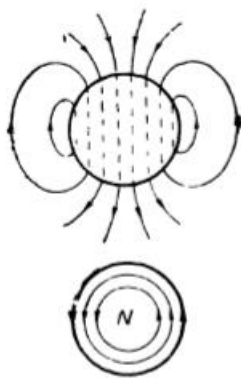


Рис. 140.

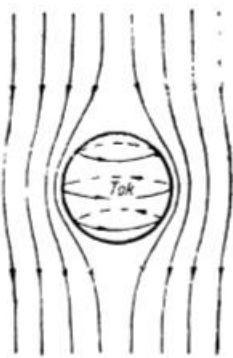


Рис. 141.

нитную полярность одного знака (в данном случае  $S$ ), а нижняя часть шара — полярность другого знака ( $N$ ). Ток, индуцированный на поверхности сверхпроводящего полого шара, показан стрелками внизу рис. 140 в предположении, что мы смотрим на „северный полюс“.

Подобное же распределение индуцированного тока по поверхности сверхпроводящего шара может быть получено и при внесении его в некоторое внешнее магнитное поле уже после того, как этому шару предварительно было сообщено свойство сверхпроводимости. Магнитная индукция в объеме сверхпроводящего шара будет неизменно оставаться равной нулю. Внешнее же магнитное поле при этом деформируется так, как если бы магнитная проницаемость шара была равна нулю. Перераспределение магнитных линий внешнего поля в описываемом случае (рис. 141) свидетельствует о наличии индуцированного тока на поверхности шара. Получившееся искривление магнитных линий, огибающих сверхпроводящий шар, можно рассматривать как результат совмещения и слияния внешнего магнитного потока и потока самоиндукции, связанного с индуцированным током. Самостоятельно же этот поток самоиндукции не может существовать в данных условиях.

Таким образом, можно сказать, что по поверхности сверхпроводника течет электрический ток там, где эта поверхность находится в соприкосновении с ясно выраженным потоком самоиндукции (рис. 134—140) или с внешним магнитным потоком, нормальное распределение которого в окружающем пространстве нарушено внесением сверхпроводника и возникновением индуцированного

на его поверхности тока (рис. 141). В последнем случае полученное окончательное распределение магнитных линий можно формально рассматривать в качестве результата полного слияния потока самоиндукции с внешним магнитным потоком.

е. Как известно, электронная теория оказывается не в состоянии объяснить явления сверхпроводимости. В этом отношении встречается ряд непреодолимых затруднений. Надо полагать, что процесс протекания электричества по сверхпроводнику должен рассматриваться как-то иначе;

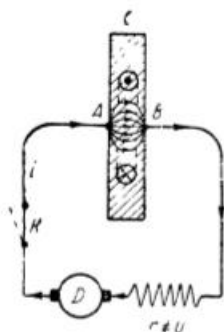


Рис. 142.

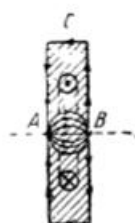


Рис. 143.

чем это обычно принято с точки зрения примитивной теории, не принимающей во внимание особенно важной роли физической реальности, которую мы называем магнитным потоком.

Рассмотренные выше случаи сверхпроводимости могут подать повод думать, что электричество способно течь только по поверхности сверхпроводника. Однако такое заключение, вообще говоря, было бы неправильным. Повидимому, электрический ток может проходить и через тело сверхпроводника. В виде примера рассмотрим случай, представленный на рис. 142, где  $C$  есть свинцовый диск, который изображен в разрезе. К центральным точкам  $A$  и  $B$  присоединены провода от внешней цепи, заключающей в себе генератор  $D$ , реостат  $r$  и рубильник  $K$ . До охлаждения свинцового диска замыкаем цепь рубильником  $K$ . При этом электрический ток пойдет сквозь толщу диска  $C$  и внутри него разместится также соответствующая часть общего потока самоиндукции в форме кольцевых магнитных линий, на всем своем протяжении находящихся в объеме диска. Всё это грубо схематически показано на рис. 142. Начнем далее охлаждать свинцовый диск в кипящем гелии. Для облегчения условий охлаждения мы можем сколь угодно ослабить силу тока  $i$  с целью уменьшения джоулева тепла, нормально выделявшегося в диске при обычной температуре. В конце концов мы должны сообщить свинцовому диску  $C$  свойство сверхпроводимости. Следует предполагать, что при этом в объеме диска зафиксируются кольцевые магнитные линии потока самоиндукции, и сквозь тело диска будет неизменно проходить ток  $i$ . Хотя непосредственным опытом убедиться в этом мы не имеем никакой возможности, однако в настоящее время нет оснований для того, чтобы считать более правдоподобным что-либо иное. Если затем разомкнуть рубильник  $K$ , ток во внешних частях цепи прекратится. В то же время ток, протекавший через толщу диска между точками  $A$  и  $B$ , должен

полностью сохраниться, но только теперь этот ток  $i$ , продолжая проходить сквозь диск, будет далее замыкаться через поверхность сверхпроводящего диска, как показано на рис. 143. Так должно быть, если и в данном случае магнитные линии окажутся зафиксированными в объеме сверхпроводника подобно тому, как это получается в опыте с полым свинцовым шаром (рис. 140). И так как линейный интеграл магнитной силы вдоль контура некоторой магнитной линии в объеме сверхпроводящего диска  $S$  неизменно должен сохранять свою величину, то, следовательно, должен существовать и прежний ток, охватываемый данным контуром. Никакими внешними воздействиями мы не можем теперь как-либо изменить силу тока  $i$ , протекающего через толщу сверхпроводящего диска. Если мы вновь замкнем рубильник  $K$  и как угодно при этом будем варьировать сопротивление  $r$  (рис. 142), мы будем в состоянии изменять лишь силу тока, протекающего по поверхности сверхпроводящего диска  $S$ .

ж. Итак, электрический ток может протекать или только по поверхности сверхпроводника, или же, надо полагать, и по всему его объему. Всё зависит лишь от характера распределения потока самоиндукции в пространстве. Когда поток самоиндукции полностью расположен вне сверхпроводника, электрический ток проходит исключительно по его поверхности, и мы по существу имеем дело с предельным случаем скин-эффекта в самом чистом виде (перманентный скин-эффект при сопротивлении проводника, равном нулю). Если же некоторые магнитные линии потока самоиндукции на всем своем протяжении могут оказаться зафиксированными в объеме сверхпроводника и жестко с ним связанными, то электрический ток, по видимому, может существовать и внутри сверхпроводника. Во всяком случае несомненно следующее. В явлениях сверхпроводимости мы встречаемся с обстоятельствами, не укладывающимися в рамки наших обычных представлений об электрическом токе. *Несомненна ошибочность общепринятого в настоящее время предположения, будто бы электрический ток, проходящий по некоторому проводу, „возбуждает“ в окружающем пространстве магнитное поле в форме потока самоиндукции.* Несомненно, что основным фактором в электромагнитном процессе, называемом „электрическим током“, является именно поток самоиндукции, а собственно движение электричества вдоль провода оказывается лишь каким-то сопутствующим или, так сказать, вторичным обстоятельством, хотя и безусловно необходимым, но всецело подчиняющимся пространственному распределению потока самоиндукции.

### § 53. Особенности случаи индуктирования тока на поверхности сверхпроводника

а. Во всех рассмотренных до сих пор примерах возникновения индуктированного тока мы встречались с соответствующим деформированием внешнего магнитного потока. Это деформирование нормально сопровождалось структурными преобразованиями внешнего потока, а также отделением от него магнитных линий потока самоиндукции, который охватывался контуром цепи, подвергавшейся индуктивным воздействиям. Остановимся теперь на случаях индуктирования тока, характеризующихся отсутствием каких бы то ни было изменений формы магнитных линий внешнего потока.

Представим себе некоторый тонкостенный полый свинцовый тор  $T$ , т. е. тело вращения в виде кольца с неизменным поперечным сечением (рис. 144).<sup>1</sup>

В рассматриваемом случае внутри тора отсутствует какое-либо обычное вещество и остается лишь торообразная оболочка из тонкого слоя свинца. Допустим, что до сообщения этому полую тору свойства сверхпроводимости он был помещен в магнитном поле прямолинейного тока  $i_0$ , протекающего по проводу  $AB$ , который проходит сквозь центральное отверстие тора вдоль его оси симметрии. Во всех дальнейших рассуждениях всегда будем предполагать, что величина силы тока  $i_0$  остается одной и той же. На рис. 144 направление тока и магнитных линий показано надлежащими стрелками и значками. В данном случае кольцеобразные магнитные линии поля тока  $i_0$  заполняют весь объем полого тора  $T$ , нигде не пересекая его поверхностного слоя. Иными словами, во всех точках поверхности тора нормальные составляющие магнитной индукции и магнитной силы равны нулю. Обозначим через  $\Phi_0$  магнитный поток, пронизывающий любое поперечное сечение тора  $T$  в рассматриваемых условиях.

Охладим теперь полый свинцовый тор  $T$  до температуры кипящего гелия, т. е. сообщим ему свойство сверхпроводимости. Затем прервем ток  $i_0$ . Все магнитные линии, бывшие снаружи тора  $T$ , при этом исчезнут. Магнитный же поток  $\Phi_0$ , находящийся внутри сверхпроводящего полого тора, останется неизменно зафиксированным, как был, на месте. Вместе с тем возникнет индуктированный ток, протекающий по поверхности тора в направлении, показанном стрелками на рис. 145. Магнитный поток  $\Phi_0$  мы теперь должны рассматривать в качестве потока самоиндукции  $\Phi_s$ , охватываемого возникшим индуктированным током, причем, конечно, имеем:

$$\Phi_s = \Phi_0.$$

Что касается полного тока  $i_1$ , обтекающего поверхность сверхпроводящего тора  $T$ , то сила этого тока должна быть в точности равна  $i_0$  — силе основного тока, первоначально протекавшего по проводу  $AB$ . Действительно, мерой тока  $i_0$  до его прерывания можно было считать величину линейного интеграла магнитной силы  $H$  вдоль замкнутого контура какой-либо магнитной линии в объеме тора  $T$ . Магнитное же поле внутри сверхпроводника пребывает неизменно зафиксированным. Поэтому величина указанного линейного интеграла магнитной силы полностью сохранится и после размыкания тока  $i_0$ . Таким образом,

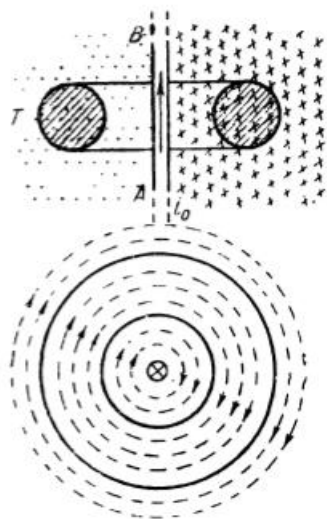


Рис. 144.

потока самоиндукции  $\Phi_s$ , охватываемого возникшим индуктированным током, причем, конечно,

<sup>1</sup> На рис. 144 — 146, 151—153 и 172 сечения полого тора заштрихованы, так как есть основание предполагать, что все явления, описываемые для случая полого тора, останутся неизменными в случае сплошного тора. Это по существу не имеет значения.

полный ток  $i_1$ , индуктированный на поверхности тора  $T$  и со всех сторон окружающий поток самоиндукции  $\Phi_s$ , оказывается равным  $i_0$ , т. е. имеем

$$i_1 = i_0.$$

В рассматриваемом случае магнитный поток  $\Phi_0$ , который составлял сначала часть всего потока самоиндукции тока, идущего по проводу  $AB$ , и после прекращения этого тока  $i_0$  превратился в поток самоиндукции  $\Phi_s$ , органически связанный уже с индуктированным током  $i_1$ , не претерпевает никаких преобразований во время перехода системы из одного состояния в другое. *Магнитные линии внутри сверхпроводящего тора  $T$  всё время остаются на месте и полностью сохраняют свою форму, решительно никак не изменяясь.* Если вновь включить основной ток  $i_0$ , то индуктированный ток  $i_1$  исчезнет, и неподвижный магнитный поток  $\Phi_s = \Phi_0$  в геометрическом отношении окажется опять входящим в состав поля, окружающего ток  $i_0$ . При этом все магнитные линии данного поля будут распределены в пространстве так, как если бы сверхпроводящий тор  $T$  вовсе не существовал. Только в зависимости от чисто внешних обстоятельств мы можем трактовать всю совокупность магнитных линий, находящихся в объеме тора, либо в качестве потока  $\Phi_0$ , не связанного ни с какими токами в этом торе  $T$  и потому оказывающегося, так сказать, „внешним“ потоком, либо в качестве потока самоиндукции, связанного с током  $i_1$ , индуктированным на поверхности сверхпроводящего тора  $T$ .

6. Можно возбудить ток, индуктированный на поверхности рассматриваемого тора, и иным способом. Представим себе, что при сохранении общего расположения системы, изображенной на рис. 144, мы изменим порядок операций следующим образом. До пропуска тока  $i_0$  по проводу  $AB$ , пока еще нет никакого магнитного поля в системе как снаружи, так и внутри свинцового тора  $T$ , сообщаем ему свойство сверхпроводимости. Только после этого возбуждаем магнитное поле прямолинейного тока  $i_0$ , замыкая его цепь. Возникший магнитный поток, в полном смысле слова внешний по отношению к тору, будет состоять из совокупности концентрических магнитных линий, охватывающих провод  $AB$  совершенно так же, как это было в случае, показанном на рис. 144. Однако теперь пространство внутри сверхпроводящего тора  $T$  окажется полностью изъятим от каких бы то ни было внешних магнитных воздействий. Магнитные линии тока  $i_0$  в него не проникнут, так что во всех точках в объеме тора  $T$  останутся неизменными условия

$$B = 0,$$

$$H = 0.$$

Таким образом, в описываемом случае магнитный поток будет существовать лишь в пространстве вокруг тора  $T$ , причем у самой его поверхности кольцевые магнитные линии этого внешнего потока будут касательны к данной поверхности. Вместе с тем на ней возникнет индуктированный ток  $i_2$  в направлении, показанном стрелками на рис. 146, т. е. в обратном по сравнению с тем, что было в предыдущем случае (рис. 145). Действительно, рассмотрим некоторый замкнутый контур, полностью находящийся внутри тора  $T$  и охватывающий провод  $AB$ . Пусть это будет, например, срединный осевой контур  $m$  внутри тора (рис. 147—пунктирная линия). Линейный интеграл магнитной силы  $H$  вдоль этого замкнутого контура должен быть равен нулю. Но мы знаем, что по про-

воду  $AB$  проходит ток  $i_0$ . Следовательно, необходимо признать, что поверхность сверхпроводящего тока  $T$  будет при этом обтекаться равным по абсолютной величине и обратным по знаку током  $i_2$ , так что обязательно будет

$$i_2 = -i_0.$$

Сквозь контур интегрирования, таким образом, проходит суммарный ток

$$\sum i = i_0 + i_2 = 0.$$

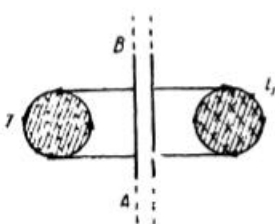


Рис. 145.

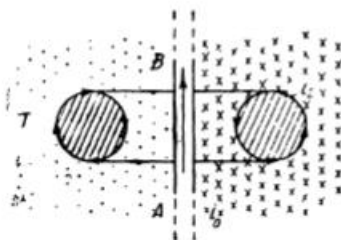


Рис. 146.

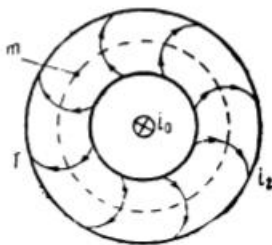


Рис. 147.

В то же время имеем такое соотношение, постоянно соблюдаемое в описываемых условиях:

$$i_2 = -i_1,$$

т. е. в случаях, представленных рис. 145 и 146, полные токи, обтекающие поверхность сверхпроводящего тора  $T$ , будут равны по абсолютной величине и обратны по направлению. И если бы мы совместили эти два тока,  $i_1$  и  $i_2$ , как-то наложив их один на другой, то полученный результат был бы эквивалентен отсутствию всякого тока на поверхности тора  $T$ .

в. Всё, о чем мы до сих пор говорили применительно к сверхпроводящему тору  $T$  (рис. 145 и 146), можно распространить и на сверхпроводящее тело иной формы, если только соблюдаются следующие условия. Это тело должно иметь геометрические размеры точно такие же, как и некоторая трубка магнитной индукции, могущая возникать в рассматриваемой системе, и должно занимать в системе место указанной трубки. В таком случае присутствие данного сверхпроводящего тела в магнитном поле какого-либо тока  $i_0$  нисколько не исказит и не деформирует общего распределения магнитных линий в системе в целом или в отдельных ее частях. В зависимости от порядка включения или выключения основного тока  $i_0$  и от момента сообщения телу свойства сверхпроводимости мы можем получить на поверхности этого тела индуктированный ток того или иного направления.

На рис. 148 представлен случай, аналогичный тому, что было пояснено рис. 144 и 145. Цепь основного тока  $i_0$  содержит генератор  $D$ , добавочное сопротивление  $r$  и рубильник  $K$ . Проводящее полое тело  $T$ , выполненное, например, из свинца, удовлетворяет вышеприведенным условиям, т. е. оно имеет форму какой-либо трубки магнитной индукции в поле, окружающем проводник с током  $i_0$ , и занимает место данной трубки. Ради

краткости будем называть проводящее тело, удовлетворяющее этим условиям, эквивалентным проводником. Итак, при замыкании тока  $i_0$  до сообщения эквивалентному проводнику свойства сверхпроводимости, возникает магнитное поле как вне тела  $T$ , так и внутри него. При этом нормальные составляющие магнитной индукции  $B$  и магнитной силы  $H$  во всех точках поверхности эквивалентного проводника будут равны нулю. После этого, когда система придет в установившееся состояние, охлаждаем тело  $T$  до температуры кипящего гелия, т. е. превращаем его в эквивалентный сверхпроводник. Затем размыкаем рубильник  $K$ . Магнитные линии внутри эквивалентного сверхпроводника  $T$  останутся зафиксированными на месте, как были, а на его поверхности появится индуцированный ток, полная сила которого  $i_1$  будет удовлетворять условию

$$i_1 = i_0,$$

причем направление обоих этих токов сквозь контур некоторой магнитной линии будет одним и тем же. Назовем разобранный случай индуктирования тока (рис. 148) случаем *I*.

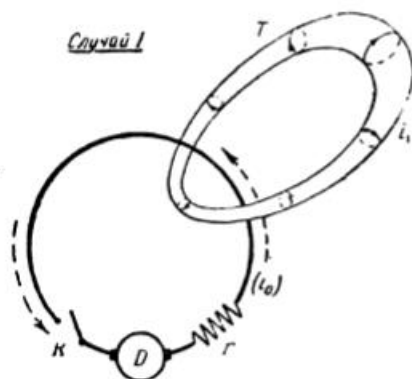


Рис. 148.

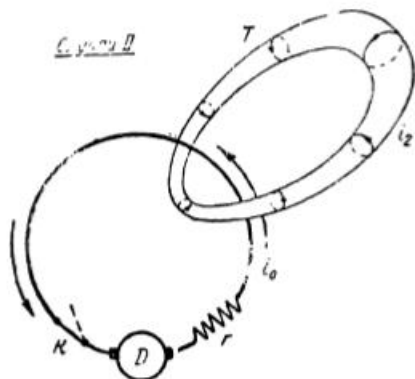


Рис. 149.

Если же, изменив порядок последовательных операций, прежде всего до замыкания рубильника  $K$  сообщить телу  $T$  свойство сверхпроводимости и только после этого включить ток  $i_0$  (рис. 149), то магнитное поле этого тока распределится по всему пространству вокруг эквивалентного сверхпроводника  $T$ , а внутри его объема магнитные линии будут полностью отсутствовать (случай *II*). На поверхности же сверхпроводника возникнет индуцированный ток  $i_2$ , по абсолютной величине равный  $i_0$  и  $i_1$ , но имеющий направление обратное тому, что было в предыдущем случае *I* (рис. 148), т. е. в случае *II* будем иметь

$$i_2 = -i_0 = -i_1.$$

Наружные магнитные линии, связанные с током  $i_0$  и окружающие эквивалентный сверхпроводник, не претерпят никакого деформирования и в этом отношении всё будет происходить, как если бы тело  $T$  вовсе не существовало.

Что в рассмотренном случае II наличие тока, индуктированного поверхности сверхпроводника, действительно ни в какой мере не влияет на нормальное распределение внешних магнитных линий, — это вытекает из следующих соображений. Вернемся сначала к случаю I (рис. 148). Ток  $i_1$  охватывает со всех сторон пучок магнитных линий, зафиксированных в объеме эквивалентного сверхпроводника  $T$ , и как бы бронирует внешнее пространство от каких бы то ни было магнитных воздействий со стороны указанных линий, образующих поток самоиндукции  $\Phi_s$ , связанный током  $i_1$ . Ничто в этом отношении не изменилось бы, если бы мы с самого начала создали внутри тела  $T$  поток  $\Phi_s'$  такой же по абсолютной величине, но обратный по направлению. Вместе с тем поверхность сверхпроводника обтекалась бы индуктированным током  $i_1'$ , имеющим теперь также обратное направление, но опять-таки забронировывающим внешнее пространство от магнитных влияний со стороны потока самоиндукции  $\Phi_s'$ . Этот ток  $i_1'$  должен быть в точности равным току  $i_2$  (случай II, рис. 149) не только в целом, но и для каждого отдельного участка поверхности эквивалентного сверхпроводника  $T$ . Дело в том, что, вторично замыкая в случае I рубильник  $K$  при наличии зафиксированного в сверхпроводнике потока  $\Phi_s$ , мы возвращаемся, собственно говоря, к исходному состоянию системы, когда никакого индуктированного тока пока еще не было. По существу же, при вторичном замыкании рубильника  $K$ , мы наложим на ток  $i_1$  обратный ему ток  $i_2$ , который в самостоятельном виде был в случае II. Совмещение же этих двух токов  $i_1$  и  $i_2$  мы воспринимаем, как исчезновение всякого тока на поверхности сверхпроводника  $T$ . Но, как было выше указано, ток  $i_1'$  отличается от тока  $i_1$  только направлением. Отсюда заключаем, что через  $i_1'$  и  $i_2$  обозначается один и тот же ток, что все соответствующие элементы токов  $i_1$  и  $i_2$  везде равны по абсолютной величине и обратны по знаку и что ток  $i_2$  не оказывает никаких магнитных влияний на пространство вне тела  $T$ .

Такой вывод может быть подтвержден также рассмотрением величины элементов тока на отдельных участках поверхности сверхпроводника  $T$ . Эта величина находится в очень простом соотношении с магнитной силой  $H$  у самой поверхности. Пусть  $PQ$  (рис. 150) будет некоторый участок, выделенный из указанной поверхности и условно развернутый в плоскости чертежа. Здесь  $l$  есть какая-нибудь образующая трубчатой поверхности данного эквивалентного сверхпроводника. Вектор магнитной силы  $H$  в любой точке поверхности всегда будет направлен вдоль этой образующей. Индуктированный ток, обтекающий трубчатую поверхность, направлен перпендикулярно образующей  $l$ . Обозначим через  $j$  плотность индуктированного поверхностного тока, т. е. силу тока, отнесенную к единице длины, соответствующей образующей  $l$ . Прилагая закон магнитодвижущей силы к бесконечно малому контуру, охватывающему элементарный ток  $j dl$ , легко показать, что

$$j = H,$$

т. е. в каждой точке поверхности рассматриваемого сверхпроводника плотность поверхностного тока равна магнитной силе у этой поверхности. Величина же магнитной силы  $H$  в некоторой точке, бесконечно близкой

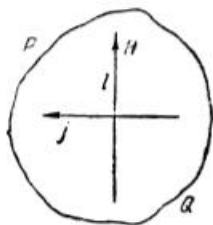


Рис. 150.

к поверхности  $PQ$ , при данных условиях будет одна и та же как в случае  $I$ , так и в случае  $II$ . Таким образом, соответствующие элементарные составляющие токов  $i_1$  и  $i_2$  для всех точек поверхности эквивалентного сверхпроводника должны быть равны по абсолютной величине. Выше было отмечено, что токи  $i_1$  и  $i_1'$ , не сопровождаются какими-либо внешними магнитными действиями в пространстве, окружающем тело  $T$ . Следовательно, то же необходимо констатировать и в отношении тока  $i_2$ , тождественно равному току  $i_1'$ . Поэтому наличие эквивалентного сверхпроводника в случае  $II$  никоим образом не изменяет нормального распределения магнитного поля вокруг этого тела  $T$ , что и требовалось доказать.

г. Остановимся теперь на вопросе о том, в какой мере приложимы к рассмотренным особенным случаям индуктирования тока те три формулировки закона электромагнитной индукции, о которых мы говорили до сих пор (§§ 18 и 36).

И в случае  $I$  (рис. 148) и в случае  $II$  (рис. 149) совершенно отсутствуют общие условия, при наличии которых мы могли бы иметь дело с какими-либо пересечениями магнитных линий проводником. Таким образом, первая формулировка (фарадеевская) здесь неприменима.

Далее, в обоих случаях по существу нельзя говорить о фактическом изменении внешнего магнитного потока, сцепляющегося с контуром, в котором индуктируется ток. В случае  $I$  магнитный поток внутри эквивалентного сверхпроводника  $T$  зафиксирован в нем и неизменно жестко связан с ним, всё время пронизывая любое поперечное сечение этого сверхпроводящего тела. Можно, конечно, сказать, что до размыкания рубильника  $K$  рассматриваемый поток в геометрическом отношении как бы входит в состав полного магнитного потока, распределенного в пространстве вокруг основного тока  $i_0$ . В этом чисто условном смысле магнитный поток  $\Phi_0$  внутри эквивалентного сверхпроводника  $T$  при наличии тока  $i_0$  можно назвать „внешним“ магнитным потоком, т. е. принадлежащим к внешней системе магнитных линий. В действительности же, однако, такое понимание потока  $\Phi_0$  совсем неправильно, так как с момента сообщения телу  $T$  свойства сверхпроводимости этот поток уже ни в малейшей степени не подчиняется операциям размыкания и замыкания рубильника  $K$  и полностью прекращает свою связь с током  $i_0$ . С указанного момента поток  $\Phi_0$  не должен быть учитываем при определении потока самоиндукции тока  $i_0$ . Пока ток  $i_1$  еще не возник, поток  $\Phi_0$  не имеет обычных признаков какого-либо потока самоиндукции. Это — какой-то особенный самодовлеющий магнитный поток. Лишь после размыкания тока  $i_0$  зафиксированный поток  $\Phi_0$ , не претерпевая никаких изменений, теряет геометрический признак „внешнего“ магнитного потока и превращается в поток самоиндукции  $\Phi_1$ , охватываемый индуктированным током  $i_1$ . Таким образом, можно только совершенно условно описывать явление, исходя из допущения, что при размыкании цепи основного тока  $i_0$  „внешний“ магнитный поток, находящийся в объеме эквивалентного сверхпроводника  $T$ , прекращает свое существование в виде именно „внешнего“ потока. Со всеми этими оговорками и в качестве весьма искусственного приема мыслимо допустить применение к случаю  $I$  второй (максвелловской) формулировки закона электромагнитной индукции. Но в случае  $II$  и этого сделать нельзя. Здесь полностью отсутствует какой бы то ни было магнитный поток, который пронизывал бы поперечное сечение эквивалентного сверхпроводника  $T$ . Можно утверждать, что в объеме сверхпроводника совершенно отсутствует в этом случае такого рода магнитный поток (в обычном смысле слова). Он неизменно равен нулю. Следовательно, даже чисто

условно вторая формулировка (максвелловская) не может быть применена к случаю *I*.

Что касается третьей формулировки закона электромагнитной индукции, связанной с представлением об отпочковании магнитных звеньев и нанизывания их на контур проводника, то эта формулировка в такой же степени неприменима ни к случаю *I*, ни к случаю *II*, как и первая формулировка (фарадеевская), простой перефразировкой которой она по сути дела является. Можно было бы, правда, указать, что в случае *I* мы как бы имеем предельные условия отпочкования магнитных звеньев, когда от внешнего магнитного потока не получается никакого остатка.

Итак, в отношении всех трех формулировок закона электромагнитной индукции встречаются некоторые затруднения при применении их к рассмотрению процесса индуктирования тока в особенных случаях *I* и *II* (рис. 148 и 149). Лишь с целым рядом оговорок и условных допущений можно представить себе приложимость второй и третьей формулировок в случае *I*. Но в отношении случая *II* и этого сказать нельзя. Он в полном смысле слова является *особенным случаем*.

д. Как же необходимо рассматривать условия возникновения индуктированного тока в случаях *I* и *II*? Как необходимо понимать процесс индуктирования тока на поверхности эквивалентных сверхпроводников?

В случае *I* так же, как и в случае *II*, существующие в системе магнитные линии не претерпевают никаких деформаций в связи с возникновением индуктированного тока. В обоих случаях, как это уже отмечалось раньше, индуктивный процесс происходит без каких бы то ни было преобразований магнитного потока. Нет никаких нарушений структуры магнитных линий. Те магнитные линии, которые существуют в системе после возбуждения индуктированного тока, сохраняют неизменным общее расположение, бывшее до того.

*Общим в обоих случаях является то обстоятельство, что поверхность сверхпроводника оказывается резкой границей распределения магнитных линий в пространстве.* В одном случае (рис. 148) поток  $\Phi$  внутри сверхпроводника  $T$  ограничен его поверхностью, а снаружи нет никакого магнитного поля. В другом случае (рис. 149) о поверхность сверхпроводника  $T$  как бы опирается совокупность внешних магнитных линий, не могущих проникнуть внутрь занимаемого им объема, который можно при этом рассматривать в качестве пространства, совершенно запрещенного для магнитных воздействий извне. В обоих случаях при переходе сквозь поверхность сверхпроводника вдоль нормали к данной поверхности мы встречаемся с разрывом непрерывности: по одну сторону от этой поверхности векторы  $B$  и  $H$ , касательные к ней, имеют конечное значение, а по другую сторону они внезапно становятся равными нулю. *И всё это в случаях *I* и *II* имеет место при совершенной ненарушимости формы магнитных линий, существовавших до процесса индукции и продолжающих существовать внутри или вне эквивалентного сверхпроводника  $T$  после индуктирования тока на его поверхности.*

Необходимо еще отметить, что в случае *II* (рис. 149) в значительной степени утрачивают свой обычный смысл представления об электродвижущей силе индукции и о потоке самоиндукции, который нормально охватывается током со всех сторон.

На основании всего сказанного по поводу случаев *I* и *II* (рис. 148 и 149) можно вполне определенно констатировать следующее:

1. В качестве основной причины возникновения индуктированного тока на поверхности эквивалентного сверхпроводника необходимо считать тесный контакт этой поверхности с магнитным потоком, находящимся только с одной ее стороны.

2. На поверхности сверхпроводника, оказывающейся границей распределения магнитного потока в пространстве, возникает индуктированный ток, идущий поперек касающихся этой поверхности магнитных линий.

3. Направление каждого отдельного элемента индуктированного в таких условиях тока связывается правилом правого винта (так называемым правилом штопора) с направлением магнитных линий, которые опираются о поверхность сверхпроводника или ограничиваются ею.

е. Представим себе какое-либо поперечное сечение эквивалентного сверхпроводника  $T$  для случаев  $I$  и  $II$ .

Рис. 151 соответствует случаю  $I$  (рис. 148), когда основной ток  $i_0$  уже разомкнут и магнитное поле вокруг эквивалентного сверхпроводника  $T$  совершенно отсутствует. Сквозь сечение проходит магнитный поток, который охватывается индуктированным током  $i_1$ , обтекающим поверхность сверхпроводника в направлении, показанном стрелками. Указанная поверхность, как неоднократно подчеркивалось, со всех сторон ограничивает магнитный поток, полностью расположенный внутри сверхпроводника. Иными словами, данная поверхность в случае  $I$  везде находится в непосредственном контакте с внутренним магнитным потоком.

Рис. 152 соответствует случаю  $II$  (рис. 149), когда основной ток  $i_0$  включается после того, как состояние сверхпроводимости уже успело установиться при отсутствии какого-либо магнитного поля. Магнитный

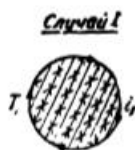


Рис. 151.

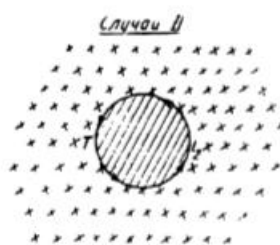


Рис. 152.

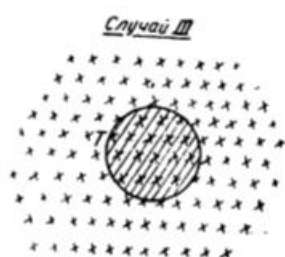


Рис. 153.

поток сквозь данное сечение равен нулю, но взамен этого всё пространство, окружающее эквивалентный сверхпроводник, заполнено потоком самоиндукции основного тока  $i_0$ . При одном и том же направлении магнитного потока, вообще принятом для обоих рис. 151 и 152 (например, от нас за плоскость чертежа), направление индуктированного тока  $i_2$  будет обратное представленному на предыдущем рис. 151, т. е. если в случае  $I$  индуктированный ток  $i_1$  направлен по часовой стрелке, то в случае  $II$  ток  $i_2$  направлен против часовой стрелки. В последнем случае поверхность сверхпроводника, также ограничивающая область распределения магнитных линий, находится в непосредственном контакте с внешним магнитным потоком.

Для более наглядного сопоставления случаев  $I$  и  $II$  рассмотрим еще случай  $III$  (рис. 153), представляющий собой как бы совмещение схем, изображенных на рис. 151 и 152. Случай  $III$  мы можем получить, если в условиях случая  $I$  (рис. 148 и 151) вновь замкнем цепь тока  $i_0$ . При

этом ток на поверхности эквивалентного сверхпроводника  $T$  прекратится. Действительно, общую картину магнитного поля, показанную на рис. 153 для случая III, мы будем иметь точно такую же и тогда, когда включим основной ток  $i_0$  до сообщения телу  $T$  свойства сверхпроводимости и только после этого подвергнем данное тело охлаждению в кипящем гелии. Никакого индуцированного тока еще не будет. Вместе с тем, замыкая ток  $i_0$  уже после того, как был осуществлен случай I, мы индуцируем на поверхности эквивалентного сверхпроводника, кроме ранее протекавшего по ней тока  $i_1$ , равный ему по абсолютной величине и обратный по направлению ток  $i_2$ , в самостоятельном виде возникающий в случае II. Результат же наложения двух равных и противоположных токов мы обычно воспринимаем как исчезновение тока.

Таким образом, в случае III (рис. 153) мы имеем в потенциальной форме две возможности. При устранении внешнего магнитного потока обнаруживается ток, обтекающий поверхность эквивалентного сверхпроводника  $T$  в одном направлении (случай I), а при отсутствии внутреннего магнитного потока обнаруживается на той же поверхности ток другого направления (случай II).

Всё происходит так, как будто бы поверхность эквивалентного сверхпроводника  $T$ , расположенного в магнитном поле, которое заполняет пространство и снаружи и внутри данного сверхпроводника (случай III, рис. 153), уже находится в каком-то особом состоянии, могущем обнаружиться либо одной, либо другой своей стороной. И это проявляется, когда бывает нарушено нормальное распределение магнитных линий, именно в зависимости от того, в каком направлении изменяется указанное нормальное распределение при переходе сквозь поверхность сверхпроводника. Повидимому, однако, подобная зависимость мыслима только в предположении, что упомянутые две возможности уже, так сказать, заложены в основе процесса, который вообще происходит в магнитном поле самом по себе, вне всякой связи с наличием какого-либо постороннего тела. Роль же эквивалентного сверхпроводника в таких условиях сводится лишь к тому, что он по своим свойствам оказывается способным содействовать расчленению и четкому выявлению каждой из двух возможностей в отдельности. Всё это в высокой степени соответствует общему характеру идеи Фарадея об особом электротоническом состоянии, которому и посвящен следующий параграф.

## § 54. Электротоническое состояние

а. Кроме ряда великих открытий, в том научном наследии, которое оставил после себя Фарадей, выдающееся место занимают три тома его „Опытных исследований по электричеству“. Здесь он собрал воедино всё, опубликованное им в связи с изучением области электричества и магнетизма. Включая в себе систематическое и точное описание многочисленных экспериментов, „Опытные исследования“ содержат, сверх того, большое количество общих соображений теоретического характера, имеющих прямое отношение к природе электрических и магнитных явлений и электрического тока, в частности. Настойчиво и упорно работая над вскрытием связи между различными физическими явлениями, Фарадей неоднократно имел повод высказать ряд ценных мыслей, мало-помалу подтверждающихся всем дальнейшим развитием науки. Мы хорошо знакомы с его фактическими достижениями, лежащими в основе

широчайшего развития практических приложений электрической энергии. Вообще говоря, хорошо известны и все другие его открытия, уже прочно вошедшие в сокровищницу физических знаний. Однако многое из того, что более или менее отчетливо было осознано Фарадеем и чего он касался, развивая свои теоретические соображения, проникнутые глубокой интуицией, до сих пор еще недостаточно понято и недостаточно отразилось на основных представлениях, с которыми оперирует современная физическая наука. В этом отношении в качестве одного из весьма ярких примеров можно указать на идею Фарадея об *электротоническом состоянии*, которое по его предположениям должно рассматриваться в качестве первопричины всего, наблюдаемого в процессе электромагнитной индукции.

На протяжении свыше 20 лет указанная идея претерпела в физическом мышлении Фарадея значительную эволюцию, так и не завершившуюся полным вскрытием того, как именно надо понимать сущность электротонического состояния. Но во всяком случае высказывания Фарадея по поводу этого особенного состояния могут служить неизменным руководством и направлять мысль всякого исследователя, пытающегося рассматривать вероятную природу явления электромагнитной индукции. Это весьма необходимо иметь в виду теперь, когда открытие сверхпроводимости дало возможность изучать электрический ток в его наиболее чистой форме, не осложненной какими-либо привходящими обстоятельствами второстепенного значения.

Касаясь в своем „Трактате об электричестве и магнетизме“ вопроса об электротоническом состоянии, Максвелл, между прочим, указывает: „Вся история этой идеи в мышлении Фарадея, как она обрисовывается в его опубликованных исследованиях, весьма достойна изучения“.<sup>1</sup> На следующих страницах мы и сделаем попытку проследить, хотя бы в самых общих чертах, как зародилась идея об электротоническом состоянии и какие последовательные метаморфозы она претерпела в научном творчестве Фарадея.

В своих исследованиях, касавшихся явления электромагнитной индукции, Фарадей уделял большое внимание основным условиям, при которых и благодаря которым это явление возникает.

С первых же шагов в указанном направлении, еще до обнаружения важной роли пересечения проводником „линий магнитной силы“ (магнитных линий), он остановился на мысли о том, что проводник, расположенный в магнитном поле и могущий подвергаться индуктивным воздействиям, уже находится в каком-то специфическом состоянии независимо от наличия перемещений данного проводника относительно внешнего магнитного поля. В основном своем мемуаре, датированном ноябрем 1831 г. и являющемся первым описанием открытия электромагнитной индукции („Опытные исследования по электричеству“, серия I), Фарадей посвятил указанному вопросу особый раздел, озаглавленный „Новое электрическое состояние или свойство материи“ (пп. 60—80). Указанный раздел он начинает словами:

„60. В то время, когда проволока подвергается вольта-электрической или магнито-электрической индукции, она, повидимому, находится в некотором особенном состоянии“.

Далее Фарадей ссылается на главнейшие обстоятельства, которые на первой стадии изучения открытого им явления казались ему доста-

<sup>1</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, § 540.

точными для обоснования предположений о существовании специфического состояния проволоки, отличающего ее от случая обычных условий. Заканчивает он п. 60 так:

„Это электрическое свойство материи не было до сих пор известно, но оно, вероятно, оказывает весьма важное влияние во многих случаях, если не в большинстве явлений, вызываемых токами электричества. По причинам, которые немедленно будут разъяснены (71), я нашел подходящим, после беседы с некоторыми учеными друзьями, назвать его *электротоническим состоянием*“.

В п. 71 Фарадей излагает ряд общих соображений по поводу предполагаемого электротонического состояния.

Фарадей снабдил данный раздел своего мемуара специальным примечанием, в котором говорит, что считал себя вынужденным включить в текст мемуара и этот раздел, так как он был предметом доклада в Королевском Обществе и о содержании его уже шла речь в Парижской Академии наук. Но, указывает Фарадей, дальнейшее обследование законов, управляющих явлением электромагнитной индукции, привело его к заключению, что они могут быть полностью разъяснены без допущения электротонического состояния. Он имеет, конечно, в виду истолкование индуктивных действий на базе представления о пересечении проводником „линий магнитной силы“ (магнитных линий). Получается впечатление, что Фарадей как бы отказывается от идеи об электротоническом состоянии. И это кажется тем более обоснованным, что описываемые им многочисленные опыты, поставленные с целью обнаружения каких-либо признаков предполагаемого особого состояния тел, помещенных в магнитное поле, не привели к положительным результатам. Необходимо всё же отметить тщательный анализ различных обстоятельств, сопровождающих или могущих сопровождать индуктивные явления, и ряд весьма интересных и смелых высказываний по вопросу об электротоническом состоянии. Между прочим, в начале п. 71 Фарадей говорит:

„Это особенное состояние, повидимому, есть некоторое состояние напряжения, и оно может быть рассматриваемо в качестве *эквивалента* току электричества...“

В этих словах совершенно отчетливо выражена мысль о том, что проводник, внесенный в магнитное поле, уже находится в особенном состоянии, которое при всяком изменении обстановки может проявиться в индуктировании тока. Но пока общие условия остаются постоянными, возможность возникновения в проводнике индуктивных эффектов остается скрытой в потенциальном виде.

Где же скрыта такая возможность? Что является носителем электротонического состояния — этого *эквивалента току электричества*? На первом этапе развития мысли Фарадей в указанном направлении речь шла главным образом о веществе металлического проводника, хотя как бы мимоходом и высказывается предположение, что электротоническое состояние может быть свойственно даже непроводникам (диэлектрикам), находящимся в магнитном поле (п. 73). Как мы увидим, в дальнейшем он определенно приходит к осознанию тесной связи электротонического состояния с самой природой „линий магнитной силы“ (магнитных линий). Таким образом, основным носителем этого состояния он в конце концов считает именно магнитное поле.

В следующем своем мемуаре, датированном январем 1832 г. („Опытные исследования по электричеству“, серия II), Фарадей уже говорит о пересечении магнитных линий проводником как о главном факторе

в процессе электромагнитной индукции и вновь указывает на отсутствие поводов к допущению электротонического состояния (п. 231). Однако некоторые колебания в этом отношении можно усмотреть в следующих словах Фарадея:

„242. Таким образом, причины, побудившие меня сделать предположение об особенном состоянии проволоки (60), отпадают; и хотя мне продолжает казаться неправдоподобным, чтобы проволока, находящаяся в покое, по соседству с другой проволокой, по которой течет сильный электрический ток, была совершенно безразлична в отношении этого обстоятельства, всё же я не осведомлен о каких-либо определенных фактах, дающих основание для заключения, что эта первая проволока находится в некотором особенном состоянии“.

В серии IX „Опытных исследований по электричеству“, посвященной рассмотрению явлений самондукции и вообще индуктивных действий электрического тока (декабрь 1834 г.), Фарадей снова возвращается к идее об электротоническом состоянии, хотя и весьма нерешительно (п. 1114). Опять вполне отдавая себе отчет в том, что пока еще не хватает достаточно определенных данных, чтобы мотивировать представление о подобном особенном состоянии, он всё же не может воздержаться от констатирования общего впечатления, говорящего в пользу существования этого состояния. Как бы в свое оправдание он прямо указывает: „I cannot resist the impression that there is some connected and correspondent effect“. (Я не могу сопротивляться впечатлению, что существует какой-то связанный и соответствующий эффект). Как это вытекает из контекста, речь идет о промежуточном состоянии системы электрических цепей за время от замыкания до размыкания тока в одной из них, причем Фарадей ссылается на пп. 60 и 242 своих предыдущих работ.

В феврале 1838 г. Фарадей представил в Королевское Общество доклад (см. серию XIII „Опытных исследований по электричеству“), посвященный главным образом рассмотрению различных видов электрического разряда в газах. Последний раздел этой работы озаглавлен „Nature of the electric current“ („Природа электрического тока“). Здесь, основываясь на известных ему опытных данных, он сопоставляет и анализирует всевозможные формы и проявления электрического тока. Он останавливается на токе обычной проводимости, на токе конвекции, на разрывном разряде, на электролитических действиях, на тепловом эффекте и в последних пунктах этого раздела, касаясь электромагнитной стороны процесса электрического тока, вновь возвращается к идее об электротоническом состоянии. Следует при этом отметить некоторый шаг вперед и своего рода эволюцию в представлениях Фарадея. Раньше он в основном предполагал наличие этого состояния в обычных металлических проводниках, находящихся в условиях, которые могут проявляться в индуктивных действиях, и только вскользь высказывал мысль (п. 73) о возможности отнесения и непроводников к разряду тел, способных приобретать указанное особенное состояние. Теперь он более решительно допускает, что и диэлектрики, находящиеся в тех же условиях, могут приобретать электротоническое состояние. В этом отношении представляют интерес пп. 1660 и 1661:

„1660. Явление индукции между токами, которое мне посчастливилось открыть несколько лет тому назад (6 и т. д., 1048), быть может, представляет собою некоторое связующее звено в группе эффектов. Когда ток сначала возникает, он стремится возбудить ток противоположного направления во всей окружающей материи; и если эта материя обладает свойством проводимости, то при над-

лежащих условиях в ней подобный ток и возбуждается. Обратное, когда основной ток прекращается, везде кругом стремится образоваться ток того же направления, и он возбуждается в случае наличия проводящей материи, соответствующим образом расположенной.

1661. Теперь, хотя мы замечаем эти эффекты в той части материи, которая, находясь по соседству, обладает свойствами проводимости, однако гипотетически можно считать вероятным, что непроводящая материя также связана с причиной возбуждения некоторой зависимостью и также испытывает ее воздействие, хотя мы еще не открыли этого. Опять и опять соотношение между проводниками и непроводниками вырисовывается не как различие качественного характера, но только как различие в степени (1334, 1603); и поэтому, на основании указанных, а также других соображений, представляется вероятным, что обстоятельства, оказывающие воздействие на проводник, будут воздействовать и на изолятор; причем быть может, возникает то, что охватывается термином — электротоническое состояние (60, 242, 1114)“.

Здесь следует особо отметить предположение Фарадея о том, что и диэлектрики способны испытывать эффект электромагнитной индукции. Именно эта весьма плодотворная идея дала возможность Максвеллу сделать широкое обобщение закона электромагнитной индукции и привела его к электромагнитной теории света.

В июне 1838 г. в докладе, посвященном природе электрических сил и соотношению между электрическими и магнитными силами (серия XIV „Опытных исследований по электричеству“), Фарадей, развивая свои мысли относительно участия промежуточной среды в передаче магнитных влияний, говорит следующее:

„1729. Мне представляется возможным поэтому и даже вероятным, что магнитное действие может быть сообщаемо на расстоянии через посредство действия промежуточных частиц, которое осуществляется способом, имеющим некоторую связь с тем, как индуктивные силы статического электричества передаются на расстоянии (1677); при этом промежуточные частицы на известное время оказываются в большей или меньшей степени в особенных условиях, которые я неоднократно (хотя и в форме весьма несовершенной идеи) характеризовал при помощи термина — *электротоническое состояние* (60, 242, 1114, 1661)“.

Обращает на себя внимание открытое признание Фарадея, что идея об электротоническом состоянии выражалась им пока еще в форме, которая самого его, видимо, не очень удовлетворяла.

В том же докладе Фарадей трактует очень важный вопрос о связи между статическим электрическим полем и магнитным полем. Он не допускает мысли об отсутствии подобной связи. Все электромагнитные процессы свидетельствуют о существовании каких-то соотношений между электричеством и магнетизмом вообще. В предполагаемом электротоническом состоянии он и склонен видеть связующее звено между указанными двумя категориями явлений. Решению вопроса о характере этой связи Фарадей придает большое значение:

„1732. Решить данный вопрос о тождественности или различии двух родов сил и установить их истинное соотношение, — было бы чрезвычайно важно. Вопрос этот представляется лежащим полностью в пределах возможностей экспериментального обследования, и сулит высокое вознаграждение тому, кто попытается его разрешить.“

1733. Я уже выражал надежду на обнаружение эффекта или обстоятельства, находящегося в таком же отношении к статическому электричеству, как магнитная сила — к текущему электричеству (1658). Если бы я был в состоянии доказать, к большому моему удовлетворению, что магнитные силы распространяют свое влияние на расстоянии при посредстве соединенного действия промежуточных частиц способом, аналогичным тому, как это происходит с электрическими силами, в таком случае я должен был бы заключить, что боковое напряжение линий индуктивного действия (1659) или что то состояние, на которое я столь часто ссылаюсь как на электротоническое состояние (1661, 1662), и представляет собой это вышеуказанное обстоятельство, имеющее отношение к статическому электричеству“.

Таким образом, по мнению Фарадея, вскрытие сущности электротонического состояния может пролить свет и на вопрос о природе „статического электричества“.

Далее следует значительный перерыв в высказываниях Фарадея по поводу электротонического состояния. Он возвращается к нему лишь в 1851 и 1852 гг. в работах, в которых он пересматривает и значительно дополняет фактический материал, относящийся к области учения о „физических линиях магнитной силы“, т. е., выражаясь современным языком, к области учения о магнитном потоке как о физической реальности.

В работе, датированной октябрём 1851 г. („Опытные исследования по электричеству“, серия XXVII), после рассмотрения ряда вопросов, касающихся общих условий, в которых протекает явление электромагнитной индукции, Фарадей говорит, между прочим:

„3172. Все описанные результаты были получены с движущимися металлами. Но одно движение само по себе не могло бы породить соотношений, которые не имели основания в некотором предварительно существовавшем состоянии; и, следовательно, покоящиеся металлы должны находиться в каком-то соотношении с активным центром сил...“

3173. Если наличие подобных условий будет в дальнейшем удостоверено экспериментом и идея электротонического состояния (60, 242, 1114, 1651, 1729) оживет и будет подтверждена, тогда тела, подобные воде, маслу, смолам и т. д., будут, вероятно, отнесены к категории тел, могущих приобретать это же состояние...“

В приведенных цитатах следует прежде всего отметить большую четкость, с которою Фарадей мотивирует необходимость допустить наличие особенного предварительного состояния металлов, подвергающихся затем индуктивным воздействиям (п. 3172). В немногих словах здесь он выражает всё то, что с известной долей нерешительности и не столь определенно высказывалось им в ряде прежних работ, когда шла речь о предполагаемом электротоническом состоянии. Далее, в п. 3173 он вновь подчеркивает, что рассматриваемое особенное состояние материи, если оно действительно существует, должно быть свойственно не только металлам, но и диэлектрикам, находящимся в магнитном поле.

Наконец, в последней своей большой работе „On the Physical Character of the Lines of Magnetic Force“ (О физическом характере линий магнитной силы, „Опытные исследования по электричеству“, том III, стр. 407—437, июнь 1852 г.) Фарадей высказывает много весьма важных суждений о природе магнитных линий и снова очень настойчиво выдвигает

гает идею об электротоническом состоянии, которая теперь приобрела несколько более законченную форму, чем это было раньше. Так, он говорит:

„3269. Взаимное соотношение магнитных силовых линий и электрической оси активности [т. е. электрического тока]<sup>1</sup> стало известным еще со времен Эрстеда и Ампера. Это, при наличии тех соображений, которые я стремился развить, позволяет нам высказать догадку или суждение, с некоторой определенной степенью вероятности, касательно природы линий магнитной силы. Я склоняюсь к мысли, что они физически существуют соответственно их аналогу, электрическим линиям; и принимая это во внимание, я далее ставлю вопрос, вероятно ли предположение, что они [магнитные линии] характеризуются динамическими условиями аналогично тому, что имеет место в отношении электрической оси [т. е. электрического тока], с которой они столь тесно и, быть может, неизбежно связаны, причем в данном случае возникала бы идея о магнитных токах [т. е. о некотором кинетическом процессе, ассоциируемом с принципиально замкнутыми контурами]; или они образованы некоторым состоянием напряжения (эфира?) вокруг электрической оси и могут быть рассматриваемы поэтому как статические по своей природе. Снова и снова меня преследует идея об *электротоническом* состоянии (60, 1114, 1661, 1729, 1733); такое состояние совпадало бы и было бы тождественно с тем, что образует физические линии магнитной силы. Другое соображение связано с тем же направлением мыслей. Я раньше отмечал, что магнитный эквивалент *статического* электричества неизвестен; действительно, если скрытое состояние электрической силы соответствует столь же скрытым условиям, определяющим магнитную силу, и если электрический ток или ось электрической активности соответствует линиям магнитной силы или осям магнитной активности, то в этом отношении ничего не известно о магнитных условиях, которые соответствовали бы статическому состоянию электрических сил (1734). Затем, если мы признаем, что физические линии магнитной силы являются токами [т. е. каким-то движением, ассоциируемым с принципиально замкнутыми контурами], то весьма неправдоподобно, чтобы подобное связующее звено отсутствовало в природе; более неправдоподобно, я полагаю, чем предположение, что магнитные условия должны зависеть от какого-то состояния напряжения; и это тем более неправдоподобно, что при последнем предположении физическое существование линий магнитной силы было бы столь же достоверно, как и в случае предыдущего предположения [о кинетической природе магнитных линий]; свойство же искривленности этих линий, признать которое, как мне кажется, столь необходимо в соответствии с действительными фактами, оказывалось бы [лишь] чем-то возможным“.

В только что цитированном п. 3269, как в своего рода фокусе, сконцентрированы и весьма лаконично, но ярко выражены основные соображения Фарадея по вопросу о природе магнитных линий и электрического тока. Общие условия, в которых протекает явление электромагнитной индукции, еще со времени его открытия непрерывно и неуклонно занимали мышление Фарадея. Проникновенный анализ всех обстоятельств, сопровождающих это явление, внушил ему в конце концов идею о том, что в самом магнитном поле имеют место некоторые условия, в скрытом

<sup>1</sup> В квадратные скобки заключены пояснения к переводу.

виде таящие в себе сущность процесса электромагнитной индукции и стоящие в непосредственной связи с природой электрического тока. Таким образом, в представлениях Фарадея „физические линии магнитной силы“ (магнитные линии) оказываются носителями каких-то скрытых свойств, имеющих прямое отношение к электрической стороне электромагнитных явлений. В этом, надо полагать, и заключается причина той настойчивости, с которою он проводит идею особенного состояния среды в магнитном поле. В этом же надо видеть и смысл введенного им термина „*электротоническое состояние*“.

По поводу всего содержания п. 3269 в целом можно конкретно сказать следующее:

1. *Здесь Фарадей полностью подтверждает неоднократно высказывавшееся им мнение о том, что магнитные линии („физические линии магнитной силы“) реально существуют.*

2. *Он ставит на первое место вопрос о природе магнитных линий.*

3. *Он считает наиболее правдоподобным предположение о динамической природе магнитных линий, т. е. о том, что они представляют собой некоторую специфическую форму движения материи.*

4. *Фарадей более решительно, чем это было прежде, выдвигает идею об электротоническом состоянии, причем идея эта уже сильно эволюционировала. Раньше он относил указанное состояние к обычной материи — металлам и диэлектрикам, находящимся в магнитном поле. Теперь же, как это совершенно ясно вытекает из всего контекста, он говорит об электротоническом состоянии как о свойстве самого магнитного поля, самих магнитных линий, вне зависимости от наличия обычной материи в пространстве, где распределены магнитные линии. Таким образом, можно определенно констатировать, что в последней стадии развития идеи об электротоническом состоянии Фарадей ассоциирует его непосредственно с магнитными линиями, как таковыми.*

5. *Он отчетливо высказывает мысль, что именно электротоническое состояние, быть может, составляет сущность физической реальности, называемой магнитной линией.*

6. *Фарадей ставит очень важный вопрос о существовании магнитного эквивалента статического электричества, иными словами, вопрос о характере соотношения между магнитным потоком и тем, что мы воспринимаем в качестве электрического заряда. Он отмечает, что в его время подобного рода „магнитный эквивалент статического электричества“ не был известен. По этому поводу следует указать, что и в настоящее время не получил своего разрешения этот поставленный еще Фарадеем вопрос о природе „статического электричества“, по существу сводящийся к вопросу об отношении структуры элементарного электрического заряда к элементарному магнитному потоку. Тут уместно будет напомнить, что в лабораторном дневнике Фарадея за 1822 г. есть запись: „Обратить магнетизм в электричество“. Можно полагать, что заключающуюся в этих словах директиву он считал лишь частично выполненной открытием электромагнитной индукции тока. В этом именно смысле и надо понимать слова Фарадея: „Другое соображение связано с тем же направлением мыслей“, непосредственно следующие в п. 3269 за его высказываниями по поводу электротонического состояния. В идее об этом особенном состоянии он, по всей вероятности, видел ключ к разрешению поставленного им весьма существенного вопроса о „магнитном эквиваленте статического электричества“.*

## § 55. Электротоническое состояние как основное свойство магнитного потока

а. При рассмотрении явлений электромагнитной индукции Максвелл касается идеи Фарадея об электротоническом состоянии и выражает мнение, что эта идея в математическом отношении эквивалентна представлению о количестве магнитных линий, охватываемых контуром некоторой цепи.<sup>1</sup> Максвелл подтверждает большую плодотворность фарадеевского метода изучения индуктивных процессов, базирующегося на учете пересечения магнитных линий проводником цепи. Как он указывает, Фарадей во второй стадии своих работ на эту тему оставил в стороне идею об электротоническом состоянии именно потому, что путем оперирования с магнитными линиями и с их пересечениями проводником оказалось возможным дать весьма простое и наглядное разъяснение общих условий, при наличии которых протекает явление электромагнитной индукции. Принимая всё это во внимание, Максвелл в дальнейшем не возвращается к вопросу об электротоническом состоянии.

Необходимо, однако, иметь в виду следующее. Как показывает приведенный выше (§ 54) краткий обзор всех высказываний Фарадея по поводу электротонического состояния (с 1831 по 1852 г.), в его мышлении представление об этом особенном состоянии охватывало собой нечто большее, чем одно лишь разъяснение самого процесса электромагнитной индукции тока. Не подлежит сомнению, что Фарадеем по существу руководило стремление наметить путь к разрешению вопроса о природе „линий магнитной силы“ (магнитных линий — элементарных составляющих магнитного потока). Об этом особенно ярко свидетельствует последнее высказывание Фарадея об электротоническом состоянии (см. п. 3269 цитированный в предыдущем § 54). К тому же стремился и Максвелл, когда подвергал анализу магнитное вращение плоскости поляризации, открытое Фарадеем.<sup>2</sup> Вступительный параграф главы своего „Трактата“, посвященной указанному вопросу, он как-раз заканчивает словами:

„Мы примем открытие Фарадея в качестве нашего исходного пункта для дальнейшего исследования, направленного к вскрытию природы магнетизма, и потому опишем явление, которое он наблюдал“. Как известно, анализируя „Магнитное действие на свет“, Максвелл, в полном согласии с предшествовавшими высказываниями по тому же поводу со стороны В. Томсона (Кельвина), пришел к заключению, что в магнитном поле мы встречаемся с вращательным движением материальной среды. При этом он высказывает мнение, что здесь речь должна идти не о вращательном движении значительных объемных участков среды в целом, а о вращении ряда элементарных порций материи вокруг их общей оси.<sup>3</sup> Всё это сближает максвелловские магнитные вихри с гельмгольцевскими вихревыми нитями в жидкости, лишенной внутреннего трения (см. § 5 главы I). Такого рода жидкость мы не можем мыслить в реальных условиях иначе, как эфир. Максвелл ссылается на соответствующие работы В. Томсона (Кельвина) и Гельмгольца, а также на ряд своих статей, посвященных вращательному движению материи в магнитном поле.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, §§ 540 и 541.

<sup>2</sup> Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, Chapter XXI — „Magnetic Action on Light“ (§§ 806—831).

<sup>3</sup> См. раздел — „On the Hypothesis of Molecular Vortices“ главы XXI максвелловского „Трактата“ (§§ 822—831).

<sup>4</sup> Philosophical Magazine. March, April and May 1861. January and February 1862.

Мы знаем (§ 54), что сам Фарадей не шел так далеко в своих соображениях, касавшихся природы магнитного поля. Он ограничился общим указанием на правдоподобность предположения, что в „физических линиях магнитной силы“ (магнитных линиях) мы имеем дело с некоторой формой движения, имеющего тесную связь с тем движением электрического характера, которое принято называть электрическим током и которое при примитивном понимании этого процесса описывается как простое перемещение электрических зарядов.

Основываясь на всем том, что было уже сказано в настоящей книге по вопросу о природе магнитного потока (см. Главу I, §§ 3—5, Главу IV, § 30), и считая наиболее вероятным, что соображения Максвелла по этому поводу имеют непосредственное отношение к реальным процессам, происходящим в магнитном поле, мы в дальнейшем, касаясь значения идеи Фарадея об электротоническом состоянии, будем исходить из предположения, что каждая элементарная магнитная линия действительно является вихревой нитью в эфире. Мы будем считать равнозначными термины „магнитная линия“ и „магнитный вихрь“.

6. Вернемся теперь к рассмотрению эквивалентных сверхпроводников (§ 53, рис. 148, 149, 151—153).

В настоящее время мы еще не располагаем достаточными данными для того, чтобы вполне достоверно решить вопрос о направлении реального вихревого движения, которое должно быть ассоциируемо с магнитными линиями. Весьма вероятно, что оно совпадает с направлением течения отрицательного электричества в так называемой намагничивающей катушке. Однако ради удобства будем условно считать, что направление вихревого движения совпадает с направлением, номинально принимаемым за положительное в процессе электрического тока, т. е. допустим, что правило правого винта (правило штопора) имеет отношение к вихревым движениям, свойственным всякому магнитному потоку.

При указанном допущении, в случае I (рис. 151 направление тока  $i_1$ , обтекающего поверхность эквивалентного сверхпроводника  $T$ , будем считать полностью согласованным с вихревым движением в магнитных линиях, охватываемых рассматриваемой трубчатой поверхностью. В данных условиях это будет движение по часовой стрелке. Если магнитных вихрей в объеме эквивалентного сверхпроводника нет, а его трубчатая поверхность ограничивает внешний магнитный поток того же направления, что и внутренний магнитный поток в случае I, то получается случай II (рис. 152), когда индуктированный ток  $i_2$  направлен против часовой стрелки.<sup>1</sup> Таким образом, на границе двух групп магнитных вихрей (внутренних и внешних), что мы имеем в случае III (рис. 153), не будет обнаруживаться никакого „индуктированного“ тока: противоположно направленные токи  $i_1$  и  $i_2$  как бы накладываются один на другой и компенсируют друг друга во всех своих внешних проявлениях.

В случаях I, II и III (рис. 151, 152 и 153) роль эквивалентного сверхпроводника  $T$ , надлежащим образом расположенного, сводилась в основном к тому, что он был способен замещать любую трубку магнитной индукции, которую можно мысленно выделить из всего магнитного потока, связанного с некоторым током  $i_0$ , протекающим по какой-либо обычной цепи (рис. 148 и 149). При этом нисколько не нарушалось нормальное распределение магнитных вихрей в поле тока  $i_0$ . Вместе

<sup>1</sup> Но этот же ток  $i_2$  называется направленным по часовой стрелке, если мы рассматриваем его отдельные элементы по отношению к внешним магнитным вихрям, принадлежащим к эквивалентному сверхпроводнику  $T$ .

с тем эквивалентный сверхпроводник давал возможность вскрывать и, так сказать, обнажать то, что происходит на трубчатой поверхности, ограничивающей некоторый магнитный поток, т. е. совокупность магнитных вихрей (магнитных линий). Это и проявлялось в форме „индуктированного“ тока  $i_1$  (случай I) или  $i_2$  (случай II), обтекавшего поверхность эквивалентного сверхпроводника, когда она оказывалась границей распределения магнитного поля (рис. 151 и 152).

Мы уже указывали в конце § 53, что всё это заставляет предположить наличие в магнитном поле, самом по себе, особенного состояния или особенных условий. в скрытом виде таящих в себе две возможности: случай I и случай II. Подобного рода предположение полностью соответствует существу мыслей Фарадея о том, что индуктирование тока должно обуславливаться *предварительным* существованием в данной системе специфического состояния, которое он и назвал электротоническим. Мы видели далее, что в конце концов Фарадей мыслил электротоническое состояние как свойство, присущее самому магнитному потоку (см. п. 3269 в предыдущем § 54).

Максвелловское представление о магнитных вихрях позволяет высказать некоторые соображения в развитие идеи об электротоническом состоянии. Действительно, вихревое движение, происходящее в любой трубке магнитной индукции, включает в себе пространственные перемещения соответствующей физической реальности (эфира) в направлениях, поперечных оси трубки. На поверхности трубки магнитной индукции указанные элементарные перемещения, будучи согласованными в своих направлениях, в целом образуют своего рода обтекание данной трубчатой поверхности подобно тому, что мы имели при обтекании поверхности эквивалентного сверхпроводника током  $i_1$  (случай I, рис. 148 и 151) или током  $i_2$  (случай II, рис. 149 и 152).

Если сделать еще один шаг дальше в смысле сближения тех процессов, которые происходят на поверхности некоторой трубки магнитной индукции и на поверхности эквивалентного сверхпроводника, могущего замещать эту трубку, то остается только допустить, что по существу оба указанных процесса представляют собой как бы одно и то же. В качестве возможного различия, не имеющего, впрочем, особо важного значения, необходимо указать на известную вероятность того, что на поверхности эквивалентного сверхпроводника в большей или меньшей степени происходит увлечение элементарных электрических зарядов со стороны магнитных вихрей. Быть может, однако, такого рода увлечение начинается только тогда, когда магнитная сила поля превосходит критическое значение и в связи с этим свойство сверхпроводимости нарушается или же когда данное свойство исчезает под влиянием изменения чисто внешних обстоятельств, обуславливавших надлежащую низкую температуру проводника. Во всяком случае всё это не играет основной роли. Суть же дела в том, что выдвигается гипотеза о *принципиальной тождественности процессов, происходящих на поверхности эквивалентного сверхпроводника и на той же (в геометрическом смысле) поверхности, когда она просто ограничивает соответствующую совокупность магнитных линий независимо от наличия посторонних тел в магнитном поле.*

Если всё сказанное имеет отношение к рассматриваемым явлениям, то необходимо притти к заключению, что каждый элементарный магнитный вихрь (магнитная линия) и каждая совокупность подобных вихрей, т. е. любая трубка магнитной индукции вообще, по своей природе включают в себе процесс, которому мы должны приписать электри-

ческий характер в такой же степени, как и токам  $i_1, i_2$ , индуктируемым в надлежащих условиях на поверхности эквивалентного сверхпроводника (случай I и II, рис. 151 и 152). Тогда до известной степени выясняется смысла термина „*электротоническое состояние*“, которым Фарадей, повидимому, хотел подчеркнуть, что в каждой точке магнитного поля мы уже встречаемся в скрытом виде с какими-то условиями, непосредственно относящимися к *электрическим* явлениям и могущим вскрываться в форме индуктированного *электрического* тока. Это именно обстоятельство было отмечено нами и раньше (§ 53).

С развиваемой точки зрения представляет интерес сопоставление двух высказываний Фарадея по поводу электротонического состояния, приведенных выше в предыдущем § 54:

1. „Это особенное состояние... может быть рассматриваемо как эквивалент току электричества... (п. 71).“
2. Снова и снова неотступно меня преследует идея об *электротоническом* состоянии (60, 1114, 1661, 1729, 1733); такое состояние совпадало бы и было бы тождественно с тем, что образует физические линии магнитной силы...“ (п. 3269).

Итак, принимая во внимание всю совокупность высказываний Фарадея об электротоническом состоянии, а также придерживаясь установок Максвелла по вопросу о природе магнитного поля, мы можем считать весьма правдоподобным следующее определение этого особенного состояния:

*Электротоническое состояние есть основное свойство всякого магнитного потока, присущее ему в связи с тем, что элементарные трубки магнитной индукции (магнитные линии) представляют собой вихревые нити в эфире, причем это вихревое движение эквивалентно электрическим токам, обтекающим ось каждой подобной трубки в пределах всего ее объема.*

в. При таком расширенном толковании понятия об электрическом токе может возникнуть вопрос от том, не следует ли в случае применения закона магнитодвижущей силы учитывать также и процессы, происходящие в объеме каждого отдельного магнитного вихря и эквивалентные электрическим токам. Необходимо, однако, принять во внимание, что эти процессы, имеющие характер каких-то чисто *внутренних* элементарных токов, с рассматриваемой точки зрения составляют органически неотъемлемую часть строения магнитных вихрей (магнитных линий) и не могут быть мыслимы обособленно от магнитных вихрей. Совокупность же этих магнитных вихрей, будучи распределенной по всему пространству, занятому магнитным полем, представляет собой основной источник тех свойств, которыми обладает данное поле. Магнитная сила  $H$  есть лишь одно из проявлений магнитных вихрей. Опирируя с магнитной силой, мы уже учитываем то, что происходит в самих магнитных вихрях. Вследствие этого нет никаких причин к тому, чтобы предположение о существовании элементарных вихревых токов или некоторого их эквивалента влекло за собой необходимость какого-либо изменения обычной формулировки закона магнитодвижущей силы. Здесь под полным электрическим током, сцепляющимся с контуром интегрирования, нормально принято подразумевать сумму токов, *внешних* по отношению к каждой магнитной линии рассматриваемого поля.

г. В заключение настоящего § 55 считаем целесообразным, в виде дополнения к сказанному выше и отчасти в виде повторения, дать еще несколько пояснений по поводу значения фарадеевской идеи об электротоническом состоянии.

Прежде всего коснемся процесса электромагнитной индукции тока. С точки зрения, учитывающей существование этого особенного состояния, индуктивный процесс можно рассматривать не как возникновение какого-то по существу нового явления, а как известное обнаружение того, что в скрытом виде уже происходит в каждой элементарной составляющей магнитного потока и что следует понимать именно как электротоническое состояние, свойственное всякому магнитному потоку. При нормальном распределении магнитного потока, когда система составляющих его магнитных линий (магнитных вихрей) находится в некотором равновесии, скрытые движения, имеющие характер вихревых токов в пространстве, взаимно компенсируются в отношении внешних проявлений, и мы их не воспринимаем в качестве ясно выраженных электрических токов. Но при всяком нарушении нормального распределения магнитного потока нарушается и взаимное уравновешивание элементарных вихревых токов в магнитном поле. Это сопровождается преимущественным выявлением одного из двух противоположных направлений „электрического“ движения на границе раздела областей пространства с различным распределением магнитных линий, т. е. более или менее резко различающихся в смысле интенсивности электротонического состояния. Указанное обстоятельство, как мы видели, весьма отчетливо обнаруживается на поверхности сверхпроводников вследствие их особенных свойств в отношении магнитного потока (случай I и II, рис. 151 и 152). Есть полное основание предполагать, что подобное же нарушение нормального распределения магнитного потока, хотя и не могущее развиваться до предела, наблюдаемого только в случае сверхпроводников, представляет собой истинную причину индуктирования электрического тока и во всех вообще случаях, когда имеет место относительное перемещение обычных проводников и магнитного потока. Повидимому, и здесь суть дела в согласованном выявлении какого-либо одного (в зависимости от обстановки) направления уже существующих в магнитном поле вихревых токов, по самой природе вещей входящих в состав структуры элементарных трубок магнитной индукции (магнитных линий). И такое „индуктирование“ тока в обычной проводящей цепи всегда осложняется возникновением движения электронов, ионов и всяких иных мыслимых в настоящее время элементарных носителей электрического заряда. Вместе с тем необходимо также иметь в виду и важную роль электрического смещения в процессе всякого электрического тока (см. § 63).

Далее скажем еще несколько слов касательно связи электричества и магнетизма. Речь идет не о математических соотношениях, характеризующих эту связь и прочно установленных благодаря трудам многих крупнейших ученых, которые теоретически и экспериментально изучали область электромагнетизма со времен открытия Эрстедом основного электромагнитного явления (1820 г.). Можно без всякого преувеличения сказать, что математическая теория электромагнитного поля представляет собою одно из наиболее блестящих достижений науки. Однако до сих пор остается открытым вопрос о самой природе связи электрического и магнитного полей, входящих во всякое электромагнитное поле как его составные части. Необходимо признать, что в этом отношении до сих пор существуют лишь кое-какие намеки и предположения, но чего-либо более или менее строго установленного и общепризнанного еще нет. Мы, например, совершенно не осведомлены, как именно протекает процесс преобразования энергии магнитного потока в энергию электрического поля и обратно (см. §§ 65 и 66). Между тем, такого рода преобразования мы должны констатировать во многих электромагнитных

процессах и, вообще говоря, в совершенстве владеем математическим аппаратом, описывающим внешнюю сторону этих преобразований. Сущность же того, что при этом происходит, пока еще не известна. Надо полагать, что именно фарадеевская идея об электротоническом состоянии может послужить некоторым руководством при разрешении естественно возникающей общей проблемы о природе магнитного и электрического полей и об истинном характере их соотношения.

Наконец, необходимо еще раз отметить, что до сих пор мы практически ничего не знаем, в какой зависимости находятся между собой структура элементарной составляющей магнитного потока (элементарной трубки магнитной индукции, т. е. реально существующей магнитной линии) и структура элементарного электрического заряда. Так как вся область электромагнетизма неопровержимо свидетельствует о теснейшей связи электрических и магнитных явлений и об их постоянных взаимодействиях, то отсюда должно вытекать, что есть нечто общее и единое в структуре электрического заряда и магнитного потока (см. §§ 59—61). Если бы эти физические реальности, обычно кажущиеся нам обособленными и иногда даже противоположаемые, действительно не имели ничего общего, то никакое их взаимное влияние не было бы в состоянии как-либо осуществляться. Только соображениями такого порядка можно объяснить то обстоятельство, что Фарадей в свое время ставил *вопрос о магнитном эквиваленте статического электричества*. И не случайно, конечно, Фарадей связывал этот вопрос именно с представлением об электротоническом состоянии (см. приведенный в § 54 п. 3269 из „Опытных исследований по электричеству“).

### § 56. Параллельное соединение сверхпроводящих цепей

Ознакомление с явлениями сверхпроводимости (§§ 50—53) логически привело нас к рассмотрению фарадеевской идеи об электротоническом состоянии. В связи с этим мы сделали попытку несколько углубиться в подлинное содержание указанной идеи, лишь в общих чертах охарактеризованной самим Фарадеем. Мы исходили из того обстоятельства, что изучение сверхпроводимости вполне определенно свидетельствует о весьма важной роли потока самоиндукции в процессе всякого электрического тока. Продолжим теперь обследование с этой точки зрения еще некоторых случаев электрического тока в сверхпроводящих цепях.

Совершенно своеобразный и в значительной степени необычайный характер электрокинетического процесса, называемого „электрическим током“, мы имеем и в случаях параллельного соединения сверхпроводящих ветвей. Представим себе, например, две сверхпроводящие ветви (рис. 154), включенные параллельно в какую-либо внешнюю цепь между точками *A* и *B*. Допустим, что коэффициенты самоиндукции этих ветвей будут соответственно  $L_1$  и  $L_2$ . Сначала в рассматриваемой цепи в целом и в параллельных ветвях, в частности, нет никакого тока. Затем замыканием некоторого рубильника во внешней цепи установим в неразветвленной части ее ток, сила которого равна  $i_0$ . Спрашивается: как этот ток  $i_0$  разделится между двумя параллельными сверхпроводящими ветвями? Мы хорошо знаем решение этого вопроса для случая ветвей с сопротивлением, не равным нулю. При наличии же сверхпроводящих ветвей мы не будем в состоянии разрешить задачу о разветвлении тока иначе, как путем прямого или косвенного оперирования с магнитным потоком самоиндукции. Проще

всего можно рассуждать следующим образом. Полный магнитный поток, сцепляющийся с контуром, который состоит из рассматриваемых двух сверхпроводящих ветвей, вначале был равен нулю. Этот поток и в дальнейшем должен сохранять то же значение, т. е. всегда и неизменно мы будем иметь

$$\Phi_0 = L_1 i_1 - L_2 i_2 = 0,$$

какие бы токи в ветвях ни установились в связи с разветвлением тока  $i_0$ . Знак минус (—) в приведенном соотношении объясняется тем, что в сверхпроводящем контуре с токами  $i_1$  и  $i_2$  некоторое одно направление принято за положительное. Представим это соотношение в таком виде:

$$L_1 i_1 = L_2 i_2,$$

откуда получаем

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{L_2}{L_1},$$

т. е. в рассмотренном случае параллельного соединения двух сверхпроводящих ветвей в них устанавливаются токи, обратно пропорциональ-

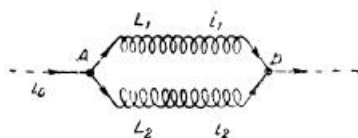


Рис. 154.

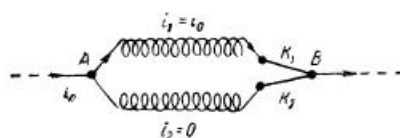


Рис. 155.

ные коэффициентам самоиндукции этих ветвей. Однако это не есть исчерпывающий ответ на вопрос о распределении тока при параллельном соединении сверхпроводников. Характер разветвления токов может оказаться совершенно иным, если мы изменим порядок замыкания цепи.

На рис. 155 представлены две параллельные сверхпроводящие ветви, которые будем считать точно такими же, как и изображенные на предыдущем рис. 154, но только с одной стороны (справа, например) эти ветви могут соединяться при посредстве специальных рубильников  $K_1$  и  $K_2$ . Допустим, что указанные рубильники  $K_1$  и  $K_2$  выполнены исключительно из сверхпроводящих частей, так что замкнутый контур, образуемый параллельными ветвями, полностью состоит поперемью из сверхпроводников. Представим себе теперь, что рубильник  $K_2$  сначала разомкнут. Замыканием внешней цепи установим какой-либо ток  $i_0$ , который полностью пройдет через первую ветвь и через предварительно уже включенный рубильник  $K_1$ . Затем замкнем рубильник  $K_2$ , благодаря чему и вторая ветвь окажется приключенной к двум точкам  $A$  и  $B$ . Следует вообще иметь в виду, что в случае отсутствия каких-либо индуктивных процессов все точки сверхпроводника, по которому течет установившийся электрический ток, всегда принципиально имеют один и тот же потенциал. В связи с этим в рассматриваемом случае разность потенциалов между точками  $A$  и  $B$  равна нулю. Приключение к данным точкам второй ветви не должно вызвать возникновения в ней какого-либо электрического тока, т. е. мы будем иметь

$$i_2 = 0.$$

К тому же заключению можно прийти и путем рассмотрения потока самоиндукции, который связан со сверхпроводящим замкнутым контуром, образованным соединенными вместе ветвями, первой и второй. Действительно, когда при разомкнутом рубильнике  $K_2$  ток  $i_0$  проходил по первой ветви, с нею сцеплялся поток самоиндукции

$$\Phi_s = L_1 i_0.$$

После замыкания рубильника  $K_2$  этот магнитный поток оказывается зафиксированным благодаря сверхпроводящему контуру, который его охватывает, так что имеем

$$\Phi_s = L_1 i_0 = \text{Const.}$$

Но тот же магнитный поток может быть выражен и через токи  $i_1$  и  $i_2$ :

$$\Phi_s = L_1 i_1 - L_2 i_2.$$

Таким образом, получаем уравнение

$$L_1 i_1 - L_2 i_2 = L_1 i_0.$$

Вместе с тем имеем второе уравнение

$$i_0 = i_1 + i_2.$$

Решением этих двух уравнений будет

$$\begin{aligned} i_1 &= i_0, \\ i_2 &= 0. \end{aligned}$$

Итак, распределение токов в системе несколько не изменится после замыкания рубильника  $K_2$ .

Мы могли бы поступить и иначе. Сначала при разомкнутом рубильнике  $K_1$  и включенном рубильнике  $K_2$  устанавливаем ток  $i_0$ , а затем включаем рубильник  $K_1$ . В таком случае мы получим

$$\begin{aligned} i_1 &= 0, \\ i_2 &= i_0. \end{aligned}$$

Наконец, исходя из состояния системы, изображенного на рис. 155, мы можем немного ослабить ток  $i_0$ , соответствующим образом регулируя добавочное сопротивление во внешней части цепи (не показанное на рис. 155). Тогда, основываясь на соотношении

$$L_1 i_1 - L_2 i_2 = \Phi_s = \text{Const.},$$

мы должны будем утверждать, что действительное направление токов в ветвях будет такое, как это указано стрелками на рис. 156: несколько уменьшившийся ток  $i_1$  продолжает течь от точки  $A$  к точке  $B$ , а вновь возникший ток

$$i_2 = \frac{L_1 i_1 - \Phi_s}{L_2}$$

будет течь от точки  $B$  к точке  $A$ .

Вообще же, надлежащим образом оперируя рубильниками  $K_1$  и  $K_2$  в начальной стадии установления тока и затем по произволу изменяя силу тока  $i_0$  при обоих включенных рубильниках, мы можем получить

любое заданное наперед соотношение между силами токов  $i_1$  и  $i_2$ , протекающих по двум параллельным сверхпроводящим ветвям. Всё это весьма дисгармонирует с нашими обычными представлениями об электрических токах и их возможных разветвлениях.

Рассматривая случай разветвления тока, схематически изображенный на рис. 155, мы не делали никаких ограничений в отношении геометрических размеров каждой из сверхпроводящих ветвей. Для того чтобы с наибольшей наглядностью продемонстрировать совершенно необычный характер прохождения тока в подобных случаях, можно довести до предела различие двух параллельных сверхпроводящих путей тока. Допустим, что первая сверхпроводящая ветвь (рис. 157) представляет собой сколь угодно длинный провод, вторая же ветвь между точками

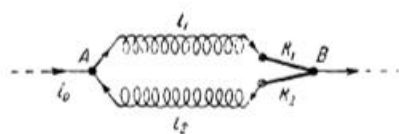


Рис. 156.

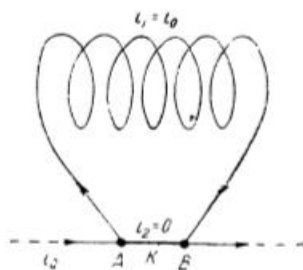


Рис. 157.

$AB$  сведена к одному лишь сверхпроводящему рубильнику, который может коротко замыкать первую ветвь. Поступаем так же, как это мы делали применительно к схеме, изображенной на рис. 155. Сначала рубильник  $K$  разомкнут. Замыканием внешней цепи устанавливаем ток  $i_0$ , который пройдет через длинную ветвь, так что будем иметь:

$$i_1 = i_0.$$

Затем замыкаем рубильник  $K$ . Ничто при этом не изменится в отношении распределения тока. Ток  $i_0$  попрежнему будет полностью протекать лишь через длинную ветвь, а через коротко замыкающий рубильник  $K$  никакой ток не пройдет. Иными словами получаем:

$$\begin{aligned} i_1 &= i_0, \\ i_2 &= 0. \end{aligned}$$

И это будет происходить именно так, несмотря на то, что между точками  $A$  и  $B$  электрическому току предоставляется сколь угодно короткий путь через рубильник  $K$ , сопротивление которого равно нулю, в то время как первая ветвь, берущая на себя весь ток  $i_0$ , может состоять из тонкого проводника чрезвычайно большой и совершенно произвольной длины (хотя бы, например, в сотни или тысячи километров).

По поводу случаев разветвления тока, представленных на рис. 154—157, можно снова повторить то, что было уже сказано в § 52 (по поводу схем, изображенных на рис. 134—139).

Если электрический ток в сверхпроводниках осуществляется движением тех же электронов, которыми, согласно современным представлениям, обусловлена обычная металлическая проводимость, то необходимо признать, что в рассмотренных случаях сверхпроводимости

проявляются какие-то неизвестные доселе и весьма удивительные свойства электронов. *Путь их прохождения полностью зависит от потока самоиндукции, т. е. от обстоятельств, внешних по отношению к проводнику.* При известных условиях эти электроны могут оказаться не в состоянии перемещаться по кратчайшему расстоянию между точками  $A$  и  $B$  (рис. 157), хотя сверхпроводник на этом пути сам по себе обладает теми же физическими свойствами, что и на сколь угодно длинном пути действительного прохождения тока. Эти электроны ведут себя как совершенно несамостоятельные и несвободные. Они как-то подчиняются потоку самоиндукции, двигаясь только по пути, разрешаемому им этим магнитным потоком. Распределение потока самоиндукции в системе сверхпроводников является главным фактором, определяющим условия прохождения электрического тока.

Общий вывод из всего этого может быть только такой:

*В процессе электрического тока движение элементарных электрических зарядов не играет той основной роли, которая обычно приписывается этому движению.*

### § 57. Энергетические процессы в сверхпроводящих цепях

а. Для более полного ознакомления со свойствами сверхпроводящих цепей представляется целесообразным остановиться еще на рассмотрении тех энергетических процессов, которые

могут совершаться в системе такого рода цепей. Электрическое сопротивление сверхпроводников равно нулю. Поэтому о возникновении в них джоулева тепла говорить не приходится. Возможны только энергетические процессы электромагнитного характера, т. е. процессы, связанные с явлением электромагнитной индукции и с движениями частей системы сверхпроводящих цепей под влиянием электромагнитных сил.

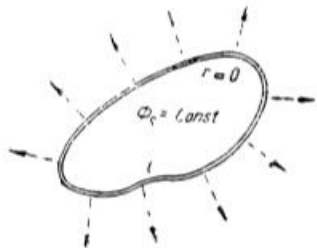


Рис. 158.

по которой протекает ток (рис. 158). В этом случае действие электромагнитной силы будет проявляться в стремлении увеличить размеры контура цепи, растянуть его и сделать охватываемую им площадь возможно больше. Соответствующими стрелками на рис. 158 показаны отдельные составляющие электромагнитной силы, приложенные к различным участкам контура. Такое действие электромагнитной силы вытекает из существования бокового распора магнитных линий, образующих поток самоиндукции. Если контур не жесткий и возможно его деформирование, то он и растянется, приняв форму круга. В связи с увеличением охватываемой им площади возрастает также коэффициент самоиндукции  $L$ , зависящий, как известно, только от геометрических размеров и конфигурации контура. Но магнитный поток, связанный со сверхпроводящей цепью, измениться не может. Количество магнитных линий, пронизывающих данный контур, остается постоянным:

$$\Phi_s = \text{Const.}$$

Увеличение же коэффициента самоиндукции в рассматриваемом случае должно сопровождаться уменьшением силы тока  $i$ , так как

$$i = \frac{\Phi_s}{L}.$$

Вместе с тем уменьшается и электрокинетическая энергия, равная

$$T_e = \frac{1}{2} Li^2 = \frac{1}{2} \Phi_s i,$$

как это вытекает также из общих соображений. Дело в том, что при отсутствии какого бы то ни было постороннего источника энергии работа электромагнитных сил может совершаться только за счет собственного запаса энергии в системе.

Представляет некоторый интерес вопрос о том, как в данном случае осуществляется процесс электромагнитной индукции, который несомненно здесь имеет место вследствие происходящих в системе изменений. Исходя из второй (максвелловской) формулировки закона электромагнитной индукции, можем написать

$$e = -\frac{d\Phi_s}{dt} = -\frac{d(Li)}{dt} = -L\frac{di}{dt} - i\frac{dL}{dt} = e_s' + e_s'' = 0,$$

где

$$e_s' = -L\frac{di}{dt},$$

$$e_s'' = -i\frac{dL}{dt}.$$

Отсюда, конечно, вытекает

$$e_s' = -e_s''.$$

Полная электродвижущая сила самоиндукции ( $e_s$ ), возникновения которой можно было ожидать в связи с происходящими в цепи изменениями, оказывается равной нулю по причине постоянного сохранения величины  $\Phi_s$ . С внешней стороны всё обстоит так, как будто бы совершенно отсутствует какая-либо индуктированная электродвижущая сила. Однако это только так кажется. В действительности же в рассматриваемом сверхпроводящем контуре одновременно появляются две составляющие  $e_s$ , именно  $e_s'$  и  $e_s''$ , равные по абсолютной величине и обратные по знаку. В данных условиях они раздельно не могут быть обнаружены и всегда в точности компенсируют одна другую.

Указанные электродвижущие силы всё же могут быть обследованы, каждая в отдельности, если в нашем распоряжении имеется цепь тех же геометрических размеров, что и сверхпроводящий контур, но обладающая конечным электрическим сопротивлением ( $r > 0$ ). В подобной несверхпроводящей цепи ток  $i$  приходится поддерживать при помощи некоторого генератора. Контур такой цепи будет, конечно, подвергаться воздействию тех же сил, стремящихся его деформировать, как это было рассмотрено в отношении сверхпроводящего контура (рис. 158). Здесь можно представить себе два случая.

Случай первый. Контур жесткий и потому не может деформироваться под влиянием растягивающих его сил электромагнитного характера. Следовательно, для этого контура:

$$L = \text{Const.}$$

Допустим, что сначала действующая в данном контуре посторонняя электродвижущая сила постоянна, а возбуждаемый ею ток  $i$  уже

установился и не изменяется. Затем начнем уменьшать указанную электродвижущую силу. В связи с этим и ток начнет ослабевать, т. е.

$$\frac{di}{dt} < 0.$$

Возникающая электродвижущая сила самоиндукции будет

$$e_s' = -L \frac{di}{dt} > 0.$$

Электродвижущая сила  $e_s'$  направлена в ту же сторону, что и основная (внешняя) электродвижущая сила, возбуждавшая ток, и легко может быть констатирована опытным путем, так как благодаря ее наличию внешняя электродвижущая сила в каждый данный момент времени будет меньше, чем это требуется падением напряжения  $ri$ . Электродвижущая сила самсиндукции  $e_s'$  в рассматриваемых условиях стремится поддержать силу тока неизменной. Точно такой же характер носит и указанная выше первая составляющая полной электродвижущей силы самоиндукции  $e_s$  в сверхпроводящем контуре.

Случай второй. Контур не жесткий и будет деформироваться благодаря действующим на него электромагнитным силам, причем его коэффициент самоиндукции увеличивается. Предположим, что при помощи соответствующей регулировки основной электродвижущей силы ток в цепи всё время поддерживается неизменным:

$$i = \text{Const.}$$

Теперь имеем:

$$\frac{dL}{dt} > 0$$

$$e_s'' = -i \frac{dL}{dt} < 0.$$

Внешняя электродвижущая сила должна будет преодолевать обратную электродвижущую силу самоиндукции  $e_s''$ . Для поддержания тока  $i$  неизменным окажется необходимым соответственно увеличивать внешнюю электродвижущую силу, в чем возможно убедиться на опыте путем надлежащих измерений. В этом случае мы будем иметь дело с такой же электродвижущей силой, как и вторая составляющая полной электродвижущей силы самоиндукции, возбуждаемая в сверхпроводящем контуре при его растяжении.

Таким образом, в деформирующемся сверхпроводящем контуре следует признать наличие двух равных по абсолютной величине и обратных по знаку индуктированных электродвижущих сил, которые обуславливаются происходящими в системе изменениями общих электромагнитных условий, хотя поток самоиндукции и сохраняется строго постоянным.

Мы еще не умеем в достаточной степени всесторонне использовать представление об электротоническом состоянии (§ 55) при описании явлений электромагнитной индукции. Можно, однако, отметить следующее обстоятельство. При растяжении сверхпроводящего контура ток в нем ослабевает, надо полагать, в непосредственной зависимости от того, что магнитная индукция в поле потока самоиндукции уменьшается у самой поверхности сверхпроводника, ограничивающей область пространства этого потока.

Всё, что мы говорили о растягиваемом сверхпроводящем контуре, можно применить и к обратному случаю, когда контур подвергается сжатию под действием внешних механических сил. Работа этого сжатия, совершаемая внешним деятелем, будет сопровождаться одновременным увеличением электрокинетической энергии системы за счет того же внешнего деятеля, преодолевающего боковой распор магнитных линий потока самоиндукции. Вместе с тем рассмотренные выше две составляющие индуктированной электродвижущей силы,  $e_1'$  и  $e_2''$ , имеют место и в данном случае, но только знаки их становятся обратными тому, что было при растяжении сверхпроводящего контура.

6. Ввиду принципиально важного значения энергетических процессов, могущих протекать в описанном выше случае одного сверхпроводящего контура (рис. 158), весьма поучительно будет прибегнуть к рассмотрению механической аналогии, представляющей собою дальнейшее развитие более простого случая механической системы, на которой мы останавливали наше внимание в § 22 Главы III.

Представим себе некоторую вращающуюся систему (рис. 159), в основном подобную обычному центробежному регулятору и состоящую из двух массивных шаров  $m$ , закрепленных на концах стержней  $AB$  и  $AD$ . Эти стержни вместе с двумя другими стержнями  $CB$  и  $CD$  образуют параллелограм с шарнирными соединениями в точках  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$ . Шарнир  $A$  прочно связан с осью  $OO'$ . Вдоль этой оси может свободно скользить вверх или вниз втулка  $S$ , несущая на себе соответственным образом выполненный шарнир  $C$ . Положение скользящего шарнира  $S$  определяется той или иной установкой вилки  $G$ , охватывающей край небольшого диска, которым заканчивается внизу этот скользящий шарнир  $S$ . Вилка  $G$  связана тягой  $GH$  с точкой  $H$ , сохраняющей неподвижное положение при некотором неизменном режиме вращения системы.

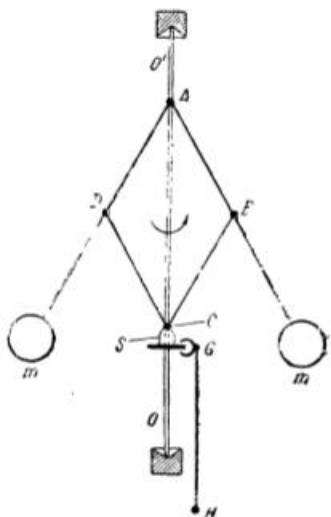


Рис. 159.

Если данная система вращается вокруг оси  $OO'$  с угловой скоростью  $\omega$  и момент инерции ее есть  $I$ , то она обладает кинетической энергией

$$T_m = \frac{1}{2} I \omega^2.$$

Предположим теперь, что в рассматриваемой системе полностью отсутствуют какие бы то ни было трения, могущие вызвать рассеяние сообщенной ей энергии вращательного движения.

В таком случае момент количества движения в этой системе не может как-либо измениться и сохраняется постоянным независимо от того, подымается или опускается скользящий шарнир  $S$ , перемещающийся вдоль оси  $OO'$ . Обозначая этот момент количества движения через  $Q$  (по некоторым причинам отступаем от обычно принятого в механике буквенного символа), мы можем, следовательно, написать:

$$Q = I\omega = \text{Const.}$$

Величина  $Q$  является аналогом магнитного потока  $\Phi_s$ , охватываемого сверхпроводящим контуром (рис. 158) и подчиняющегося подобному же соотношению:

$$\Phi_s = Li = \text{Const.}$$

Угловая скорость  $\omega$  есть аналог силы тока  $i$ . Соответственно, момент инерции  $I$  есть аналог коэффициента электромагнитной инерции, т. е. коэффициента самоиндукции  $L$ . И подобно тому, как величина  $L$  есть функция геометрических размеров и формы контура цепи, величина  $I$  в рассматриваемых условиях будет зависеть только от конфигурации данной вращающейся системы, т. е. от положения скользяна  $S$  на оси  $OO'$ .

Кинетическая энергия этой материальной системы по своей форме ( $\frac{1}{2} I \omega^2$ ) подобна электрокинетической энергии цепи тока ( $\frac{1}{2} Li^2$ ).

Вращающий момент  $R$ , могущий изменять угловую скорость  $\omega$ , есть аналог электродвижущей силы  $e$ , которую мы трактуем в качестве причины, могущей изменять силу тока  $i$ .

Механическая связь скользяна  $S$  с некоторой точкой  $H$ , осуществляемая при посредстве стержня  $GH$  и обуславливающая ту или иную степень раздвижения шаров  $mm$ , является аналогом того ограничения магнитного потока  $\Phi_s$ , которое осуществляется сверхпроводящим контуром и которое препятствует потоку  $\Phi_s$  распространяться в стороны.

Вращающаяся система (рис. 159) сама по себе будет стремиться поднять скользяна  $S$ , в связи с чем стержень  $GH$  испытывает действие растягивающих его сил. И в этом отношении всё происходит аналогично случаю электрической цепи, контур которой подвергается действию электромагнитных сил, стремящихся его растянуть (рис. 158).

Всякое перемещение скользяна  $S$  вдоль оси  $OO'$ , которое будет иметь место при соответствующем изменении положения точки  $H$ , должно сопровождаться изменением конфигурации вращающейся системы. Вместе с тем должны изменяться также скорость вращения  $\omega$  и момент инерции  $I$ . При этом в данной системе появляется реакция даламберовских сил инерции в форме, так сказать, внутреннего вращающего момента  $R_D$ :

$$R_D = -\frac{dQ}{dt}.$$

Принимая далее во внимание, что при отсутствии всяких трений в системе момент количества движения  $Q$  сохраняется постоянным, можем написать:

$$R_D = -\frac{dQ}{dt} = -\frac{d(I\omega)}{dt} = -I \frac{d\omega}{dt} - \omega \frac{dI}{dt} = R_D' + R_D'' = 0,$$

где

$$R_D' = -I \frac{d\omega}{dt},$$

$$R_D'' = -\omega \frac{dI}{dt}.$$

Таким образом, в рассматриваемом случае оказывается, что результирующая величина реакции вращающейся материальной системы, т. е. полная величина внутреннего вращающего момента  $R_D$ , равняется нулю. Иными словами, две составляющие этого вращающего момента,

$R_D'$  и  $R_D''$ , равны по абсолютной величине и обратны по знаку. Они являются аналогами  $e_s'$  и  $e_s''$  — двух составляющих полной электродвижущей силы самоиндукции, возникающих в сверхпроводящем контуре при его деформировании.

Вращающие моменты  $R_D'$  и  $R_D''$  могут быть порознь обнаружены и обследованы на опыте. При постоянном моменте инерции  $I$  всякое изменение угловой скорости  $\omega$  сопровождается возникновением реакции системы в форме вращающего момента  $R_D'$ . В случае же принудительного поддержания угловой скорости  $\omega$  постоянной изменение момента инерции  $I$  вызывает в системе реакцию в форме вращающего момента  $R_D''$ .

При перемещении скользяна  $S$  вверх под действием механических сил, проявляющихся в самой вращающейся системе, работа этого перемещения может совершаться только за счет собственного запаса кинетической энергии  $T_m$ , которая, следовательно, должна уменьшаться.

Для опускания скользяна  $S$  вниз необходимо произвести работу при помощи какого-либо внешнего деятеля и за счет этой его работы увеличивается  $T_m$ .

Напоминаем, что все описанные изменения режима вращения материальной системы (рис. 159) происходят при сохранении начальной величины момента количества движения

$$Q = I\omega = \text{Const.}$$

Подобно этому изменения режима тока в сверхпроводящем контуре совершаются при сохранении начальной величины потока самоиндукции:

$$\Phi_s = Li = \text{Const.}$$

Ввиду некоторого интереса, представляемого рассмотренной аналогичностью процессов, происходящих в механической и электромагнитной системах, мы даем ниже сводку сходственных величин, характеризующих обе категории процессов:

<i>Механическая система</i>	<i>Электромагнитная система</i>
$\omega$	$i$
$I$	$L$
$Q = I\omega = \text{Const.}$	$\Phi_s = Li = \text{Const.}$
$T_m = \frac{1}{2} I\omega^2$	$T_e = \frac{1}{2} Li^2$
$R$	$e$
$R_D = -\frac{dQ}{dt} = -\frac{d(I\omega)}{dt}$	$e_s = -\frac{d\Phi_s}{dt} = -\frac{d(Li)}{dt}$
$R_D' = -I\frac{d\omega}{dt}$	$e_s' = -L\frac{di}{dt}$
$R_D'' = -\omega\frac{dI}{dt}$	$e_s'' = -i\frac{dL}{dt}$

На первый взгляд, в сопоставлении этих двух перечней величин можно усматривать хотя и далеко идущее, но всё же чисто формальное их сходство. Однако, если принять во внимание сказанное раньше о вероятности вихревой природы элементарных составляющих магнитного потока (см. §§ 5, 29, 30, 55), то естественно возникает предположе-

ние, что не исключена возможность более глубокого содержания рассмотренной сходственности. В связи со сказанным целесообразно еще раз привести слова Ньютона, которые в большой мере оправдывают использование аналогий: "... не следует также уклоняться от сходственности в природе, ибо природа всегда и проста и всегда сама с собой согласна" (см. § 22 Главы III).

в. В случае двух или нескольких сверхпроводящих контуров процесс их электромагнитного взаимодействия в известной степени, конечно, осложняется, но в основном и здесь общий характер происходящих явлений остается такой же, как и в случае одного контура.

Рассмотрим в виде примера два сверхпроводящих контура, по которым проходят одинаково направленные токи  $i_1$  и  $i_2$  (рис. 160). Магнитные потоки, сцепляющиеся с каждым из контуров, остаются постоянными, каким бы изменением система ни подвергалась в отношении формы и расположения. Ради простоты допустим, что оба контура жесткие. Следовательно, могут происходить только перемещения контуров относительно друг друга. При одинаковом направлении токов  $i_1$  и  $i_2$  контуры, как известно, будут сближаться. В виду отсутствия внешних источников энергии величина электрокинетической энергии  $T_e$  будет при этом уменьшаться, так как работа перемещения, производимая электромагнитной силой, в рассматриваемых условиях может совершаться лишь за счет собственного запаса энергии данной системы токов. Сближение контуров будет сопровождаться возрастанием их коэффициента взаимной индукции  $M$ . Так как в то же время электрокинетическая энергия, вообще равная

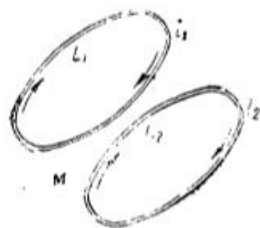


Рис. 160.

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + M i_1 i_2,$$

должна уменьшаться и вместе с тем мы имеем

$$\begin{aligned} L_1 &= \text{Const.}, \\ L_2 &= \text{Const.}, \end{aligned}$$

то очевидно, что происходит уменьшение силы токов  $i_1$  и  $i_2$ .

С целью дальнейшего упрощения описания явлений, совершающихся в данной системе, предположим, что контуры тождественны по форме, т. е.

$$L_1 = L_2,$$

и что

$$i_1 = i_2.$$

Если контуры вначале были беспрельдно удалены друг от друга, то мы имеем

$$M = 0,$$

и электрокинетическая энергия системы могла быть представлена в виде

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_2^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 = L_1 i_2^2.$$

При сближении контуров до предела мы получим

$$M = L_1 = L_2.$$

В то же время обособленные ранее магнитные потоки каждого из контуров претерпят преобразование и сольются теперь в один общий поток, сцепляющийся с обоими токами. При этих условиях полный поток, сцепляющийся с одним из контуров, например с первым, будет выражаться так:

$$\Phi_1 = L_1 i_1' + M i_2'$$

Так как силы токов в обоих контурах одинаковы, то, принимая во внимание вышеуказанное соотношение между  $L_1$ ,  $L_2$  и  $M$ , можем написать

$$\Phi_1 = L_1 (i_1' + i_2') = 2L_1 i_1'$$

В силу того, что магнитный поток, сцепляющийся с рассматриваемым сверхпроводящим контуром (первым), всё время сохраняется неизменным, и разумея под  $i_1$  начальную силу тока в этом контуре, когда он был беспредельно удален от второго контура, мы можем написать следующее соотношение:

$$2L_1 i_1' = L_1 i_1,$$

откуда получаем

$$i_1' = \frac{1}{2} i_1.$$

Аналогично можем написать

$$i_2' = \frac{1}{2} i_2 = \frac{1}{2} i_1.$$

Иными словами, при предельно тесном сближении рассматриваемых сверхпроводящих контуров сила тока в каждом из них уменьшается вдвое по сравнению с тем, что было в условиях очень большого их раздвижения. Принимая это во внимание, мы можем нижеследующим образом представить электрокинетическую энергию для случая двух данных контуров, сближенных до предела:

$$\begin{aligned} T_e' &= \frac{1}{2} L_1 i_1'^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2'^2 + M i_1' i_2' = \frac{1}{8} L_1 i_1^2 + \frac{1}{8} L_2 i_2^2 + \frac{1}{4} i_1 i_2 = \\ &= \frac{1}{2} L_1 i_1^2 = \frac{1}{2} T_e. \end{aligned}$$

Итак, мы видим, что в описанном случае предельного сближения двух сверхпроводящих контуров их общая электрокинетическая энергия уменьшилась вдвое. За счет именно этого уменьшения запаса энергии в системе и была совершена электромагнитной силой механическая работа сближения контуров.

Обратим внимание на то обстоятельство, что энергия потока взаимной индукции, бывшая вначале равной нулю при беспредельном удалении контуров друг от друга, возрастает до величины

$$M i_1' i_2' = \frac{1}{4} L_1 i_1^2 = \frac{1}{4} T_e$$

при наибольшем возможном их сближении.

Это произошло за счет первоначального запаса энергии в системе, равного  $L_1 i_1^2$ . Половина этого запаса израсходована на совершение

механической работы сближения контуров. Половина остатка пошла на образование потока взаимной индукции. И только  $\frac{1}{4} L_1 i_1^2$  составляет в конце концов энергию обоих потоков самоиндукции:

$$\frac{1}{2} L i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 = \frac{1}{4} L_1 i_1^2,$$

равную одной четверти первоначальной величины  $T_c$ .

Если теперь представить себе обратный случай, а именно, что внешняя механическая сила производит работу раздвижения контуров от одного крайнего их положения (возможно более тесное сближение) до другого крайнего положения (беспредельное их удаление друг от друга), то и все энергетические процессы в данной системе будут совершаться в обратном направлении. В конце концов окажется, что сила тока в каждом из контуров увеличится вдвое и вдвое же возрастет величина электрокинетической энергии системы (за счет работы внешнего двигателя).

Во всё время сближения или раздвижения сверхпроводящих контуров в них будет иметь место явление электромагнитной индукции, которое может быть описываемо по схеме, разобранный выше применительно к более простому случаю одного деформируемого контура (рис. 158), но только при наличии двух контуров необходимо будет учитывать, кроме электродвижущих сил самоиндукции, также еще и электродвижущую силу взаимной индукции.

## § 58. Переход от сверхпроводящей цепи к обычной цепи

а. Рассмотрим некоторую сверхпроводящую цепь, по которой проходит постоянный ток  $i_0$  (рис. 161). Допустим, что эта цепь обладает коэффициентом самоиндукции  $L$  и состоит, например, из свинцовой проволоки, охлажденной до температуры кипящего гелия. Свинцовая проволока может в общем случае иметь различные сечения на протяжении своей длины. Пока проволока сохраняет свойство сверхпроводимости, все точки ее находятся при одном и том же электрическом потенциале, т. е. разность потенциалов между любыми двумя точками цепи равна нулю. В связи с этим в данной системе отсутствует какое-либо электрическое поле. Единственным признаком происходящего в цепи электрокинетического процесса служит магнитное поле тока  $i_0$ , которое проявляется в форме потока самоиндукции  $\Phi_s$ , равного  $Li_0$ .

Наличие тока  $i_0$  и потока самоиндукции  $\Phi_s$  обуславливает то обстоятельство, что с рассматриваемой цепью связан запас электрокинетической энергии

$$T_c = \frac{1}{2} \Phi_s i_0 = \frac{1}{2} L i_0^2.$$

Из всего изложенного выше (§§ 21, 46, 47 и 48) следует, что указанная энергия находится не внутри проводника данной цепи, а распределена в окружающем проводник пространстве, занимаемом потоком самоиндукции  $\Phi_s$ , причем на долю каждой магнитной линии, входящей в состав этого потока, приходится часть полной электрокинетической энергии, равная  $\frac{1}{2} i_0$ .

Представим себе теперь, что температура свинцовой проволоки, образующей замкнутую цепь, повышается и вместе с тем исчезает свой-

ство сверхпроводимости. Сопротивление цепи, бывшее раньше практически равным нулю, приобретает конечное значение. При этом нарушится то устойчивое и неизменное состояние системы, в котором она находилась при

$$r = 0$$

и которое характеризовалось отсутствием нагревания переохлажденного свинцового проводника.

В создавшихся новых условиях, когда

$$r \neq 0,$$

в проводнике начнет выделяться джоулево тепло, и ток будет непрерывно ослабевать. Мощность этого энергетического процесса в каждый момент

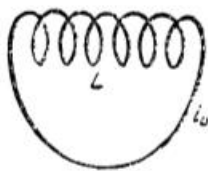


Рис. 161.

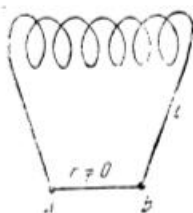


Рис. 162.

времени равна  $ri^2$ , и он продолжается до тех пор, пока весь запас энергии в системе, имевший вначале величину

$$T_i = \frac{1}{2} Li_0^2,$$

не израсходуется на нагревание проводника цепи. В конце концов ток совершенно прекратится.

Необходимо сверх того отметить, что в описываемых условиях, когда непрерывно убывающий ток  $i$  должен преодолевать сопротивление цепи, между отдельными точками ее может появиться разность потенциалов, и в данной системе, вообще говоря, возникает электрическое поле.

Такова в основном фактическая сторона того, что происходит в электрической цепи после превращения ее из сверхпроводящей в обычную, обладающую конечным сопротивлением.

6. Каким же образом электрокинетическая энергия рассматриваемой системы, распределенная в пространстве вокруг проводника, переходит внутрь этого проводника и превращается там в тепло?

Электрокинетическая энергия есть не что иное, как энергия, приходящая потоку самоиндукции  $\Phi_s$ . По мере образования джоулева тепла в проводнике последовательно убывает величина потока самоиндукции, и он совершенно исчезает одновременно с прекращением тока в цепи. Но реальные магнитные линии (магнитные звенья), входящие в состав этого потока, не могут оказаться как-то исчезнувшими на месте. Об этом мы уже не раз говорили выше (см., например, §§ 18 и 38). Магнитные линии, для того чтобы перестать существовать в одной

определенной области пространства, должны перейти в другое место, унося с собой, конечно, и запас свойственной им энергии. Следовательно, процесс преобразования электрокинетической энергии в джоулево тепло в проводнике неизбежно сопровождается перемещением магнитных звеньев потока самоиндукции из окружающего проводник пространства внутрь данного проводника, которому они и отдают вносимую ими энергию. Подобное перемещение охватывающих проводник магнитных звеньев тем более необходимо признать соответствующим действительности, что магнитные линии, как известно, обладают продольным тяжением и поэтому контур каждого магнитного звена стремится сократиться. Пока сохранялось свойство сверхпроводимости цепи, стремление магнитных звеньев сократиться встречало противодействие со стороны неизменяющегося электрического тока на поверхности проводника. Но с утратой этого свойства нарушаются условия бывшего раньше устойчивого равновесия в системе и начинает преобладать давление магнитных звеньев извне, так что они последовательно и полностью поглощаются проводником, выходя из состава потока самоиндукции. Признание объективной реальности магнитного потока и образующих его магнитных линий (магнитных звеньев) не оставляет места для какого-либо иного толкования описываемого явления.

Итак, возникновение джоулева тепла в объеме проводника может быть рассматриваемо только как результат проникновения внешних магнитных линий потока самоиндукции внутрь проводника и соответствующего преобразования вносимой ими электрокинетической энергии в энергию беспорядочного движения элементарных частиц вещества в объеме проводника.

в. В рассмотренном основном случае перехода от сверхпроводящей цепи к обычной цепи (рис. 161) мы предполагали, что на всем её протяжении одновременно теряется свойство сверхпроводимости. Допустим теперь, что это свойство исчезло лишь на некотором участке цепи, например, между точками *A* и *B* (рис. 162), а прочие части цепи остаются сверхпроводящими. В таком случае джоулево тепло начнет выделяться только на участке *AB* и только этот участок будет расходовать принадлежащую системе электрокинетическую энергию, которая устремляется из пространства, окружающего проводник, в объем, занятый веществом цепи, утратившим свойство сверхпроводимости. В указанный объем энергия будет приноситься поглощаемыми в нем магнитными звеньями потока самоиндукции  $Li$ . Однако в отличие от разобранных выше случаев (рис. 161), характер движения магнитных звеньев несколько осложняется. Помимо сокращения их в радиальном направлении, они в то же время будут вследствие бокового распора перемещаться и в поперечном направлении, скользя вдоль сохранивших сверхпроводимость частей цепи и собираясь около участка *AB*, получившего способность поглощать их ( $r \neq 0$ ). Иными словами, магнитные звенья потока самоиндукции, охватывающие участок цепи *AB*, по мере вхождения их внутрь этого отрезка проводника, будут непрерывно восполняться за счет общего запаса магнитных звеньев, которые окружают сверхпроводящие части цепи.

В тот самый момент, когда на участке *AB* начинает выделяться джоулево тепло и вся система магнитных линий (магнитных звеньев) потока самоиндукции  $Li$  приходит в движение, направляясь к этому участку, в пространстве, где имеет место указанное движение, появляется электрическое поле. Его раньше не было. Возникновение его полностью обусловлено начавшимся перемещением магнитных линий.

Энергия этого электрического поля, очевидно, заимствуется из запаса электрокинетической энергии  $\frac{1}{2} Li^2$ , расходуемого в цепи тока после исчезновения свойства сверхпроводимости на участке  $AB$ . Никакого другого источника энергии электрического поля в данной обстановке не существует. Разность потенциалов между точками  $A$  и  $B$ , бывшая раньше равной нулю, приобретает теперь некоторую определенную величину, отличающуюся от нуля и равную  $gi$  в каждый данный момент времени. Эта разность потенциалов в точности соответствует электродвижущей силе самоиндукции, генерируемой в цепи в связи с убыванием потока самоиндукции  $Li$ .

г. Описанная схема последовательного перехода электрокинетической энергии в объем, занятый нагревающимся проводником какой-либо электрической цепи, не может не иметь совершенно общего значения. Так именно необходимо понимать энергетическую сторону всякого процесса образования джоулева тепла в проводнике, по которому идет ток. Иначе рассматривать такого рода преобразования энергии не представляется возможным.

В виде примера остановимся на случае обычной электрической цепи (рис. 163), состоящей из динамомашин  $G$ , из какого-либо полезного сопротивления  $r$ , включенного между точками  $A_2$  и  $B_2$  и из соединительных проводов  $A_1 A_2$  и  $B_1 B_2$ . Вся мощность тока, генерируемая динамомашин  $G$ , расходуется при установившемся режиме на нагревание частей данной цепи постоянного тока  $i$ . В основном джоулево тепло выделяется в полезном сопротивлении  $r$ . Практически только сравнительно небольшая доля полной мощности тратится на нагревание соединительных проводов и обмотки динамомашин. Сокращающиеся магнитные звенья входят главным образом в проводник на участке  $A_2 B_2$ . За счет привносимой ими электрокинетической энергии здесь образуется джоулево тепло, количество которого пропорционально сопротивлению  $r$ . При неизменном режиме постоянного тока  $i$  указанная убыль магнитных звеньев восполняется благодаря тому, что в процессе электромагнитной индукции, происходящем в динамомашине  $G$ , от главного магнитного потока машины непрерывно отпочковываются новые и новые магнитные звенья. Эти магнитные звенья нанизываются на контур цепи и, в своем стремлении возможно равномернее распределиться по цепи, перемещаются вдоль соединительных проводов  $A_1 A_2$  и  $B_1 B_2$  по направлению к усиленно поглощающему их сопротивлению  $r$ . Частично же магнитные звенья, не доходя до участка  $A_2 B_2$ , будут расходоваться в процессе нагревания проводников обмотки генератора  $G$  и соединительных проводов  $A_1 A_2$  и  $B_1 B_2$ .

Вообще всегда в любой электрической цепи, в которой происходит то или иное преобразование энергии тока в другие виды энергии (джоулево тепло, механическая работа и т. п.), магнитные звенья расходуются на различных участках цепи, черпаясь из их запаса в форме потока самоиндукции. Запас этот обычно восполняется в тех частях цепи, где происходит генерирование тока.

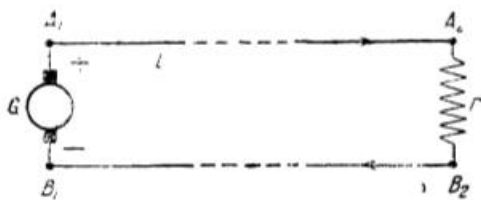


Рис. 163.

## § 59. Пределы преобразований магнитного потока в проводнике.

### Гипотеза вихревого электрона

а. Как было разъяснено в предыдущем § 58, из признания объективной реальности магнитного потока неизбежно вытекает утверждение, что тепловые действия электрического тока тесно связаны с непрерывным поглощением магнитных звеньев потока самоиндукции веществом нагреваемого проводника. Входя внутрь проводника и претерпевая там какие-то преобразования, магнитные звенья в конце концов совершенно выбывают из состава потока самоиндукции и как бы прекращают свое существование. Всё это можно и даже необходимо считать вполне достоверным.

Что касается характера преобразований, претерпеваемых магнитными звеньями в проводнике, то здесь можно высказать некоторые предположения, основанные на известных нам свойствах физической реальности, которую мы воспринимаем в качестве магнитного потока. В этом отношении особо важное значение имеют соображения по поводу абсолютной неуничтожаемости магнитных линий.

Если действительно элементарные трубки магнитной индукции представляют собой не что иное, как магнитные вихри в эфире, во всем подобные гельмгольцевским вихревым нитям в идеальной жидкости, то совершенно невероятно чтобы магнитные звенья, оказавшиеся внутри проводника, могли тут совершенно исчезать. К такому же заключению мы приходим и исходя из основных положений максвелловой электродинамики, вполне независимо от каких бы то ни было допущений касательно природы элементарных магнитных линий (§ 49). Таким образом, становится весьма правдоподобным предположение, что магнитные звенья, поглощаемые веществом проводника и продолжающие там непрерывно сокращаться, последовательно доходят в этом уменьшении своих размеров до некоторых пределов, определяемых условиями вихревого движения в эфире. Вполне естественно далее прийти к заключению, что сократившийся до чрезвычайно малых размеров магнитный вихрь должен проявляться в форме какой-то своеобразной физической реальности атомного или субатомного масштаба.

б. Теперь возникает очень существенный вопрос: что же собой представляет указанная микрофизическая реальность и как именно она проявляется в общем ходе процессов, которые совершаются внутри проводника, входящего в состав электрической цепи?

Как показал Гельмгольц, каждое вихревое кольцо, вообще говоря, не остается неподвижным в пространстве, но стремится двигаться поступательно. Направление этого поступательного движения вихревого кольца нормально к поверхности, охватываемой кольцом, и совпадает с направлением тех составляющих вращательного движения, которые имеют место сквозь указанную поверхность (см. рис. 67, § 29 Главы IV). На основании этого надо полагать, что сократившийся до очень малых размеров магнитный вихрь по самой природе своей должен двигаться поступательно.

Развивая далее мысли по намеченному пути, можно сказать следующее. Вообще известно, что всякое движение магнитного поля в поперечном направлении сопровождается возникновением электрического поля, которое оказывается перпендикулярным магнитному полю и скорости его перемещения (рис. 164). Из этого вытекает, что с движущимся магнитным вихрем связано электроническое поле, ориентированное

радиально по отношению к центру вихря. Иными словами, движущийся магнитный вихрь, сократившийся до предельно малых размеров, по своим свойствам может быть уподоблен какому-то элементарному электрическому заряду. Если допустить, что это есть наиболее активный, наиболее простой по своей вероятной структуре и вместе с тем обладающий минимальной массой элементарный отрицательный заряд, т. е. заряд электрона, то вышеуказанное радиальное электрическое поле необходимо считать направленным к центру рассматриваемого магнитного вихря, как изображено на рис. 165 пунктирными линиями. Всё будет происходить так, как будто бы в центре движущегося магнитного вихря находится некоторый отрицательный заряд (—). Сплошными стрелками показано направление магнитного поля в данном вихре для случая перемещения его от нас за плоскость чертежа. Если всё сказанное соответствует действительности, то отсюда следует, что реальное вращательное движение в магнитной вихревой нити оказывается связанным с условным направлением магнитного поля правилом левого винта, т. е. обратно

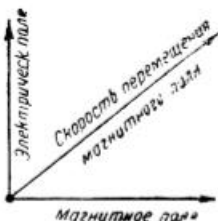


Рис. 164.

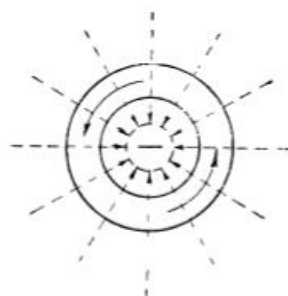


Рис. 165.

тому, как это принято в отношении положительных направлений тока в некотором замкнутом контуре и сопряженного с ним потока самоиндукции.<sup>1</sup> Но направление движения электронов в проводнике связано именно правилом левого винта с направлением потока самоиндукции. Во всяком случае несомненно, что движение элементарного магнитного вихря должно восприниматься как движение чрезвычайно малого электрического заряда. Вместе с тем весьма вероятно, что здесь мы имеем дело именно с зарядом электрона.

Необходимо еще отметить следующее обстоятельство, подкрепляющее только-что высказанные соображения. Неподвижные электроны никогда не наблюдались. Физическая наука знает только движущиеся электроны. Можно, конечно, чисто условно говорить о покоящемся электроны. Однако подобного рода рассуждения, надо полагать, не имеют никакого отношения к реальным физическим явлениям.

Итак, рассматривая вопрос о преобразованиях магнитного потока внутри проводника, мы пришли к представлению о вихревой природе электронов. Имея в виду такое понимание структуры электронов, мы и будем пользоваться термином „вихревой электрон“.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> На вероятность этого мы уже указывали в § 55.

<sup>2</sup> К сказанному о вихревом электроны необходимо добавить следующее. Не исключается возможность того, что в процессе преобразования магнитного потока внутри проводника, поглощающего энергию электрического тока, образуются еще и элементарные положительные заряды (см. §§ 60 и 61).

в. В § 5 Главы I мы уже ссылались на гипотезу Кельвина (В. Томсона) о вихревом атоме. Этот ученый основывался на результатах исследований Гельмгольца в области вихревого движения, в особенности на выводах его, касающихся свойств замкнутой вихревой нити (вихревого кольца) в безграничной идеальной жидкости. Гельмгольц, как известно, показал, что такое вихревое кольцо должно представлять собой чрезвычайно устойчивое образование и абсолютно неуничтожаемо. В эпоху Кельвина атом вещества казался именно таким устойчивым образованием, существующим в природе. Атом мыслился как предел деления материальной субстанции мироздания. Разложение атома на какие-либо составные части представлялось совершенно невозможным. Всё это дало повод Кельвину высказать предположение о вихревой структуре атома и отождествить его с вихревым кольцом в эфире. В настоящее время идея о неразложимом атоме обычного вещества отошла уже в область преданий. Наука твердо установила, что атом состоит из более мелких частиц материи, на которые он и разлагается как в физическом эксперименте, так и во многих процессах, постоянно происходящих в природе. В связи с этим гипотеза о вихревом атоме отпадает сама собой. Но мы указывали уже, что сущность общих соображений Кельвина, относящихся к данному вопросу, ни в коем случае не может быть игнорируема. Необходимо только, делая предположение о вихревой структуре предельно малых материальных частиц, иметь в виду не атомы, а те составные части атомов, которые при современных достижениях науки рассматриваются в качестве каких-то элементарных физических реальностей, сохраняющих еще некоторые признаки обычного вещества (масса, например). Таким образом, представление о вихревом электроме не является чем-то по существу новым и совершенно не вытекающим из всей совокупности наших знаний. Это есть лишь некоторая, так сказать, модернизация старой кельвиновской гипотезы о вихревом атоме. И все общие соображения, которые в свое время высказывал Кельвин по поводу вихревого атома, в полной мере приложимы к случаю гипотезы о вихревом электроме, но только здесь мы встречаемся с более расширенной трактовкой понятия вихревой нити в эфире и с попыткой вскрытия внутреннего единства элементарного магнитного потока и элементарного электрического заряда. В этом смысле делается некоторый шаг вперед в связи с общим прогрессом науки о веществе и в то же время синтезируются основные идеи Фарадея, Кельвина, Гельмгольца и Максвелла, имеющие или могущие иметь отношение к проблеме природы электромагнитных явлений.

### § 60. Общие соображения по вопросу о вихревой природе элементарных электрических зарядов обоих знаков

а. Гипотеза вихревого электрона влечет за собой целый ряд вопросов, касающихся соответствия этой гипотезы реально наблюдаемым свойствам элементарных электрических зарядов. В частности, возникает вопрос о природе электрических зарядов независимо от их знака. Трудно допустить, чтобы элементарный положительный заряд по своему существу принципиально отличался от того, что составляет основу структуры электрона, т. е. элементарного отрицательного заряда. Следовательно, гипотеза вихревого электрона заставляет рассмотреть, насколько правдоподобна мысль о вихревой природе также и в отношении носителей положительного электричества. Возникает еще и ряд других вопросов, касающихся в первую очередь самих электронов.

Во избежание каких-либо недоразумений здесь уместно будет сделать некоторые оговорки. Дело в том, что *содержание настоящего параграфа отнюдь не должно быть понимаемо в смысле каких-либо категорических утверждений*. Речь идет только о том, чтобы хоть до некоторой степени иллюстрировать рядом более или менее вероятных предположений, как можно было бы согласовать гипотезу вихревого электрона с опытными фактами, касающимися этого элементарного электрического заряда, а также наметить пути для решения вопроса о вихревой природе элементарного положительного заряда. Конечно, многое из того, что будет изложено дальше, без сомнения покажется весьма спорным и должно быть проверено надлежащим экспериментом. Только это и может выявить в конце концов, содержится ли в нашей гипотезе о вихревой природе элементарных электрических зарядов какое-либо зерно истины, т. е. имеет ли структура того, что мы называем электрическим зарядом, действительную связь с элементарным магнитным потоком. Итак, *всё содержание этого параграфа необходимо рассматривать лишь в качестве некоторой попытки наметить одно из мыслимых решений проблемы строения элементарных электрических зарядов, как отрицательных, так и положительных*.

б. Остановимся прежде всего на характере распределения электрического поля вокруг электрона. Вообще предполагается, что радиальное электрическое поле медленно движущегося электрона равномерно распределено вокруг него. С точки же зрения рассматриваемой гипотезы и с медленным электроном должно быть связано электрическое поле, ориентированное в основном в плоскости, перпендикулярной направлению движения, т. е. так же, как это теоретически установлено для случая очень быстро движущегося электрона. В связи с этим необходимо отметить, что экспериментально ведь не обследовано электрическое поле сравнительно медленно движущегося электрона и вряд ли подобного рода обследование выполнимо с достаточной степенью точности. Вполне возможно, что указанное неравномерное распределение электрического поля имеет место вообще всегда. Игнорируя электромагнитную природу электрона, его обычно рассматривают как некоторый самодовлеющий электрический заряд, а то или иное магнитное поле электрона считают результатом его соответствующего движения. Исходя из этой предпосылки, при математическом решении вопроса о распределении электрического поля вокруг быстро движущегося электрона, когда его магнитное поле уже никоим образом не может быть оставлено без внимания, вполне естественно и приходит к такому же результату, как это непосредственно вытекает из гипотезы вихревого электрона, согласно которой в основе его структуры лежит элементарный магнитный поток. *Однако, если бы мы всегда учитывали последнее обстоятельство, то во всех случаях, конечно, получали бы в общем одно и то же распределение электрического поля вокруг электрона, независимо от возможных вариаций его скорости*.

С точки зрения гипотезы вихревого электрона величина электрического заряда не есть какая-то константа, которая могла бы характеризовать всякий электрон, и медленно движущийся и очень быстро движущийся. Подлинной константой является лишь элементарный магнитный поток в форме сократившегося до весьма малых размеров магнитного звена. Электрический же заряд вихревого электрона должен зависеть от скорости его поступательного движения. Такой вывод кажется противоречащим общепринятым взглядам и ряду проведенных с большой точностью определений заряда электрона. По этому поводу можно сказать

следующее. Все главнейшие определения заряда электрона относятся к случаям сравнительно быстро движущихся электронов. Между прочим, чаще всего подвергались обследованию электроны, вырывающиеся из атома под влиянием импульса со стороны квантов лучистой энергии. Подобные электроны, вообще говоря, сохраняют большую скорость, которую они имели, когда входили в состав атомов. К тому же надо еще принять во внимание, что заряд электрона обычно получается как статистическое среднее из наблюдений над большим количеством электронов, выделяющихся из атомов вещества в более или менее однородных условиях. Таким образом, и получающиеся результаты носят в значительной степени однородный характер. Некоторые суждения, имеющие касательство к величине элементарного заряда, были основаны на экспериментах, которые позволяли определить отношение заряда к массе электрона. Наблюденные отклонения этого отношения в ту или иную сторону принято объяснять зависимостью массы электрона от его скорости. Конечно, существование такой зависимости не подлежит никакому сомнению, но в то же время весьма правдоподобно предположение, что от скорости электрона зависит и его заряд, но только эта последняя зависимость выражается иною закономерностью. Сочетанием указанных двух факторов, быть может, и объясняются наблюдаемые колебания величины отношения заряда электрона к его массе.

Не исключена, впрочем, возможность и того, что строение вихревого электрона несколько сложнее, а именно, что электрон является парой магнитных вихревых колец, сократившихся до микрофизических размеров и сцепившихся один с другим подобно двум смежным звеньям обычной цепи. Такое сцепление магнитных колец, повидимому, может иметь место в результате их соответствующих преобразований. В рассматриваемом случае заряд электрона не должен столь сильно зависеть от скорости его поступательного движения, как это получается при отождествлении электрона с одним лишь магнитным вихревым кольцом. Вместе с тем и характер распределения электрического поля вокруг подобного медленно движущегося электрона может оказаться более близким к тому, что обычно допускается. Однако всё это не имеет принципиального значения. Едва ли целесообразно останавливаться на этом более детально в первой стадии наших общих предположений, и потому мы ради упрощения всех дальнейших рассуждений будем ограничиваться представлением о структуре электрона как об одном только магнитном вихревом кольце микрофизического масштаба.

*Итак, нельзя категорически утверждать, что результаты существующих в настоящее время методов определения заряда электрона никоим образом не могут быть согласованы с гипотезой вихревого электрона.*

в. Открытие позитронов, обладающих массой электрона, но имеющих положительный заряд, на первый взгляд несколько дисгармонирует с гипотезой о вихревой природе элементарных носителей электричества. Однако это только так кажется. В действительности же существование позитронов можно было бы даже предвидеть, исходя из гипотезы вихревого электрона. Если электрон есть элементарный магнитный вихрь, естественно движущийся так, как это, согласно Гельмгольцу, должно быть свойственно всякому вихревому кольцу, и если позитрон представляет собой столь же несложное вихревое образование, как и электрон, то вполне правдоподобно предположение, что в случае позитрона мы встречаемся с некоторым вынужденным движением элементарного магнитного вихря в направлении, прямо противоположном естественному

движению вихревого кольца. Возможно ли это? Так как элементарный магнитный вихрь является по существу весьма устойчивой и прочной формой вихревого движения, то он может под влиянием достаточно сильного внешнего импульса, надлежащим образом направленного, начать перемещаться в сторону, обратную нормальному перемещению всякого вихревого кольца, предоставленного самому себе. В таком случае аномально движущийся магнитный вихрь будет эквивалентен элементарному положительному заряду. Надо полагать, однако, что подобное вынужденное движение магнитного вихря окажется весьма неустойчивым и очень кратковременным, так как естественное стремление вихревого кольца перемещаться в строго определенном направлении должно в конце концов получить перевес и заставить вихрь двигаться нормально, если вихревой позитрон не успеет прекратить свое существование в процессе каких-либо специфических преобразований (например, при столкновении с электроном, когда может возникнуть фотон). В действительности как раз и наблюдается нечто подобное в поведении возникающих позитронов. В то время как электроны, играющие важную роль в ряде явлений природы, могут существовать сколь угодно долго, обнаруженные в некоторых физических экспериментах позитроны, повидимому, весьма недолговечны и очень скоро как бы исчезают. Наука не знает длительно существующих позитронов. Всё это позволяет заключить, что *элементарный положительный заряд, имеющий форму позитрона, может быть рассматриваем в полном соответствии с гипотезой вихревого электрона.*

г. Как известно, в состав атомного ядра входят элементарные носители положительного электричества, называемые протонами. По своей абсолютной величине заряд каждого протона считается соответствующим заряду электрона, который в условиях атомной структуры полностью уравнивает противоположный по знаку заряд одного протона. Масса же протона во много раз больше массы электрона и приблизительно равна массе атома водорода. Можно ли как-нибудь представить себе вихревое образование, по характеру своему близкое строению вихревого электрона и обладающее свойствами протона? По этому поводу приходится, конечно, ограничиться пока только более или менее правдоподобными предположениями. Если принять во внимание, что сократившиеся до весьма малых размеров магнитные вихри, повидимому, обладают способностью образовывать некоторые устойчивые и прочные комплексы или сплетения, то можно утверждать, что мыслемы различные комбинации, до известной степени соответствующие вероятной вихревой природе протона.

В виде простейшего примера напомним один результат теоретического обследования вихревых движений, полученный Гельмгольцем. Он показал, что два однородных вихревых кольца, параллельных одно другому и достаточно сближенных, могут оказаться, так сказать, спаренными. Именно они не отталкиваются друг от друга, а наоборот, образуют в совокупности нечто единое целое, совершая при этом своеобразное движение, представленное на рис. 166. Здесь изображены два спаренных вихревых кольца *I* и *II*, каждое из которых стремится нормально перемещаться в направлении, указанном сплошной прямой стрелкой (в данном случае — слева направо). Но вместе с тем эти вихревые кольца взаимодействуют друг на друга следующим образом. Кольцо *I*, сокращаясь, проходит сквозь отверстие кольца *II*, как показано пунктирными стрелками, а затем, соответственно расширяясь, обходит в том же направлении вокруг кольца *II* снаружи и т. д. В то же время и кольцо *II* совершает аналогичный обход вокруг кольца *I*, последовательно то расширяясь,

то сокращаясь, т. е. перемещаясь снаружи кольца  $I$  (пунктирные стрелки), а затем в свою очередь проникая сквозь отверстие кольца  $I$ . Можно сказать, что кольцо  $I$  увлекается вихревым движением, происходящим в кольце  $II$  и, наоборот, кольцо  $II$  участвует в вихревом движении кольца  $I$ . В результате кольца  $I$  и  $II$  вращаются одно вокруг другого в направлении, определяемом вихревым движением в обоих кольцах (в данном примере, вверху рис. 166 — против часовой стрелки, а внизу — по часовой стрелке). Диаметры вихревых колец  $I$  и  $II$  всё время пульсируют, и оба они последовательно проходят полный цикл изменения размеров с разностью фаз в  $180^\circ$  одно по отношению к другому. Вихревые кольца совершают описанное вращательное движение вокруг общей осевой линии  $O_1O_2$ , имеющей форму кольца.

Теоретически предсказанный характер поведения двух спаренных вихревых колец был в действительности констатирован рядом наблюдателей, экспериментировавших с дымовыми кольцами.

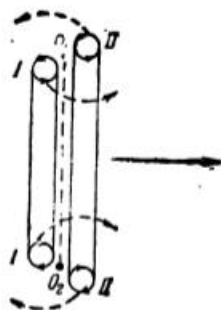


Рис. 166.

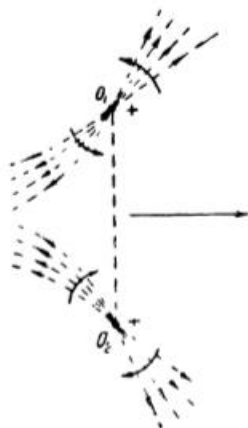


Рис. 167.

Представим себе теперь, что рассматриваемые вихревые кольца являются магнитными вихрями. Если осевая линия неподвижна, то обращающиеся вокруг нее магнитные вихри  $I$  и  $II$  должны обусловить возникновение электрического поля, которое оказывается как бы исходящим из всех точек указанной линии  $O_1O_2$ . Всё будет происходить так, как будто бы вдоль этой кольцевой линии равномерно распределено положительное электричество. В общем то же самое должно иметь место и в том случае, когда скорость возможного поступательного движения спаренных магнитных вихрей будет меньше скорости их вращательного движения вокруг осевой линии  $O_1O_2$ . Получается электрическое поле, которое грубо схематически представлено для некоторого момента на рис. 167 соответствующими пунктирными линиями. Ради упрощения это поле изображено только в плоскости чертежа. Надо полагать, что распределение электрического поля в данном случае не будет равномерным и неизменным по отношению к осевой кольцевой линии  $O_1O_2$ , но должно иметь характер двух сгущений, направленных от этой линии и обращающихся вокруг нее соответственно вращению спаренных магнитных вихрей, не показанных на рис. 167. Что касается соотношения между скоростями вращательного и поступательного движения спаренных магнитных вихрей, то вполне возможно ожидать значительного превышения первой скорости над второй, так как, по всей вероятности, скорость вихревого

движения, присущего нитеобразным элементам магнитного потока, чрезвычайно велика. При таких условиях рассматриваемый комплекс магнитных вихрей всегда будет вести себя как положительный заряд. Вместе с тем очень большая скорость вращения спаренных магнитных вихрей вокруг оси  $O_1O_2$  может в достаточной мере обусловить сравнительно большую массу, которую необходимо приписать вихревому комплексу, предположительно воспринимаемому нами в качестве протона. Таким образом, из разобранных примера следует, что гипотеза вихревого строения протона не содержит в себе никаких принципиальных противоречий.

д. Остановимся еще на так называемом спине электронов. Как известно, детальное изучение электронов, участвующих во внутриатомных процессах, привело к заключению о том, что они в этих условиях обладают некоторым магнитным моментом. Предполагается, что, помимо обращения электронов вокруг центрального положительного ядра, каждый из них совершает еще дополнительное вращение вокруг собственной оси, проходящей через его центр инерции, наподобие волчка или планеты, обращающейся вокруг центрального светила и совершающей сверх того еще вращение около своей собственной оси. Отсюда и произошел термин „спин“ (вращение), которым обозначается магнитный эффект, появляющийся в результате указанного приписываемого электрону вращения. Следует, однако, отметить, что, если бы даже рассмотрение внутриатомных процессов и не давало особых поводов признать наличие спина электронов, сама по себе гипотеза вихревого электрона была бы достаточна для того, чтобы предсказать необходимость появления у электрона некоторого магнитного момента в условиях атомной структуры. Действительно, в случае обращения вихревого электрона вокруг положительного ядра (рис. 168) должно нарушиться равенство угловых скоростей в двух половинах магнитного вихря,  $I$  и  $II$ , по сравнению с тем, что имеет место при поступательном движении вихревого кольца по прямолинейной траектории. В половине магнитного вихря,  $I$ , находящейся со стороны центрального ядра, т. е. ближе к ядру, к нормальной угловой скорости чисто вихревого движения  $\omega_0$  будет добавляться еще величина  $\omega$ , равная угловой скорости обращения электрона вокруг ядра. Другая же половина,  $II$ , более удаленная от положительного ядра, оказывается в иных условиях. Здесь из угловой скорости  $\omega_0$  будет вычитаться угловая скорость  $\omega$ . Таким образом, реальные угловые скорости вращательного движения для сечений магнитного вихря  $a$  и  $b$  (в плоскости чертежа) будут:

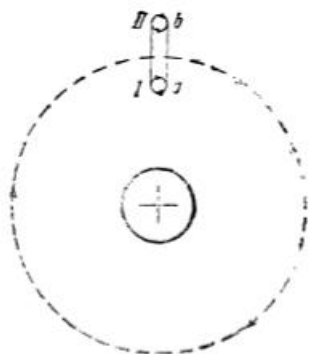


Рис. 168.

$$\begin{aligned} \text{для сечения } a & \dots \dots \dots \omega_0 + \omega, \\ \text{для сечения } b & \dots \dots \dots \omega_0 - \omega. \end{aligned}$$

Поэтому необходимо предполагать, что интенсивности магнитного процесса в половинах вихря  $I$  и  $II$  окажутся разными и магнитные моменты указанных половин, направленные в противоположные стороны, не будут взаимно уравниваться, как это было бы при прямолинейном поступательном движении магнитного вихря. *Результирующий магнитный момент вихревого электрона, обращающегося вокруг атом-*

ного ядра, и должен в таком случае восприниматься в качестве спина.

Надо ожидать, что изучение, с развиваемой точки зрения, всех обстоятельств, относящихся к поведению внутриатомных электронов, в особенности изучение спина, может привести к решению одного чрезвычайно важного вопроса, а именно вопроса о порядке угловых скоростей, которыми характеризуется вихревое движение в реальных трубках магнитной индукции, т. е. в физически существующих магнитных линиях. С одной стороны, в качестве исходных данных мы имеем указанные выше соотношения,  $\omega_0 + \omega$  и  $\omega_0 - \omega$ , для угловых скоростей в сечениях вихревого электрона  $a$  и  $b$  (рис. 168), а также величину спина электрона. С другой стороны, из количества электричества, носителем которого является вихревой электрон, и из скорости его движения вокруг атомного ядра вытекает вероятная величина элементарного магнитного потока, который предполагается лежащим в основе структуры электрона и к которому относится угловая скорость  $\omega_0$ .

е. В связи с общими соображениями по поводу гипотезы вихревого электрона возможно высказать еще следующее добавочное предположение. Дело в том, что природа тех квантовых условий, которыми определяются размеры электронной орбиты в атомной системе, еще не вскрыта. С другой стороны, трудно допустить, чтобы сократившийся магнитный вихрь, ведущий себя как электрон, сразу же приобретал самые малые размеры, допустимые свойствами среды (эфира), в которой происходит вихревое движение. Мыслимо, что диаметр вихревого кольца-электрона может колебаться в известных пределах, изменяя свои размеры под влиянием каких-либо внешних импульсов, сопровождающихся отрыванием (отпочкованием) от магнитного вихря какого-то еще меньшего вихревого образования, выделяющегося в качестве, например, фотона. Мы пока не знаем строения фотонов, но несомненно то, что они также имеют электромагнитную природу и, следовательно, являются носителями свойственного им магнитного поля, которое не может, конечно, рассматриваться иначе, как в форме некоторого замкнутого на себя элементарного магнитного потока. Таким образом, по всей вероятности, диаметр вихревого кольца-электрона уменьшается скачкообразно при каждом отрывании от него небольшой части, образующей фотон. В связи с этим должны скачкообразно же изменяться условия устойчивого обращения электрона вокруг центрального положительного ядра. Иными словами, электрон должен переходить скачком с одной орбиты на другую. Возможно также, что возникновение фотоэлектрона, связанное с поглощением фотона атомом, сопровождается увеличением диаметра некоторого внутриатомного вихревого электрона за счет срачивания с ним падающего на атом фотона. При этом увеличении размеров вихревого кольца-электрона опять-таки могут нарушаться условия его устойчивого существования в пределах атомной структуры. Бывшая раньше связь его с центральным ядром может оказаться настолько ослабленной, что он выделяется из атома. Во всяком случае гипотеза вихревого электрона открывает перспективы в отношении вскрытия сущности внутриатомных квантовых условий.

ж. Явления дифракции материальных лучей, повидимому, свидетельствуют о том, что электроны и протоны имеют природу волнового характера. Поэтому они рассматриваются как некоторые волновые комплексы или так называемые волновые „пакеты“. Методы формально математического описания и исследования этих волновых процессов основаны на использовании таких представлений (например, фазовые

волны в многомерных пространствах), которые не поддаются простой физической интерпретации. Применение этих вспомогательных представлений есть чисто условный прием, вполне законный при математическом анализе, но не при суждениях об истинной природе физических явлений, когда мы обязаны отвлекаться от математической символики, к которой иногда весьма полезно прибегать при формальном изучении того, что совершается в реальной обстановке. При рассмотрении же существа физических явлений уместно говорить лишь о том, что может происходить в действительности. Конечно, реальные волновые процессы, соответствующие электронам и протонам, необходимо трактовать как процессы, происходящие не в каких-то воображаемых многомерных пространствах сколь угодно большого числа измерений, а в нормальном трехмерном пространстве, которое и должно учитываться в качестве объективно реальной формы существования материи.

На первый взгляд может показаться, что гипотеза о вихревой природе электрона и других элементарных носителей электрического заряда совершенно несовместима с твердо установленными фактами дифракция материальных лучей, заставляющими признать наличие волновых процессов в структуре материальных частиц. Однако это противоречие является только кажущимся. Есть полное основание его отрицать. Действительно, в самой идее о вихревом движении уже заключается предпосылка для того, чтобы можно было признать здесь наличие каких-то периодических изменений. С другой стороны, не подлежит сомнению, что указанные волновые процессы резко отличаются от обычных некоторыми специфическими особенностями. Ведь электроны и протоны неизменно и сколь угодно долго могут пребывать в составе атомов вещества, причем энергия свойственного им волнового процесса не рассеивается в окружающем пространстве, а прочно ими удерживается. Следовательно, этот процесс как-то замкнут в себе. Все эти соображения говорят в пользу возможности вполне примирить представление о волновой природе элементарных материальных частиц с гипотезой о вихревом характере структуры этих частиц.

Рассмотрим в виде примера движущийся вихревой электрон (рис. 169). Допустим, что вихревое кольцо, перемещающееся слева направо, из позиции I переходит в позицию II. За время этого передвижения некоторая точка на окружности сечения вихря  $a$  описывает кривую  $a'$ , имеющую циклоидальный характер. Соответствующая точка на окружности сечения вихря  $b$  в то же время описывает циклоидальную кривую  $b'$ . Все другие точки сечений  $a$  и  $b$  описывают аналогичные циклоидальные траектории. Сказанное относится и ко всем прочим сечениям движущегося вихревого кольца-электрона. Таким образом, поступательное движение магнитного вихря эквивалентно распространению некоторого волнового „пакета“, т. е. своеобразного комплекса колебаний, перемещающихся как единое целое в каком-либо одном направлении. Этот движущийся комплекс несомненно обладает электромагнитными свойствами: он включает в себе магнитное поле и органически связанное с ним электрическое поле. Но, повидимому, он не может быть отождествляем с простой комбинацией обычных максвелловских волн. Здесь мы встречаемся с совершенно особенным электромагнитным процессом.

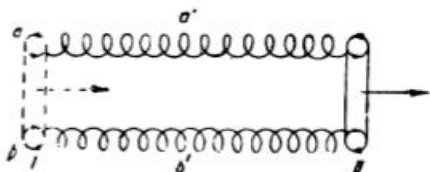


Рис. 169.

И всё это укладывается в рамки гипотезы о вихревой природе элементарных электрических зарядов вообще. Весьма правдоподобно, что развиваемая точка зрения может лечь в основу объяснения явлений дифракции материальных лучей.

з. Необходимо еще сказать несколько слов по следующему поводу. Дело в том, что во всех предыдущих рассуждениях, касающихся гипотезы о вихревой природе элементарных электрических зарядов, мы совсем не затрагивали вопроса о том, как заканчиваются линии электрического поля в объеме электрона или протона, и сохраняет ли смысл обычное представление об объемной плотности электричества. Это, быть может, один из самых серьезных вопросов, вытекающих из вихревой гипотезы элементарных электрических зарядов. Повидимому, тут мыслим пока только один ответ. Именно, мы еще не знаем всех деталей того, надо полагать, бурного процесса, который происходит в центральной области магнитного вихря или комплекса магнитных вихрей, сократившихся до микрофизического размера. Вполне возможно, что здесь создаются специфические условия, благодаря которым линии электрического поля могут как-то обрываться, так что представление о средней плотности электричества сохраняет свою силу для всего объема электрона или протона в целом. Но, конечно, затруднительно при этом говорить об объемной плотности электричества в какой-либо точке внутри электрона или протона. Впрочем следует подчеркнуть, что примитивная трактовка понятия об объемной плотности электричества в некоторой точке недопустима и в том случае, когда мы рассматриваем электроны или протоны в соответствии с современными научными представлениями об их волновой природе, в связи с чем эти физические реальности считаются лишенными резких границ и как бы расплывающимися в окружающем пространстве. И в данном случае остается открытым вопрос, почему и как обрываются линии электрического поля, заканчивающиеся на элементарных зарядах.

и. Итак, мы подвергли общему рассмотрению главнейшие моменты, характеризующие поведение и свойства материальных носителей элементарных электрических зарядов. Мы видели, что в этом отношении не существует непреодолимых противоречий с гипотезой о вихревой природе электронов, протонов и т. п. Если всё изложенное выше по данному поводу в какой-либо степени соответствует тому, что реально происходит, то из этого вытекает следующее. В § 54 мы познакомились с соображениями Фарадея об электротоническом состоянии. В своих заключительных высказываниях (п. 3269) он, между прочим, ставит вопрос о „магнитном эквиваленте статического электричества“. Быть может, гипотеза о вихревом электроны и вообще о вихревой природе всех элементарных электрических зарядов есть не что иное, как именно прямой ответ на выдвинутый Фарадеем чрезвычайно важный вопрос. Действительно, эта гипотеза исходит из допущения, что структура элементарных зарядов включает в себе в качестве главной составной части сократившийся до очень малых размеров магнитный вихрь, т. е. элементарный магнитный поток. С точки зрения рассмотренной гипотезы электрический заряд и магнитный поток не являются какими-то самодовлеющими физическими реальностями, которые могут быть противопоставляемы по существу. Они объединяются идеей о вихревом движении и различаются лишь как две формы восприятия одного и того же физического процесса. Вскрывается, таким образом, их внутреннее единство.

### § 61. Экспериментальное обследование вопроса о „магнитном эквиваленте статического электричества“

а. Не может, конечно, подлежать сомнению, что проблема „магнитного эквивалента статического электричества“ имеет большое принципиальное значение как при рассмотрении подлинных соотношений между электрическими и магнитными явлениями вообще, так и при суждении о природе электрического тока, в частности. В связи с этим было бы очень важно непосредственным экспериментом подтвердить возможность возникновения электрических зарядов за счет преобразования в них элементарных составляющих магнитного потока. Автор настоящей книги сделал попытку выполнить это.<sup>1</sup>

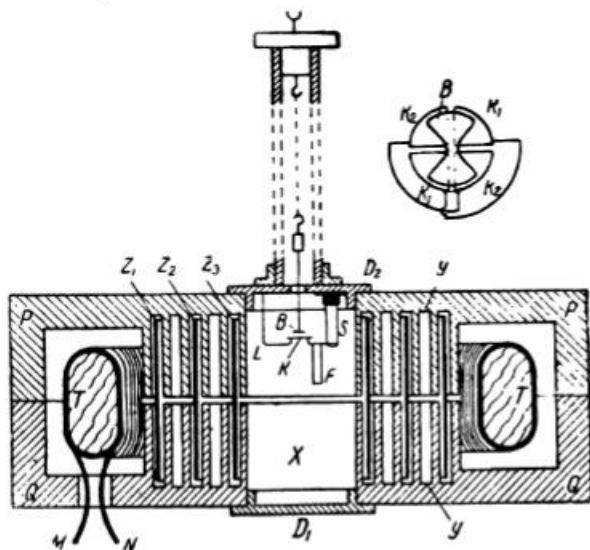


Рис. 170.

Прежде всего необходимо отметить, что описываемые в настоящем параграфе эксперименты могут быть надлежащим образом поняты только на фоне всего того, что было сказано в § 40 Главы IV (а также в предыдущих двух параграфах 59 и 60). Только при этих условиях полученные результаты утрачивают свою полную неожиданность и могут быть рассматриваемы в качестве логического завершения целой цепи взаимно связанных предпосылок.

Обстановка опытов была следующая. В качестве основной части аппарата оказалось наиболее целесообразным воспользоваться тем генератором свободных магнитных звеньев, который был уже описан в § 40, (см. рис. 108). Таким образом, в опытах применялась тороидальная обмотка, окруженная разомкнутым железным экраном. Были произведены только некоторые изменения и дополнения, относившиеся к центральной камере в щелях железного экрана и имевшие целью обнаружение электрических зарядов, которые могли тут появиться в резуль-

<sup>1</sup> Описываемые ниже опыты в основном были произведены мною в период времени с 1929 по 1936 г. При этом было испытано большое число предварительных вариантов экспериментальной обстановки.  
В. Миткевич

тате преобразований свободных магнитных звеньев. Во время экспериментов было испробовано несколько типов электромметра и в конце концов выбор остановился на квадрантном электромметре очень малых размеров. На рис. 170 представлено расположение главнейших частей всего устройства. Здесь  $T$  есть тороидальная обмотка, наложенная на деревянный сердечник,  $M$  и  $N$  — выводы этой обмотки,  $P$  и  $Q$  — щеки железного экрана, которые плотно соприкасались с внешней стороны, а со стороны центральной камеры  $X$  отстояли одна от другой, образуя щель шириною в 0,3 мм. Во время опытов в кольцевые впадины  $YU$  всегда были заложены три хорошо изолированных железных цилиндра  $Z_1$ ,  $Z_2$  и  $Z_3$ , преграждавших путь перебегающим магнитным линиям аномального потока и обеспечивавших проникновение в камеру  $X$  только свободных магнитных звеньев, которые отпочковывались в процессе преобразований нормального магнитного потока тороидальной обмотки  $T$ . Как и в предшествовавших опытах, описанных в § 40, через выводы  $M$  и  $N$  по этой обмотке пропускается ток (2—3 А) от искрового генератора высокой частоты порядка  $10^6$  герцев. Камера  $X$ , образованная двумя центральными отверстиями в щеках  $P$  и  $Q$ , имела размеры: диаметр 40 мм, высота около 80 мм. Снизу камера  $X$  плотно закрывалась железным днищем  $D_1$ . Сверху она также по возможности плотно закрывалась железной крышкой  $D_2$ , сквозь небольшое центральное отверстие которой проходила нижняя часть подвеса, поддерживавшего бисквит  $B$  электромметра. Этот электромметр был расположен в верхней половине преобразовательной камеры  $X$ . Так как ожидалось возникновение в ней лишь незначительного количества электричества, то электромметр должен был обладать возможно малой емкостью. С этой целью применен электромметр, квадранты которого  $K$  имели в диаметре 10 мм. На рис. 170 (вверху направо) изображены отдельно главные части этого электромметра. Квадранты  $K_1K_1$  и  $K_2K_2$  не имели обычной коробчатой формы, а представляли собой простые плоские секторы из тонкой металлической пластинки, попарно соединенные изогнутыми проволочками. Одна пара квадрантов ( $K_1K_1$ ) припаивалась к поддерживающей проволоке  $L$ , непосредственно присоединенной к крышке  $D_2$ . Другая же пара квадрантов ( $K_2K_2$ ) была припаяна к проволоке, которая поддерживалась изолирующим столбиком  $S$  из серы. При помощи приспособления, не показанного на рисунке, можно было производить электрическое соединение изолированной пары квадрантов с крышкой  $D_2$ , для приведения к нулю разности потенциалов между обоими парами квадрантов. Над плоскими квадрантами, параллельно им и по линии раздела двух соседних пар, располагался очень легкий бисквит  $B$ , изготовленный из тонкого алюминиевого листка. Вес бисквита вместе с зеркальцем был около 15 мг. Всё это подвешивалось на кварцевой нити толщиной порядка 0,001 мм. Специальная батарейка служила для поддержания постоянной разности потенциалов, от 70 до 140 В, между бисквитом и квадрантами. В некоторых случаях к проволоке, поддерживающей изолированную пару квадрантов, подвешивалась полоска  $F$  из тончайшего алюминия, имевшая размеры  $3 \times 15$  мм<sup>2</sup>. Само собою разумеется, что были применены соответствующие меры для экранировки электромметра от воздействий со стороны генератора высокой частоты. Между прочим, щель между щеками железного экрана  $PQ$  плотно закрывалась парафином со стороны камеры  $X$ .

Опыт обычно производился в таком порядке. Прежде всего приводилась к нулю разность потенциалов между двумя парами квадрантов. Выжидалось некоторое время, пока совершенно не прекратятся колеба-

ния бисквита, и по шкале отмечалось его нулевое положение. Затем квадранты  $K_2K_2$  отсоединялись от корпуса аппарата. Наконец, пропускался ток через тороидальную обмотку  $T$ , что производилось только путем возбуждения высокочастотного генератора, нормально всегда стоявшего выключенным. Цепь обмотки  $T$  никогда не прерывалась. Она была неизменно присоединена к генератору. Одновременно с включением тока начиналось наблюдение по шкале за положением бисквита электрометра.

б. Весьма большое число произведенных экспериментов дало следующие результаты, которые на первый взгляд казались в высокой степени странными благодаря их хаотичности и какой-то беспорядочности:

1. Весьма часто случалось, что даже длительное пропускание высокочастотного тока через тороидальную обмотку (20—30 минут) не сопровождалось какими бы то ни было отклонениями бисквита электрометра.

2. Иногда наблюдалось медленное и плавное отклонение электрометра в сторону, соответствующую отрицательной электризации изолированной пары квадрантов.

3. Несколько реже наблюдалось такое же плавное отклонение электрометра в сторону, соответствующую положительной электризации изолированной пары квадрантов.

4. В ряде экспериментов указанное плавное отклонение электрометра в каком-либо одном направлении внезапно сменялось быстрыми и энергичными отклонениями его поочередно в обе стороны от нулевого положения. Этот эффект, обычно весьма кратковременный, производил такое впечатление, как будто бы в камере  $X$  возникал какой-то бурный процесс, так сказать, взрывного характера. Иногда, хотя и сравнительно редко, взрывной эффект наблюдался сам по себе, без всякого предварительного плавного отклонения электрометра, и бывало, что в одном и том же эксперименте это повторялось по несколько раз с некоторыми паузами.

в. Необходимо отметить, что в течение длительного экспериментирования, в условиях многократного повторения наблюдений, удалось зарегистрировать достаточно большое количество случаев положительного эффекта (2, 3, 4). В общем можно сказать, что при значительном числе повторных наблюдений примерно 3—5% их сопровождалось взрывным эффектом, в то время как на долю плавных отклонений электрометра приходилось от 15 до 20% всего числа наблюдений. Но случалось и так, что взрывной эффект наблюдался в нескольких экспериментах, непосредственно следующих один за другим.

г. Можно было бы, конечно, пытаться объяснить наблюдавшиеся отклонения электрометра какими-либо дефектами его экранировки от электромагнитных и иных влияний со стороны цепи рядом расположенного высокочастотного генератора. Это требовало чрезвычайной осторожности в оценке полученных результатов и в трактовке их в том смысле, что в описываемых условиях в камере  $X$  действительно возникали свободные электрические заряды. Однако разного рода соображения о возможных ошибках, повидимому, утрачивают свое значение, так как в процессе экспериментирования удалось дополнительно констатировать обстоятельство, совершенно непредвиденное и выходящее за пределы того, что можно было бы приписать посторонним влияниям. Именно оказалось следующее:

*Иногда отклонения электрометра — плавные или взрывного харак-*

тера — начинались не во время прохождения тока через тороидальную обмотку, а лишь спустя несколько секунд после прекращения этого тока, когда генератор высокой частоты уже не работал и какие-либо воздействия его на систему электрометра были абсолютно исключены. Иногда же разного рода отклонения электрометра, без всякого изменения их общего характера, просто продолжались и после прекращения тока в тороидальной обмотке.

Такое своеобразное последствие, многократно констатированное, могло быть наблюдаемо иногда довольно длительно (в продолжение 20—30 секунд и более после прекращения тока) с непрерывно убывающей интенсивностью. Единственное правдоподобное объяснение всему этому состоит, надо полагать, в том, что в течение предшествовавшего процесса преобразований магнитного потока тороидальной обмотки  $T$  свободные магнитные звенья накапливались в камере  $X$ . Они затем сокращались и пребывали в состоянии беспорядочного движения до момента их обнаружения в форме электризации изолированной пары квадрантов. Указанное беспорядочное движение сократившихся магнитных звеньев, по всей вероятности, должно было сопровождаться их отражением от стенок камеры  $X$ , а также прилипанием их к стенкам или поглощением стенками камеры.

д. Описанные явления, во всех их разновидностях, не поддавались нарочитому их воспроизведению по желанию экспериментатора, а наблюдались нерегулярно и как бы самопроизвольно. Это обстоятельство в течение очень долгого времени давало повод считать, что еще не вскрыты все условия, от которых зависит тот или иной эффект, а потому опыты, хотя они и привели к положительному результату, всё же рассматривались автором как не вполне законченные. В конце концов, однако, выяснилось, что от произведенных опытов и нельзя было ожидать чего-либо более определенного в смысле решения основного вопроса: соответствует ли природе вещей сделанное автором предположение о форме и строении „магнитного эквивалента статического электричества“? Действительно, если сократившиеся до микрофизических размеров магнитные звенья преобразуются в камере  $X$  в элементарные отрицательные и положительные заряды, то при этом возможны следующие случаи:

1. Отрицательные и положительные заряды возникают в равных количествах. Тогда средняя плотность объемного заряда в камере  $X$  должна быть равна нулю, и изолированная пара квадрантов электрометра будет оставаться не заряженной.

2. Отрицательные заряды образуются в избытке по сравнению с положительными зарядами. Изолированная пара квадрантов будет заряжаться отрицательно.

3. В избытке оказываются положительные заряды, сообщающие положительную электризацию изолированной паре квадрантов.

4. Благодаря какому-то нарушению условий однообразного течения процесса в камере  $X$  поочередно возникают в избытке то отрицательные, то положительные заряды. Должны будут наблюдаться отбросы электрометра по обе стороны от нулевого положения бисковита.

Именно такой и был общий характер установленного опытом эффекта. Что получится в каждом частном случае, трудно вперед предугадать. Надо думать, что тут всё происходит согласно закономерностям, определяемым теорией вероятностей. Многое должно зависеть от ряда приводящих обстоятельств, которые сами по себе могут казаться ничтожными, но тем не менее они будут в состоянии обуславливать

направление совершающегося в камере  $X$  процесса образования элементарных зарядов. Быть может, при этом начинает сказываться тепловое движение молекул газа, которые заполняют камеру  $X$  и сталкиваются с сократившимися до микрофизических размеров магнитными вихрями. Мыслимы также всевозможные иные влияния. В связи с этим и должны наблюдаться те нерегулярности в проявлении того или иного эффекта, которые сначала были восприняты как указание на незаконченность экспериментов. В действительности же описанные эксперименты по существу не могли дать больше того, что было ими фактически установлено.

е. Таким образом, всё происходило так, как будто бы при активировании системы, изображенной на рис. 170, путем пропускания переменного или, вообще говоря, изменяющегося тока по тороидальной обмотке  $T$ , пространство внутри камеры  $X$  приобретает некоторое специфическое состояние. Оно, повидимому, вполне совпадает с тем, что Фарадей назвал *электротоническим состоянием* (см. § 54, п. 3269). Однако в рассмотренных условиях электротоническое состояние может проявляться не в форме каких-либо индуцированных токов, как это было в экспериментальной обстановке, описанной в § 40, а в форме *„магнитных эквивалентов статического электричества“*. Вместе с тем гипотеза о вихревой природе элементарных электрических зарядов получает значительное подтверждение.

Сделанное Фарадеем открытие электромагнитной индукции являлось решением, так сказать, первой части задачи, сформулированной им в 1822 г.: „Обратить магнетизм в электричество“. Именно этим открытием была констатирована возможность генерирования „электричества движущегося“, т. е. электрического тока, путем использования магнитного поля в качестве исходного фактора. Что же касается „магнитного эквивалента статического электричества“, то он оставался до сих пор неизвестным.

Если выводы, к которым мы пришли в результате опытов, описанных в настоящем параграфе, можно признать в какой-либо степени обоснованными и в общем соответствующими действительным соотношениям между областями магнитных и электрических явлений, то позволительно думать, что удалось, наконец, подойти к решению и второй части вышеуказанной задачи, сформулированной Фарадеем.

## § 62. Движение электричества в цепи тока

а. Из всего того, что было изложено в §§ 58—61, вытекает следующее. В процессе электрического тока, протекающего по обычному проводнику с некоторым конечным сопротивлением, магнитные звенья потока самоиндукции непрерывно поглощаются веществом проводника, внося туда соответствующее количество энергии, за счет которого образуется джоулево тепло. Далее, можно считать очень правдоподобным, что указанные магнитные звенья не исчезают бесследно внутри проводника, но сокращаются до микрофизических размеров и преобразуются здесь в элементарные электрические заряды, в основном, вероятно, — в электроны, которые присоединяются к свободным электронам, уже существующим в объеме проводника.

С другой стороны, известно, что всякий электрический ток теснейшим образом связан с движением электричества вдоль цепи тока.

С обычной, в значительной степени примитивной точки зрения это движение электричества и составляет сущность электрического тока. Всё же прочее рассматривается лишь в качестве какого-то дополнения, не имеющего принципиального значения.

С точки же зрения, которая развивается в настоящей VI Главе в полном согласии со всеми высказываниями Фарадея и Максвелла, касающимися вопроса о природе так называемого „электрического тока“, наиболее существенная и принципиально неотъемлемая часть этого комплексного физического явления состоит в потоке самоиндукции, распределенном в пространстве вокруг проводника. Справедливость данной точки зрения вполне убедительно доказывается путем рассмотрения и анализа всех случаев сверхпроводимости. Можно представить себе „электрический ток“, не сопровождающийся выделением джоулева тепла и даже совершенно не связанный с движением каких бы то ни было обычных носителей электрических зарядов. Но представить себе „электрический ток“ без соответствующего потока самоиндукции абсолютно невозможно. Движение же электричества, вообще говоря, всегда имеющее место в процессе „электрического тока“, как-то подчиняется потоку самоиндукции, что особенно отчетливо выявляется в ряде случаев сверхпроводящих цепей (см. §§ 53 и 56).

В случае металлического проводника с конечным сопротивлением движение электричества принято ассоциировать с перемещением находящихся внутри проводника электронов в направлении, обратном тому, которое условно рассматривается как положительное направление тока. Электронная теория металлической проводимости исходит из этого основного представления и во всех деталях изучает поведение элементарных электрических зарядов внутри проводника. При этом, однако, магнитный поток самоиндукции совершенно или почти совершенно игнорируется. Как мы уже отмечали выше, указанным недоучетом роли магнитного потока в значительной степени объясняется своего рода трагизм чистой электронной теории, выражающийся в ее бессилии как-либо объяснить самый простой и принципиально самый важный случай проводникового тока. Мы имеем в виду ток сверхпроводимости, характеризующийся отсутствием ряда привходящих обстоятельств. Едва ли можно признать справедливость и исчерпывающую полноту исходных положений теории, трактующей явление металлической проводимости, если она более или менее удовлетворительно справляется только с количественным описанием некоторых сторон этого физического явления в сложных случаях, когда приходится иметь дело с добавочным, второстепенным по своему значению, процессом в форме выделения джоулева тепла, и если эта теория оказывается неприложимой к простейшему случаю сверхпроводящей цепи. Необходимо притти к выводу, что есть какие-то ошибки в исходных положениях такой теории и что она нуждается в весьма существенных коррективах. На такого рода ошибки мы уже обращали внимание в §§ 52 и 56.

Электролитическая проводимость несомненно связана с движением положительных и отрицательных ионов, перемещающихся при прохождении тока по противоположным направлениям. До некоторой степени подобное же движение ионов обоих знаков происходит и при прохождении тока через газы, причем в этом перемещении зарядов обычно играют значительную роль также ничем не отягченные электроны, степень участия которых в процессе тока повышается по мере уменьшения плотности газа. Через совершенный вакуум длительный электрический ток неизменного направления может осуществляться исключительно при

посредстве электронов, отрывающихся от находящегося в вакууме отрицательного электрода (катода). Движение элементарных электрических зарядов происходит и во всех случаях прохождения тока через полупроводники, а также через вещества, относимые к разряду обычных диэлектриков.

5. Одно весьма важное обстоятельство характеризует все перечисленные случаи прохождения электрического тока. В этих случаях может сколь угодно долго наблюдаться *постоянный ток*, хотя бы и очень слабый. Есть, однако, еще такой случай прохождения электрического тока, когда в некотором объеме, лежащем на пути тока, полностью отсутствуют заряды, могущие длительно передвигаться в неизменном направлении. Речь идет о случае совершенного диэлектрика, у которого электрическое сопротивление бесконечно велико. В наиболее чистом виде мы встречаемся с подобными условиями прохождения электрического тока, если в рассматриваемом объеме совершенно нет какой бы то ни было обычной материи и никакие материальные носители электричества не могут здесь появиться извне. Это есть случай так называемой абсолютной „пустоты“, т. е. пространства, в котором нет ничего, кроме эфира. Как показывает опыт, совершенный диэлектрик, лежащий на пути тока, вообще говоря, не прерывает его, но только в подобных условиях ток не может сколь угодно долго идти в одном и том же направлении, а возможно длительное существование лишь такого тока, направление которого претерпевает периодические или хотя бы аperiodические изменения. Таким образом, сквозь совершенный диэлектрик может проходить *переменный ток*, и ничто не препятствует существованию подобного рода тока в течение сколь угодно большого промежутка времени.

Согласно Максвеллу, мы встречаемся в указанном случае с токами электрического смещения. Всё происходит так, как будто бы здесь мы имеем дело с какой-то „упругой“ деформацией диэлектрика, эквивалентной подлинному перемещению электричества. Под влиянием электрической силы, действующей на диэлектрик, эта упругая деформация, которую Максвелл назвал *электрическим смещением*, может нарастать в каком-либо определенном направлении лишь до известного предела, соответствующего моменту, когда стремление деформированного диэлектрика вернуться к своему нормальному состоянию полностью уравновесит эффект электрической силы. Ток электрического смещения существует только во время изменения величины электрического смещения. При уменьшении этой величины или при возникновении электрического смещения в обратном направлении и кратковременный ток смещения будет протекать в другую сторону. Следовательно, если величина электрического смещения в некотором диэлектрике будет претерпевать периодические или аperiodические изменения, то в этом диэлектрике будет существовать ток электрического смещения.

Принято обозначать через  $D$  величину вектора электрического смещения, численно равную количеству электричества, проходящего через единицу поверхности, нормальной к направлению смещения, за время возникновения этой „упругой“ деформации. Когда направление вектора электрического смещения сохраняется неизменным, плотность тока смещения  $\delta$ , протекающего через диэлектрик в каждый данный момент времени, может быть выражена так:

$$\delta = \frac{dD}{dt}.$$

г. Для более углубленного понимания введенного Максвеллом представления о токах электрического смещения и для того, чтобы вполне оценить всё значение этого плодотворного физического представления, которое дало Максвеллу возможность сделать чрезвычайно важные обобщения в области теории электромагнитного поля, считаем небесполезным ознакомиться с подлинными его высказываниями по этому поводу. С этой целью мы приведем ряд цитат из первого тома труда Максвелла „A Treatise on Electricity and Magnetism“. В § 60 указанной книги он, между прочим, говорит:

„Электрическая поляризация некоторого элементарного объема диэлектрика есть вынужденное состояние, в которое среда приходит под действием электродвижущей силы и которое исчезает, когда эта сила устраняется. Его возможно представить себе в виде того, что мы можем назвать электрическим смещением, производимым электродвижущей силой. Когда электродвижущая сила действует на проводящую среду, она возбуждает ток сквозь эту среду, если же среда есть непроводник или диэлектрик, такой ток не может длительно протекать через нее, но электричество смещается внутри среды в направлении электродвижущей силы, причем степень этого смещения зависит от величины электродвижущей силы, так что в случае увеличения или уменьшения электродвижущей силы и электрическое смещение возрастает или убывает в том же отношении.

Величина смещения измеряется количеством электричества, которое проходит сквозь единицу поверхности, в то время как смещение возрастает от нуля до действительной его величины. Таким образом, это есть мера электрической поляризации.

Аналогия между действием электродвижущей силы, производящей электрическое смещение, и действием обычной механической силы, производящей смещение в некотором упругом теле, настолько очевидна, что мне представилось возможным назвать отношение электродвижущей силы к соответствующему электрическому смещению *коэффициентом электрической упругости* среды. Этот коэффициент различен для различных сред и изменяется обратно пропорционально диэлектрической постоянной каждой среды.

Изменения электрического смещения, очевидно, представляют собой электрические токи. Эти токи, однако, могут существовать только во время изменения смещения и поэтому не в состоянии продолжаться неопределенно долго в одном направлении подобно токам в проводниках, так как смещение не может превзойти известной величины...“

И далее, в § 62 цитируемой книги, содержатся нижеследующие строки:

„... что бы ни представляло собой электричество и что бы ни могли мы разуметь под движением электричества, явление, которое мы назвали электрическим смещением, есть движение электричества в том же смысле, как и перенос некоторого определенного количества электричества вдоль проволоки есть какое-то движение электричества; единственное различие состоит лишь в том, что в диэлектрике существует сила, которую мы назвали электрической упругостью, которая противодействует электрическому смещению и вынуждает электричество сдвигаться назад, когда электродвижущая сила устраняется; между тем как в проводящей проволоке электрическая упругость непрерывно уступает, так что появляется ток подлинной проводимости и сопротивление связано зависимостью не с полным

количеством электричества, смещенным из его положения равновесия, а с количеством электричества, которое проходит через поперечное сечение проводника за данный промежуток времени“.

В последнем отрывке представляют значительный интерес слова: „... что бы ни представляло собой электричество и что бы ни могли мы разуметь под движением электричества...“. Укажем прежде всего, что Максвелл, конечно, отдавал себе полный отчет в отсутствии каких-либо точных данных касательно того, как необходимо понимать действительную природу физического агента, называемого нами „электричеством“. Затем Максвелл несомненно принимал во внимание то обстоятельство, что еще Фарадей пришел к заключению о вероятной ошибочности наших обычных представлений об электрическом токе. В § 46 настоящей Главы VI мы уже имели случай отметить такого рода суждение Фарадея. Здесь, надо полагать, подразумевается достаточно выяснившееся большое значение той стороны процесса электрического тока, которую мы воспринимаем в качестве магнитного поля тока. Итак, свои высказывания по вопросу об электрическом смещении Максвелл хотел поставить вне всякой зависимости от того, „... что бы ни представляло собой электричество и что бы ни могли мы разуметь под движением электричества...“.

г. Еще одно место в самом конце последней цитаты заслуживает особенного внимания. Максвелл, не входя в детальное рассмотрение того, что происходит в обычном проводнике при прохождении электрического тока, ограничивается лишь общим указанием: „... в проводящей проволоке электрическая упругость непрерывно уступает, так что появляется ток подлинной проводимости...“ Здесь речь идет о различии между диэлектриками и проводниками. В последних „электрическая упругость непрерывно уступает“ действию электродвижущей силы, производящей электрическое смещение. Приведенными немногими словами намечается путь к дальнейшему выяснению некоторых существенных подробностей процесса движения электричества в проводнике. Из этих слов следует, что представление об электрическом смещении Максвелл распространяет на все без исключения материалы. По Максвеллу, электрическое смещение может иметь место не только в совершенных диэлектриках, но также и в так называемых плохих, т. е. полупроводящих, диэлектриках, во всякого рода электролитах и даже в металлах. В совершенном диэлектрике раз возникшее электрическое смещение при сохранении внешних условий, его возбудивших, может неопределенно долго оставаться неизменным, и мы будем иметь

$$D = \text{Const.},$$

$$\dot{d} = \frac{dD}{dt} = 0,$$

так что полностью отсутствует какой бы то ни было электрический ток. При наличии же ионов, электронов и т. п. электрическое смещение будет более или менее быстро исчезать в связи с перемещением указанных элементарных носителей электричества. Для поддержания постоянного тока в таком случае требуется непрерывное возобновление деформации смещения со скоростью, соответствующей быстрой ослаблению и, так сказать, разрушения ее в процессе перемещения элементарных носителей электрических зарядов. Во всё время этого возобновления упругой деформации смещения и происходит то, что мы называем электрическим током в проводнике.

Дж. Дж. Томсон сделал попытку развить рассматриваемую точку зрения Максвелла и представить себе возможный механизм ослабления электрического смещения в процессе перемещения ионов, электронов и т. п.<sup>1</sup> Выяснилось, что при установившемся режиме, т. е. в случае постоянного тока, количество электричества, переносимого этими элементарными зарядами через поперечное сечение некоторого проводника, должно быть в точности равно по абсолютной величине возобновляющемуся за то же время полному электрическому смещению сквозь данное сечение проводника. Таким образом, при определении силы проводникового тока в количественном отношении совершенно безразлично, учитываем ли мы движение всех носителей элементарных электрических зарядов, как это обычно и делается, или же принимаем во внимание только непрерывное возобновление полного электрического смещения сквозь рассматриваемое сечение проводника, на что обычно не принято обращать должное внимание.

Если строго придерживаться взглядов Максвелла, то можно утверждать, что во всех без исключения случаях электрического тока первичное, основное движение электричества вдоль цепи тока осуществляется именно в процессе изменения или возобновления полного электрического смещения сквозь поперечное сечение этой цепи. Перемещение же разного рода носителей электрических зарядов вдоль цепи является лишь вторичным явлением, которое начинает играть роль в тех случаях, которые мы характеризуем терминами „проводниковый ток“ или „ток конвекции“.

д. Пуанкаре, излагая теорию Максвелла и касаясь электрического смещения, указывает, что то электричество, которое, согласно этой теории, мы должны представлять себе смещающимся во время установления электрической „упругой“ деформации в эфире, т. е. в так называемой „пустоте“, представляет собой нечто, отличающееся от обычно рассматриваемого электричества.<sup>2</sup> Быть может, это и так, а быть может, что более вероятно, намечающаяся теперь эволюция наших представлений о природе электрона и других элементарных зарядов приведет к устранению кажущегося различия между двумя видами „электричества“. Дело в том, что примитивная электронная теория, отмежевываясь от основных идей Фарадея и Максвелла, до последнего времени оперировала с электронами, рассматриваемыми как некоторые элементарные корпускулы строго ограниченного объема, обладающие врожденной способностью взаимодействовать одна с другой на расстоянии, через ничто. С этой точки зрения движущиеся электроны представляют собой, так сказать, точечные токи, отделенные друг от друга. В таком случае не может быть, конечно, и речи о максвелловском принципе непрерывности тока, чему специально посвящен следующий § 63. Но эта примитивная теория начала претерпевать метаморфозу, обнаруживающую здоровые симптомы сближения с фарадеев-максвелловской точкой зрения. Именно, как мы указывали уже раньше, в связи с развитием волновой механики, с одной стороны, и на основе экспериментальных данных из области дифракции электронов и иных мельчайших частиц материи, с другой стороны, возникло представление об элементарном электрическом заряде как о некотором центре электромагнитного процесса, происходящего в окружающем пространстве. Таким образом, электрон, протон и т. п. теряют свои резко очерченные границы, как бы расплыв-

<sup>1</sup> J. J. Thomson, Recent Researches in Electricity, pp. 45—52.

<sup>2</sup> H. Poincaré. Électricité et Optique, 1901, p. 14.

ваясь в пространство вокруг этих центров и по природе своей сближаются с тем, что вообще может иметь место и, по всей вероятности, действительно имеет место в пространстве, т. е. в основной физической субстанции (в эфире).

Необходимо также принять во внимание следующее. Всё, что было изложено в §§ 58—61 по вопросу о возможной вихревой природе элементарных электрических зарядов, по существу своему вполне гармонирует с общими соображениями Максвелла по поводу „упругой“ деформации электрического смещения. Еще Кельвин (В. Томсон) показал, что существование вихревого движения в среде, которая сама по себе не обладает какой бы то ни было упругостью, должно сообщать этой среде свойства якобы упругого тела. Следовательно, если вихревое движение эфира заполняет некоторый объем пространства, эфир в этом объеме может рассматриваться как среда, способная подвергаться „упругой“ деформации. Весьма возможно, сверх того, что углубление в физический смысл идеи Фарадея об электротоническом состоянии, на котором мы останавливались в §§ 54 и 55, будет значительно содействовать дальнейшей эволюции наших представлений об „электричестве“ и вообще об электрическом поле.

### § 63. Принцип непрерывности электрического тока

а. Принцип непрерывности электрического тока, установленный Максвеллом, лежит в основе целого ряда важных соотношений, которыми характеризуется электромагнитное поле. Справедливость этого весьма важного положения в полной мере подтверждается всей совокупностью следствий, вытекающих из максвелловой теории и оправдывающихся на опыте.

Когда цепь состоит только из металлического проводника, замкнутость контура тока становится самоочевидной. Постоянный ток может протекать лишь в случае отсутствия каких бы то ни было перерывов в проводниковой цепи. То же наблюдается и тогда, когда цепь включает в себе какие-либо электролиты или промежутки, содержащие ионизированный газ. Если же в металлической цепи есть перерыв, заполненный более или менее совершенным диэлектриком, например если в цепь введен некоторый конденсатор, то постоянный ток не в состоянии проходить по такой цепи и мы обычно называем ее „разомкнутой цепью“. Опыт, однако, показывает, что переменный ток по этой цепи может протекать. Надо полагать, что и подобного рода цепь по существу является замкнутой, хотя на первый взгляд она и кажется прерванной. Представление об электрическом смещении позволяет разобраться в том, как в данном случае осуществляется непрерывность тока, который всегда и безусловно всегда течет вдоль вполне замкнутого контура и никогда нигде не прерывается.

б. Основные соображения Максвелла, касающиеся принципа непрерывности электрического тока, содержатся в том же разделе его „Трактата об электричестве и магнетизме“ (A Treatise on Electricity and Magnetism), выдержки из которого мы уже приводили в предыдущем параграфе, когда рассматривали вопрос о деформации электрического смещения. В § 60 указанного трактата, непосредственно после слов, разъясняющих процесс возникновения электрического смещения в пространстве вокруг положительно заряженного шара, Максвелл говорит:

*„Смещение изнутри наружу сквозь какую-либо сферическую поверхность, concentрическую с шаром, равно заряду шара.“*

Для того чтобы закрепить наши представления об электрическом смещении, рассмотрим некоторый конденсатор, образованный двумя проводящими пластинами  $A$  и  $B$ , разделенными слоем диэлектрика  $C$ . Пусть  $W$  есть проводящая проволока, соединяющая  $A$  и  $B$ , и предположим, что под действием какой-либо электродвижущей силы количество  $Q$  положительного электричества переносится вдоль проволоки от  $B$  к  $A$ . Положительная электризация  $A$  и отрицательная электризация  $B$  обусловят возникновение определенной электродвижущей силы, действующей в диэлектрическом слое по направлению от  $A$  к  $B$ , и она произведет электрическое смещение от  $A$  к  $B$  внутри диэлектрика. Величина этого смещения, которое измеряется количеством электричества, вынужденного пройти через некоторое воображаемое сечение диэлектрика, делящее его на два слоя, будет согласно нашей теории, в точности равна  $Q$ ...

Выходит, таким образом, что в то время, когда количество электричества  $Q$  переносится вдоль проволоки под действием электродвижущей силы по направлению от  $B$  к  $A$  и проходит при этом сквозь каждое поперечное сечение данной проволоки, такое же количество электричества проходит сквозь каждое поперечное сечение диэлектрика от  $A$  к  $B$  вследствие электрического смещения.

Движение электричества будет обратным во время разряда конденсатора. В проволоке разряд  $Q$  пройдет от  $A$  к  $B$ , а в диэлектрике смещение будет ослабевать, и количество электричества  $Q$  протечет сквозь любое сечение диэлектрика от  $B$  к  $A$ .

Каждый случай заряжения или разряда может быть поэтому рассматриваем как некоторое движение в замкнутой цепи, так что через всякое сечение цепи в течение одного и того же промежутка времени протекает одно и то же количество электричества, и это происходит не только в проводниковой цепи, что всегда признавалось, но и в тех случаях, когда вообще предполагали, что электричество аккумулируется в определенных местах“.

В следующем § 61 своего трактата Максвелл продолжает:

„Мы, таким образом, приходим к весьма замечательному следствию, вытекающему из теории, которую исследуем, а именно, что движение электричества сходно с движением некоторой несжимаемой жидкости, так что полное количество в воображаемой фиксированной замкнутой поверхности остается всегда одним и тем же. Этот результат на первый взгляд кажется стоящим в прямом противоречии с тем фактом, что мы можем зарядить какой-либо проводник, а затем внести его в замкнутое пространство и таким путем изменить количество электричества внутри этого пространства. Однако мы должны помнить, что обычная теория вовсе не считается с электрическим смещением в веществе диэлектрика, рассмотренным нами, но сосредоточивает свое внимание на электризации поверхностей, которыми граничат проводники с диэлектриками. В случае заряженного проводника предположим, что заряд будет положительным, тогда, если окружающий диэлектрик распространяется во все стороны за пределы замкнутой поверхности, будет иметь место электрическая поляризация, сопровождаемая смещением изнутри наружу по всей замкнутой поверхности, и поверхностный интеграл смещения, распространенный по всей поверхности, будет равен заряду проводника внутри.

Таким образом, когда заряженный проводник вносится в замк-

нутое пространство, тотчас же возникает смещение количества электричества, равного заряду, изнутри наружу сквозь ограничивающую поверхность, причем полное количество внутри поверхности остается одним и тем же“.

И, наконец, в § 62 своего трактата Максвелл в следующих словах окончательно формулирует принцип непрерывности электрического тока:

„... в каждом случае движение электричества подчиняется тем же условиям, как и движение несжимаемой жидкости, именно — в любой промежуток времени из некоторого данного замкнутого пространства должно вытекать как раз столько, сколько втекает в него.“

Из этого следует, что всякий электрический ток должен образовывать замкнутую цепь. Важность этого результата выяснится, когда мы будем исследовать законы электромагнетизма“.

в. Математическую формулировку принципа непрерывности электрического тока можно представить в таком виде:

$$\oint_S \delta \cos \alpha \, ds = 0,$$

где  $\delta$  есть плотность тока (независимо от рода этого тока) в некоторой точке произвольной замкнутой поверхности  $S$ ,  $\alpha$  — угол между вектором тока и внешней нормалью к поверхности в данной точке, а интегрирование производится по всей этой замкнутой поверхности. Следовательно, полный ток сквозь любую замкнутую поверхность равен нулю. Иными словами, сила тока, протекающего сквозь некоторые участки произвольно взятой замкнутой поверхности в направлении изнутри наружу, в точности равна силе тока, протекающего сквозь другие участки той же поверхности в обратном направлении, т. е. снаружи внутрь.

Отметим, что с формальной стороны принцип непрерывности электрического тока выражается совершенно так же, как и принцип непрерывности магнитного потока (см. § 17 Главы III настоящей книги):

$$\oint_S B \cos \alpha \, ds = 0.$$

г. Итак, всякий электрический ток протекает по непрерывному, вполне замкнутому контуру. Сопоставляя это чрезвычайно важное обстоятельство с принципом непрерывности магнитного потока, заключаем, что магнитный поток самоиндукции и сопряженный с ним электрический ток геометрически связаны между собой подобно двум смежным звеньям обыкновенной цепи.

Можно утверждать, что в электромагнитном процессе, обычно называемом „электрическим током“, основная роль контура тока состоит главным образом в охвате и связывании потока самоиндукции, отдельные составляющие которого, т. е. магнитные линии, стремятся раздвинуться вследствие бокового распора и распространиться по всему окружающему пространству. Контур тока представляет собой, так сказать, обруч, стягивающий пучок магнитных линий потока самоиндукции и ограничивающий область их распространения. То движение электричества, которое мы всегда констатируем в том или ином контуре тока, именно делает этот контур в известной мере непроницаемым для магнитных линий и сообщает ему способность выполнять роль указанного обруча, как бы фиксирующего поток самоиндукции.

## § 64. Возникновение потока самоиндукции

а. Предыдущий параграф мы закончили, отметив тот факт, что поток самоиндукции и соответствующий ему непрерывный контур тока теснейшим образом взаимно связаны. В § 53 настоящей Главы при рассмотрении эквивалентного сверхпроводника и далее в § 55, посвященном электротоническому состоянию как основному свойству магнитного потока, мы стремились выяснить и, надо полагать, до некоторой степени выяснили ряд существенных обстоятельств, непосредственно относящихся к природе электрического тока и к принципу непрерывности тока. Во всех случаях, когда речь идет о некоторой трубке магнитной индукции произвольного поперечного сечения или же об элементарной трубке магнитной индукции, т. е. о реальной магнитной линии, самое представление о составляющих магнитного потока должно быть ассоциируемо со специфическим процессом, имеющим характер какого-то особого „электрического тока“, который со всех сторон обтекает каждую трубку магнитной индукции совершенно независимо от наличия каких-либо проводящих ток цепей. Это, надо полагать, находится в самой тесной связи с вихревой природой магнитного потока, иными словами, с тем, что физически существующие магнитные линии являются вихревыми нитями. Любой пучок магнитных линий потока самоиндукции, в совокупности представляющих собой некоторую трубку магнитной индукции, не может быть мыслим без обтекающего эту трубку особого „электрического тока“, который как бы образуется благодаря согласованности направления элементарных „токов“, органически связанных со структурой каждой отдельной магнитной линии. Движение электричества, происходящее во всяком обычном контуре тока, необходимо поэтому трактовать в качестве процесса, непосредственно определяемого природой магнитного потока, а не как нечто, могущее осуществляться само по себе без какого-либо соподчинения тому, что происходит в пространстве, охватываемом контуром тока, т. е. там, где находится поток самоиндукции. Таким образом, совершенно очевидно, что с рассматриваемой точки зрения электрический ток, идущий по замкнутой проводящей цепи, представляет собой лишь своего рода внешнее проявление внутренних вихревых движений, в скрытом виде уже существующих во всяком магнитном потоке.

Момент возникновения потока самоиндукции есть вместе с тем момент, когда так или иначе начинает обнаруживаться электрический ток в некотором контуре, как обруч охватывающем этот поток. Остановимся на кратком рассмотрении главнейших случаев возникновения потока самоиндукции.

б. Мы уже касались вопроса о вероятном механизме электромагнитной индукции тока (см., например, § 32 Главы IV). Было разъяснено, что появляющийся при этом поток самоиндукции можно, вообще говоря, понимать в качестве результата соответствующих преобразований внешнего магнитного потока, сопровождающихся отпочкованием магнитных звеньев, которые нанизываются на контур индуктированного тока. Всё сказанное по этому поводу можем дополнить следующими соображениями.

Представим себе замкнутый проводящий контур, состоящий, например, из металлической проволоки, некоторый участок которой движется поперек внешнего магнитного потока, пересекая его по схеме, рассмотренной в § 32 Главы IV (рис. 88—90). Весь возникающий в таком слу-

чае поток самоиндукции индуктированного тока, сцепляющийся с данным контуром, состоит исключительно из магнитных звеньев, отпочкованных в генераторном процессе от главного (внешнего) магнитного потока. Действительно, уравнение электродвижущих сил для этого простейшего случая можно написать так:

$$ri + \frac{d(Li)}{dt} = \frac{d\theta}{dt},$$

где  $\theta$  есть число магнитных звеньев, нанизывающихся на проводник (см. § 36 Главы IV) и  $r$  — электрическое сопротивление цепи. Отсюда путем интегрирования получаем:

$$rq + Li = \Delta\theta,$$

где  $q$  есть количество электричества, протекшего по цепи за время пересечения внешнего магнитного потока и возникновения потока самоиндукции  $Li$ , а через  $\Delta\theta$  обозначено полное количество магнитных звеньев, которые нанизались на контур проводника за тот же промежуток времени. Имеем, следовательно,

$$Li = \Delta\theta - rq.$$

Принимая во внимание, что  $\Delta\theta$  и  $rq$  всегда бывают одного и того же знака, можем написать

$$Li \leq \Delta\theta.$$

Ясно, таким образом, что величина потока самоиндукции ( $Li$ ) ни в коем случае не превышает количества магнитных звеньев ( $\Delta\theta$ ), возникших в процессе генерирования индуктированного тока.

В обычных проводниковых цепях, когда  $r$  не равно нулю, а часть магнитных звеньев, равная  $rq$ , успевает уже поглотиться веществом проводника и отдать ему несомую ими энергию, проявляющуюся в форме Джоулева тепла (см. § 58), мы постоянно будем иметь

$$Li < \Delta\theta.$$

В предельном же случае, когда  $r=0$ , получаем

$$Li = \Delta\theta.$$

На содержании этого последнего соотношения мы останавливали внимание раньше, когда рассматривали вопрос о сверхпроводящих цепях и указывали, что в подобного рода цепях поток самоиндукции никак не расходуетя и, раз образовавшись, сохраняется неизменным, как бы скованный замкнутым сверхпроводящим контуром.

в. Представляют значительный интерес случаи возникновения потока самоиндукции в цепях, в которых электрический ток появляется и поддерживается не вследствие электромагнитной индукции, а по причине существования электродвижущих сил какого-либо иного происхождения. Рассмотрим, например, случай термоэлектрического тока.

Анализ условий образования Джоулева тепла в проводнике привел нас к необходимости признать большую вероятность того, что магнитные звенья потока самоиндукции, поглощаясь веществом проводника, прео-

бразуются там в элементарные электрические заряды, в основном, надо полагать, в электроны, и что такого рода преобразования вообще возможны в природе (§§ 58—61). Должен быть, конечно, мыслим и процесс обратного преобразования, когда, например, упорядоченно и однородно движущиеся элементарные магнитные вихри-электроны, входящие в состав более или менее значительной группы их, будут претерпевать взаимное сращивание и слияние по схеме, иллюстрированной рис. 71—74 (§ 29, Глава IV). В таком случае указанная группа вихревых электронов будет преобразовываться в одно результирующее магнитное звено макроскопических размеров, входящее в число магнитных линий потока самоиндукции и охватывающее проводник, внутри которого происходит описываемый процесс обратного преобразования.

Обращаясь теперь к термоэлектрическим цепям, можно высказать предположение, что в местах спаев как раз должны образовываться группы магнитных вихрей-электронов, которые все располагаются в одной плоскости в непосредственной близости один к другому. Именно здесь и мыслимо начало указанного их сращивания в магнитные вихри макроскопических размеров, входящие в состав потока самоиндукции замкнутой термоэлектрической цепи. Это преобразование магнитных вихрей-электронов в магнитные линии потока самоиндукции должно начинаться одновременно с моментом, когда электроны приходят в упорядоченное и однообразное движение вдоль всей замкнутой цепи и когда они отходят от более или менее связывающего их двойного электрического слоя в месте спая. Мы говорим: в термоэлектрической цепи возникает ток со всеми вообще присущими ему свойствами, из которых на первом месте стоит поток самоиндукции.

Совершенно аналогичным образом следует представлять себе и образование потока самоиндукции в случае цепи, в которой действует электродвижущая сила какого-либо гальванического элемента, а также в случае, когда в обычной несверхпроводящей цепи индуктируется столь слабый ток, что процесс отпочкования магнитных звеньев от внешнего потока не доходит до конца.

Итак, во всех этих случаях (термоэлектрический ток, ток в цепи гальванических элементов) возникновение потока самоиндукции можно рассматривать как результат процесса, который в основном должен быть относим к области преобразований магнитного потока за счет элементарных магнитных потоков, уже существующих в объеме всякого проводника.

г. Повидимому, как-то иначе надо понимать обстоятельства, сопровождающие возникновение магнитного потока в том особенном случае, когда в пространстве, в котором он появляется, мы обычно не усматриваем наличия каких-либо микрофизических магнитных потоков в форме вихревых электронов или иных элементарных электрических зарядов. Речь идет о магнитном поле, немедленно обнаруживающемся в объеме, где начинает перемещаться электрическое поле, которое предварительно здесь уже существовало. Это может иметь место и в так называемой абсолютной „пустоте“, т. е. в эфире. Следует подчеркнуть, что и в рассматриваемом случае магнитные линии постоянно образуют замкнутые контуры. Так должно быть ввиду непреложности и универсальности принципа непрерывности магнитного потока, но этому обычно не уделяется должного внимания. При подробном же рассмотрении данного случая всегда можно убедиться в том, что возникающий магнитный поток обязательно сцепляется с контуром электрического тока (в этом случае — тока электрического смещения). Сказанное, конечно, вытекает

и из закона магнитодвижущей силы. Таким образом, магнитный поток, возникающий при движении какого бы то ни было электрического поля, с полным основанием мы можем трактовать в качестве потока самоиндукции, связанного с тем или иным током смещения.

Дж. Дж. Томсон при объяснении различных случаев возникновения магнитного поля пошел по пути, в значительной степени расходящемуся с прямыми и ясными указаниями Фарадея, который, как мы неоднократно уже отмечали, в конце концов пришел к убеждению, что магнитные линии физически существуют. Согласно же Дж. Дж. Томсону, то, что мы обычно называем магнитным полем, не есть вполне самостоятельная физическая реальность, а представляет собой лишь способ нашего восприятия всякого движения электрического поля или, точнее сказать, движения элементарных трубок электрического смещения, для которых он предложил термин „фарадеевские трубки“.<sup>1</sup> По Дж. Дж. Томсону, именно движение фарадеевских трубок лежит в основе всех электромагнитных процессов, в том числе и процессов, именуемых электрическими токами.

Мы не будем здесь останавливаться на более подробном рассмотрении этих общих установок Дж. Дж. Томсона. Мы коснемся данного вопроса в §§ 65 и 66. Теперь же ограничимся указанием, что обе физические реальности — электрическое поле и магнитное поле — по природе своей несомненно должны находиться в самой тесной связи между собой. Это утверждение вытекает, между прочим, из ряда высказываний Фарадея, заключающихся в тех разделах его „Опытных исследований по электричеству“, в которых он затрагивал вопрос об электротоническом состоянии.

Если электрическое поле и магнитное поле не представляют собой каких-либо совершенно обособленных физических явлений, не имеющих в основе чего-то общего, если природа того и другого физического явления в действительности одна и та же, иными словами, если оба эти явления должны быть рассматриваемы лишь как различные формы одного и того же основного движения материи (по всей вероятности, вихревого), в таком случае возникновение магнитного поля при движении электрического поля может быть понимаемо как результат некоторого специфического преобразования электрического поля в магнитное. Весьма вероятно, что подобного рода преобразования вообще имеют место в ряде случаев, когда электромагнитный процесс (электрический ток) возникает в какой-либо системе, в которой первоначально существовало только электрическое поле. Так, при разомкнутой цепи гальванического элемента тока еще нет, но существует электрическое поле между полюсами элемента. При замыкании цепи появляется поток самоиндукции. Помимо указанного выше слияния элементарных магнитных потоков (в форме, например, вихревых электронов) в магнитные линии макроскопических размеров, повидимому, должно происходить и преобразование электрического поля в магнитное. Это особенно важно учитывать при рассмотрении начальной стадии возникновения электрического тока и соответствующего потока самоиндукции. Сказанное имеет прямое отношение также к некоторым условиям, в которых может протекать явление электромагнитной индукции, причем здесь мыслимо и преобразование магнитного поля в электрическое. В § 32 Главы IV мы уже отмечали, что общая схема отпочкования магнитных звеньев в процессе электромагнитной индукции тока безусловно должна пол-

<sup>1</sup> J. J. Thomson. Recent Researches in Electricity, pp. 28—43.

ностью осуществляться при достаточной силе тока в цепи, но в случае разомкнутой цепи генератора (динамомашин) или при недостаточной силе тока процесс отпочкования магнитных звеньев от главного потока может, так сказать, недоразвиться до конца и ограничивается образованием электрического поля между проводами, присоединенными к зажимам генератора. При замыкании же цепи, а также при возникновении потока самоиндукции в случае слабого тока или в начальной стадии перехода к более сильному току, повидимому, происходит обратное преобразование электрического поля в магнитное. Этих взаимных преобразований магнитного и электрического полей мы отчасти коснемся еще в § 66.

### § 65. Электромагнитное поле. Электромагнитная энергия

а. Во всякой сверхпроводящей цепи, в которой был как-либо возбужден электрический ток и которая затем предоставлена самой себе, так что режим тока может рассматриваться как установившийся, единственным внешним признаком происходящего процесса, как мы уже неоднократно указывали, является магнитный поток самоиндукции. В этом случае электрический потенциал всех точек сверхпроводящей цепи будет один и тот же. Следовательно, разность потенциалов между любыми двумя точками цепи равна нулю:

$$U_1 - U_2 = 0.$$

В пространстве вокруг этого сверхпроводника с током электрическое поле полностью отсутствует, т. е. будем иметь:

$$E = 0.$$

Допустим теперь, что некоторый участок  $AB$  данной цепи теряет свойство сверхпроводимости и величина электрического сопротивления  $r$  этого участка приобретает конечное значение:

$$r \neq 0.$$

В таком случае немедленно нарушается установившийся режим в цепи. Запасенная в ней электрокинетическая энергия

$$T_e = \frac{1}{2} Li^2$$

начнет расходоваться на участке  $AB$ , превращаясь в джоулево тепло. Между точками  $A$  и  $B$  появляется разность потенциалов

$$U_A - U_B = ri \neq 0$$

и в пространстве, окружающем все части цепи, обнаруживается электрическое поле, т. е. во всех точках этого пространства будет

$$E \neq 0.$$

Здесь же существует и основное магнитное поле. Следовательно, имеем

$$H \neq 0.$$

Возникновение электрического поля в этом случае по времени совпадает с моментом начала движения магнитных линий потока самоиндукции, устремляющихся в вещество проводника, утратившего свойство сверхпроводимости (см. § 58).

Пространство, в котором сосуществуют электрическое поле и магнитное поле, органически связанные одно с другим, называется *электромагнитным полем*.

Необходимо особо подчеркнуть, что в рассматриваемых условиях магнитное поле и электрическое поле должны быть понимаемы как две стороны некоторого единого электромагнитного процесса, происходящего в пространстве. С подобным же соотношением между обоими указанными полями, помимо случая обычной цепи электрического тока, мы встречаемся, как известно, и в ряде других случаев (например, электромагнитное излучение, поле вокруг движущегося электрического заряда).

Это одновременное существование в данной части пространства электрического и магнитного полей, как основной признак электромагнитного поля, не следует понимать в смысле простого наложения друг на друга указанных двух полей. Создав, например, в одном и том же объеме, с одной стороны, магнитное поле с помощью некоторого постоянного магнита, и в то же время, с другой стороны, электрическое поле от какого-либо заряженного тела, в результате подобного наложения магнитного и электрического полей мы не получим того, что выше было названо электромагнитным полем, хотя бы даже оба поля были ориентированы перпендикулярно одно по отношению к другому. Одновременное существование двух полей будет тут чисто случайным фактом: величины электрической силы и магнитной силы ( $E$  и  $H$ ) совершенно не зависят одна от другой и могут быть произвольно заданы. Иногда, однако, делаются попытки трактовать в качестве „электромагнитного поля“ всякое наложение электрического поля на магнитное, т. е. всякое их сосуществование, хотя бы чисто случайное. Мы считаем всё же более правильным пользоваться термином „электромагнитное поле“ только при условии, что можно усмотреть тесную связь между обоими полями, электрическим и магнитным. Связь эта должна прежде всего выражаться в том, что при исчезновении одного из указанных полей (магнитного или электрического) или при прекращении его пространственного перемещения — немедленно перестает существовать другое поле (соответственно, электрическое или магнитное).

б. Итак, в случае тока, проходящего по обычному проводнику с конечным сопротивлением ( $r \neq 0$ ), мы встречаемся с электромагнитным полем, возникновение которого с точки зрения, проводимой в настоящей книге, необходимо связывать с движением магнитных линий потока самоиндукции, начинающих непрерывно поглощаться веществом проводника в процессе образования джоулева тепла. В случае же установившегося режима постоянного тока в сверхпроводящей цепи ( $r = 0$ ) совершенно отсутствует подобного рода движение магнитных звеньев, отсутствует также электрическое поле и не может быть речи об электромагнитном поле в обычном понимании этого термина.

В предыдущем § 64 было уже упомянуто о точке зрения Дж. Дж. Томсона, согласно которой то, что мы называем магнитным полем и магнитным потоком, не существует как самостоятельная физическая реальность. Всё это есть якобы лишь форма нашего восприятия движения фарадеевских трубок (элементарных трубок электрического смещения). В целом ряде случаев такая точка зрения может показаться весьма

приемлемой. Тот особенный случай, когда в некотором пространстве наблюдается одно только магнитное поле, электрическое же поле, явно выраженное, отсутствует, по Дж. Дж. Томсону объясняется наличием встречного движения противоположно направленных фарадеевских трубок, так что средняя величина электрического смещения  $D$  будет равна нулю и соответственно этому всё происходит так, как будто бы в каждой точке пространства имеем

$$\begin{aligned} E &= 0, \\ H &\neq 0. \end{aligned}$$

Если и мыслимо без особо больших натяжек трактовать таким образом магнитное поле в некоторых условиях, то в отношении сверхпроводящих цепей проведение точки зрения Дж. Дж. Томсона встречает непреодолимые затруднения.

Следует отметить прежде всего, что самая идея о встречном движении фарадеевских трубок весьма неправдоподобна. Трудно себе представить, чтобы противоположно направленные фарадеевские трубки могли существовать раздельно в условиях их тесного сближения и чтобы при этом между ними не имело места взаимодействие, аналогичное преобразованиям, которые были рассмотрены применительно к магнитному потоку (см. §§ 25—29 Главы IV). Это тем более неправдоподобно, что Дж. Дж. Томсон отождествляет элементарные фарадеевские трубки с вихревыми нитями, между тем как непосредственный опыт (§ 29) свидетельствует о неминуемом сращивании и слиянии макроскопических вихревых нитей в случае сближения их противоположно направленных участков. Трудно допустить, чтобы вихревые нити микрофизического сечения при каких-то условиях могли вести себя в этом отношении совершенно иначе, и нет никаких оснований для подобного допущения. Кроме того, повторяем (см. § 5 Главы I), что Дж. Дж. Томсон недостаточно учитывал полученный Гельмгольцем результат анализа свойств вихревых нитей в безграничной идеальной жидкости, т. е. в жидкости без внутреннего трения, каковой мы должны считать эфир. Как известно, Гельмгольц показал, что такого рода вихревые нити всегда и безусловно всегда образуют принципиально замкнутые контуры. Фарадеевские же трубки Дж. Дж. Томсона могут обрываться, заканчиваясь на электрических зарядах или исходя из них. Следовательно, если и можно усмотреть некоторые основания для того, чтобы связывать природу электрического поля с вихревым движением, то во всяком случае здесь приходится иметь в виду какую-то более сложную вихревую структуру элементарных составляющих электрического поля (фарадеевских трубок), а нельзя просто отождествлять фарадеевские трубки с вихревыми нитями в эфире, как это вытекает из всех рассуждений Дж. Дж. Томсона.

Обратимся теперь к рассмотрению магнитного поля в случае тока в сверхпроводнике. При последовательном проведении точки зрения Дж. Дж. Томсона самое главное затруднение заключается в том, что всякая фарадеевская трубка, если она связана с каким-либо проводящим ток контуром, нормально должна опираться на него обоими своими концами. Концы же фарадеевской трубки ассоциируются с положительными и отрицательными зарядами и между ними обязательно будет некоторая конечная разность потенциалов, так как на всем протяжении фарадеевской трубки продольные составляющие электрической силы всегда направлены в одну и ту же сторону. Однако, *все точки сверх-*

проводника при установившемся режиме постоянного тока имеют один и тот же электрический потенциал. О каких же движущихся фарадеевских трубках может идти речь в случае, например, простейшего сверхпроводящего контура (рис. 171), охватывающего соответствующий поток самоиндукции  $\Phi_s$ ? Как может существовать некоторая фарадеевская трубка, опирающаяся обоими концами на контур тока  $i$ , при условии равенства потенциалов ее начала и конца? Возможно, конечно, попытаться сделать допущение, что противоположно направленные и совершающие встречное движение фарадеевские трубки опираются на рассматриваемый сверхпроводящий контур лишь одними концами, другие же их концы находятся где-то вдали от этого контура. Ошибочность подобного предположения и вообще необоснованность точки зрения Дж. Дж. Томсона выявляются еще более отчетливо при рассмотрении особых случаев прохождения тока по сверхпроводникам (§ 53). Напомним случай эквивалентного сверхпроводника в форме полого тора  $T$  (рис. 172), в объеме которого магнитный поток может

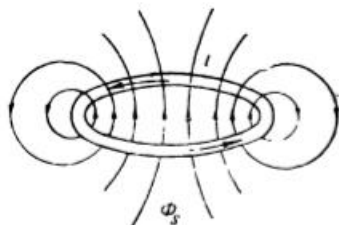


Рис. 171.

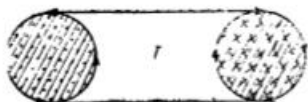


Рис. 172.

быть зафиксирован так, чтобы магнитные линии этого потока не выходили наружу и нигде не пересекали поверхности тора. Условия возникновения подобного магнитного потока были подробно разобраны в § 53 (см. рис. 144 и 145). По всей поверхности сверхпроводящего полого тора  $T$  в этом случае будет проходить ток, полностью охватывающий указанный магнитный поток, который по существу является потоком самоиндукции возникшего индуктированного тока. При этом в пространстве вокруг тора может совершенно отсутствовать какое бы то ни было магнитное поле. Рассуждая по Дж. Дж. Томсону, мы должны будем признать, что движущиеся фарадеевские трубки полностью находятся только в объеме полого тора  $T$  и потому каждая из них обязательно спиралется обоими своими концами на поверхность, ограничивающую тор. Однако это физически невозможно, так как все точки сверхпроводящего тора при неизменных общих условиях должны обладать одним и тем же электрическим потенциалом. Таким образом, в разбираемом примере эквивалентного сверхпроводника невозможно как-либо представить себе встречное движение противоположно направленных фарадеевских трубок. Следовательно, точка зрения Дж. Дж. Томсона, относящаяся к вопросу о природе магнитного поля, не может быть признана соответствующей действительности. Вместе с тем лишний раз доказывается правдоподобность точки зрения, проводимой в настоящей книге и утверждающей, что магнитный поток есть подлинная и самодовлеющая физическая реальность.

В качестве добавочной иллюстрации того, насколько неприемлема основная установка Дж. Дж. Томсона в отношении магнитного поля, укажем еще на схему параллельного соединения двух сверхпроводящих ветвей (рис. 173), из которых одна  $I$  может быть сколь угодно длин-

ной, а другая 2 — сколь угодно короткой, т. е. образующей короткое замыкание между точками  $A$  и  $B$ . Этот именно случай был разобран в § 56 (см. рис. 157). Мы там показали, что, в отличие от обычных условий разветвления тока, здесь ток  $i_0$  может не претерпевать никакого разделения в точке  $A$ , проходя полностью по длинной сверхпроводящей ветви 1, и мы будем иметь

$$i_1 = i_0.$$

Ток же в короткой сверхпроводящей ветви 2 при этом может совершенно отсутствовать, так что

$$i_2 = 0.$$

Спрашивается: почему концы фарадеевских трубок не могут в этом случае скользить по поверхности сверхпроводника 2, соединяющего накоротко точки  $A$  и  $B$ , иными словами, почему ток не идет от  $A$  и  $B$  по кратчайшему пути? Ведь фарадеевские трубки, по Дж. Дж. Томсону, могут беспрепятственно скользить своими концами вдоль всякого проводника. Что же запрещает фарадеевским трубкам двигаться в пространстве вокруг короткого сверхпроводника  $AB$  так, чтобы при этом возникало магнитное поле, охватывающее ветвь 2? Совершенно непонятно, почему не происходит этого в данном случае. Ясно, следовательно, что движение электричества вдоль короткого сверхпроводящего пути  $AB$  и предполагаемое Дж. Дж. Томсоном движение фарадеевских трубок, надлежащим образом ориентированное вокруг этого пути  $AB$ , ни в какой степени не зависит от того, насколько данный участок цепи способен проводить „электричество“. Возможность течения „электричества“ вдоль короткого сверхпроводника  $AB$  (2), как видим, полностью подчиняется условиям общего распределения потока самоиндукции в рассматриваемой сложной цепи. На это обстоятельство мы уже обращали внимание в § 56.

Итак, точка зрения Дж. Дж. Томсона не может послужить основанием для построения общих представлений о природе электромагнитного поля.

Итак, точка зрения Дж. Дж. Томсона не может послужить основанием для построения общих представлений о природе электромагнитного поля.

в. Во всяком случае необходимо считаться с тем обстоятельством, что электрическое поле, повидимому, представляет собой подлинную физическую реальность не в меньшей степени, чем магнитное поле. На основании всего, изложенного выше, мы приходим к заключению, что было бы ошибочно пытаться трактовать электромагнитное поле, как-либо игнорируя или недооценивая одну из указанных двух физических реальностей. Вообще же электрическое поле и магнитное поле не следует рассматривать как совершенно различные категории явлений. По всей вероятности, мы имеем в указанных, казалось бы, столь обособленных группах явлений лишь две стороны одного, единого в своей сущности, процесса. В зависимости от условий, в которых развивается этот процесс, мы иногда воспринимаем более отчетливо ту или иную форму его проявления. Весьма часто бывает так, что в данной точке пространства, в данном элементе объема имеющимися в нашем распоряжении средствами удастся констатировать наличие лишь одной из форм прояв-

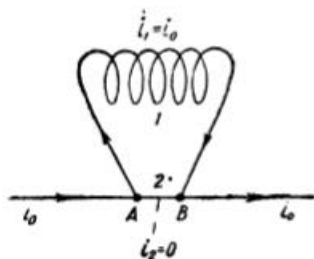


Рис. 173.

ления *электромагнитного процесса* при видимом отсутствии другой. Однако это несколько не противоречит признанию их внутреннего единства, мысль о котором именно и привела Фарадея к представлению об электротоническом состоянии среды (§ 54). Может оказаться, что отчетливо наблюдается только магнитное поле или только электрическое поле. Внимательное же обследование этих явлений неизбежно приводит нас к утверждению, что они тесно связаны одно с другим и обычно имеют непосредственное отношение к основному электромагнитному процессу, который происходит в какой-либо части рассматриваемой системы, где явно сосуществуют электрическое и магнитное поля, органически связанные между собой.

Принимая во внимание всё сказанное, можем дать следующее определение электромагнитного поля:

*Электромагнитным полем называется пространство, в котором одновременно существуют и электрическое поле и магнитное поле как внутренне связанные и необходимо сопровождающие друг друга проявления единого процесса.*

г. Помимо указанных одновременности и взаимной связанности электрического и магнитного полей, как двух сторон некоторого единого процесса, происходящего в пространстве, электромагнитное поле обладает еще одним чрезвычайно важным свойством.

В предыдущих Главах и в настоящей Главе уже достаточно говорилось о кинетической природе магнитного поля, т. е. о том, что в нем совершается какое-то специфическое движение. Однако внешне, как таковое, это движение ничем не обнаруживается. Проявления магнитного поля в общем не сопровождаются ничем таким, что мешало бы формальному рассмотрению данного поля в качестве особого статического состояния среды. Это же можно сказать и относительно электрического поля.

Иначе обстоит дело в случае электромагнитного поля. В этом случае не подлежит никакому сомнению наличие некоторого движения. Здесь имеет место явное развитие и распространение в пространстве процесса, который протекает в электромагнитном поле. Мы не можем создать электромагнитное поле без того, чтобы это состояние среды не начало немедленно так или иначе распространяться в другие части пространства. Электромагнитное поле есть процесс, вообще говоря, непрерывно распространяющийся, и именно процесс, принципиально связанный с непрерывным же движением *электромагнитной энергии*. Затратив в данном месте некоторое количество энергии на создание электромагнитного поля, мы немедленно же можем обнаружить движение этой энергии, преобразованной в электромагнитную форму, по какому-либо одному направлению или по всем направлениям в окружающем пространстве в зависимости от наличных условий. Сказанное непосредственно вытекает из максвелловых дифференциальных уравнений электромагнитного поля и доказывается всей совокупностью опытных данных, относящихся к передаче электромагнитной энергии (по проводам и без них). Рассматриваемое свойство электромагнитного поля является основным и вместе с тем практически весьма ценным.

д. Движение электромагнитной энергии в среде однородной и изотропной происходит в направлении, перпендикулярном плоскости, в которой лежат векторы  $E$  и  $H$  (электрической силы и магнитной силы). В количественном отношении рассматриваемое движение энергии определяется так называемым *вектором Пойнтинга*. Физический смысл вектора Пойнтинга заключается в том, что он выражает собой *мощность*

потока электромагнитной энергии, отнесенную к единице поверхности, нормальной к направлению распространения энергии.

Для обозначения вектора Пойнтинга принята буква  $S$ . Величина его выражается следующим соотношением:

$$S = EH.$$

Направление вектора Пойнтинга получается из направления вектора  $H$  путем поворота его вправо вокруг вектора  $E$  как оси (рис. 174).

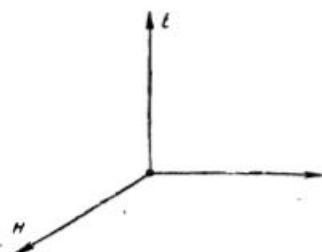


Рис. 174.

Как известно, Пойнтинг вывел указанное соотношение, исходя из максвелловых дифференциальных уравнений электромагнитного поля, для случая *свободного* распространения данного поля. Вместе с тем, однако, он сам отмечает следующее обстоятельство. Вид этого выражения подсказывает мысль, что оно представляет собой общий закон движения электромагнитной энергии, иными словами, что оно приложимо и в тех случаях, когда мы имеем дело с *несвободным* движением такого рода

энергии. В справедливости этого заключения мы убедимся в следующем § 66 при рассмотрении вопроса о движении энергии в цепи тока, протекающего по обычному проводнику, наличие которого известным образом ограничивает область распространения электромагнитной энергии и связывает этот процесс.

Всё, что известно об электромагнитной энергии, дает достаточные основания для того, чтобы высказать некоторое предположение о сущности ее. Надо думать, что она не является чем-то принципиально отличающимся от энергии магнитного поля и энергии электрического поля. Действительно, электромагнитная энергия количественно выражается суммой двух названных энергий. Замечательно то, что оба эти слагаемые оказываются равными одно другому. Пойнтинг выяснил, что дело обстоит именно так для случая свободного распространения электромагнитного поля. Повидимому, подобное же соотношение сохраняется во всех вообще случаях движения электромагнитной энергии (см., например, следующий § 66).

Далее необходимо учитывать следующее. Мы уже говорили, что магнитный поток является носителем некоторого количества движения, т. е. что ему свойственна инерция (§§ 47—49). На основании этого можно заключить, что движущиеся магнитные линии должны обладать еще энергией, обусловленной именно их пространственными перемещениями. Надо полагать, что энергия возникающего при этом электрического поля находится в простом соотношении с энергией движения магнитных линий и эквивалентна ей. Всё это, конечно, может быть полностью выяснено только после того, как будет более или менее достоверно установлена подлинная природа электромагнитного поля.

Мы знаем, что при свободном распространении электромагнитного поля в „пустоте“ (в эфире) скорость движения несомой им энергии равна скорости света ( $3 \cdot 10^{10}$  см/сек). При несвободном же распространении электромагнитного поля эта скорость, в зависимости от общих условий, может быть и значительно меньше скорости света. Сказанное достаточно отчетливо вытекает из самых элементарных рассуждений.

Представим себе, например, некоторую сверхпроводящую цепь, по которой идет ток  $i$ . Полный запас энергии в рассматриваемой системе равен энергии потока самоиндукции  $Li$  и выражается электрокинетической энергией тока  $i$

$$T_e = \frac{1}{2} Li^2.$$

Допустим теперь, что данная цепь теряет свойство сверхпроводимости. Поток самоиндукции немедленно начнет убывать и несомненно им энергия в конце концов совершенно поглотится проводником цепи, превращаясь там в джоулево тепло, нагревающее проводник. На всё это потребуется промежуток времени, который в ряде случаев может практически выражаться секундами. Однако, если бы скорость движения электромагнитной энергии, в которую преобразуется энергия потока самоиндукции, была в этих условиях равна скорости света, то время протекания описываемого процесса, заканчивающегося прекращением тока в цепи, было бы сравнительно ничтожно мало. При возможных обычных размерах цепи на это потребовалось бы время не более одной стомиллионной доли секунды или, во всяком случае, время подобного порядка. Ясно, следовательно, что скорость движения электромагнитной энергии в рассмотренных условиях должна быть значительно меньше скорости света. К тому же заключению мы приходим и в случае движения электромагнитной энергии в пространстве вокруг некоторого заряженного тела, перемещаемого с какой-либо скоростью, хотя бы с наибольшей практически достижимой.

## § 66. Движение электромагнитной энергии в цепи тока

а. Возникновение энергетических процессов в цепи электрического тока было вкратце рассмотрено нами в § 58, где шла речь о случае перехода от сверхпроводящей цепи к обычной цепи, обладающей некоторым конечным сопротивлением ( $r > 0$ ). При этом мы имели в виду превращение в джоулево тепло запасенной в цепи энергии потока самоиндукции, т. е. электрокинетической энергии тока

$$T_e = \frac{1}{2} Li^2.$$

Вообще же говоря, преобразование электрокинетической энергии, если не полностью, то хотя бы отчасти может пойти и по другим направлениям. При наличии соответствующих условий электрокинетическая энергия тока могла бы превращаться в механическую работу. Это — случай двигательного электромагнитного процесса (см. § 33 Главы IV). Возможно также расходование энергии тока на всякого рода электрохимическую работу. Ради упрощения наших дальнейших рассуждений из всех указанных разновидностей энергетического процесса, могущих протекать в цепи тока, мы в основном будем говорить только о случае образования джоулева тепла.

б. Как было уже отмечено выше (§§ 58 и 65), начальная стадия энергетического процесса в цепи, предварительно обладавшей свойством сверхпроводимости, связана с переходом магнитных линий потока самоиндукции в состояние движения, и это сопровождается возникновением электрического поля в пространстве, где движутся магнитные линии.

Иными словами, энергетический процесс в цепи тока начинается с момента появления электромагнитного поля в рассматриваемой системе.

Откуда черпается в данном случае (переход от сверхпроводящей к обычной цепи) электромагнитная энергия, направляющаяся внутрь проводника из окружающего его пространства? Ответ на поставленный вопрос может быть только один. Конечно, магнитная составляющая электромагнитной энергии представляет собой непосредственно часть энергии потока самоиндукции. Что же касается электрической составляющей электромагнитной энергии, то, за отсутствием иных источников, мы несомненно должны трактовать её как результат преобразования другой части энергии потока самоиндукции в энергию электрического поля.

Есть полное основание утверждать, что во время протекания всех вообще энергетических процессов электромагнитного характера может происходить преобразование энергии магнитного поля (энергии магнитного потока) в энергию электрического поля и, наоборот, энергии электрического поля — в энергию магнитного поля.

В качестве весьма поучительного примера подобных взаимных преобразований магнитного и электрического полей полезно остановиться на рассмотрении колебательного процесса в цепи, содержащей самоиндукцию  $L$  и конденсатор с емкостью  $C$  (рис. 175). Предположим, что весь контур цепи состоит из сверхпроводящих частей ( $r=0$ ) и что в данных условиях не имеет места электромагнитное излучение. В таком случае запас энергии в цепи ни на что не будет расходоваться. Допустим, что в начале

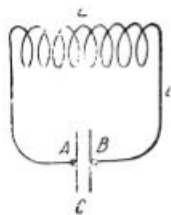


Рис. 175.

цепь замкнута накоротко при помощи какого-либо сверхпроводящего же мостика, перекинутого между точками  $A$  и  $B$  (на рис. 175 не показанного), и что сила тока, проходящего по цепи в направлении против часовой стрелки, равна  $I_m$ . Весь основной запас энергии в цепи выражается энергией магнитного потока самоиндукции, т. е. электрокинетической энергией

$$T_e = \frac{1}{2} L I_m^2.$$

Прервем теперь короткое замыкание между точками  $A$  и  $B$ , иными словами, между пластинами конденсатора. Вследствие электромагнитной инерции ток в цепи в течение некоторого времени продолжается, но сила его будет последовательно ослабевать по мере заряжения конденсатора и в связи с возникновением разности потенциалов между его обкладками, противодействующей этому току  $i$ . В конце концов ток в цепи совершенно прекратится в момент достижения равенства потенциалов возможного отрицательного максимума —  $U_m$ , и мы будем тогда иметь

$$i=0, \\ U_A - U_B = -U_m.$$

Первоначальный запас электрокинетической энергии тока окажется полностью исчерпанным, но, вместо него, в рассматриваемой системе возникнет энергия электрического поля между пластинами конденсатора. На основании закона сохранения энергии можем написать

$$\frac{1}{2} C U_m^2 = \frac{1}{2} L I_m^2 = T_e.$$

После этого начнется процесс разрядки конденсатора, причем ток  $i$  пойдет в обратном направлении, непрерывно усиливаясь от нуля до  $-I_m$ . В момент достижения этого максимума тока будем иметь

$$i = -I_m, \\ U_{AB} = U_A - U_B = 0.$$

Снова полностью восстановится первоначальный запас электрокинетической энергии  $T$ , т. е. энергии потока самоиндукции, и затем всё продолжается, как было только что описано, но только при обратном направлении тока  $i$  и т. д. В системе возникает колебательный электромагнитный процесс, который, теоретически говоря, может происходить сколь угодно долго. Во всё время протекания этого колебательного процесса будут совершаться периодические преобразования магнитного поля в электрическое и обратно. Вместе с тем связанная с данной системой энергия будет поочередно принимать то форму энергии магнитного потока, то форму энергии электрического поля. В промежутках между максимумами силы тока ( $\pm I_m$ ) и разности потенциалов обкладок конденсатора ( $\mp U_m$ ), когда процесс перехода энергии из одной формы в другую еще не завершен полностью и когда в системе мы встречаемся с подлинной электромагнитной энергией, сумма энергии потока самоиндукции (энергии магнитного поля) и энергии электрического поля должна быть в точности равна максимуму энергии электрического поля или максимуму энергии магнитного поля, т. е. в любой момент времени будет

$$\frac{1}{2} Li^2 + \frac{1}{2} Cu^2 = \frac{1}{2} CU_m^2 = \frac{1}{2} LI_m^2 = T.$$

Если рассматриваемая цепь обладает конечным сопротивлением ( $r \neq 0$ ), не превышающим некоторого предела, так что в ней может возникнуть колебательный процесс, и если это сопровождается электромагнитным излучением, то в связи с непрерывным расходом энергии системы интенсивность описываемого колебательного процесса должна, как известно, ослабевать с течением времени. Последовательно достигаемые максимальные значения тока и разности потенциалов между обкладками конденсатора будут становиться всё меньше и меньше, пока колебательный процесс полностью не затухнет после израсходования всего первоначального запаса энергии на электромагнитное излучение и на образование джоулева тепла. Однако и в этом случае мы будем иметь дело с вышеуказанными взаимными преобразованиями магнитного и электрического полей, лишь осложненными непрерывным рассеянием энергии системы.

Итак, поток самоиндукции  $\Phi_s$  может преобразовываться в электрическое поле (в данном случае между обкладками конденсатора). И обратно, имеющееся в системе электрическое поле может преобразовываться в поток самоиндукции  $\Phi_s$ . Надо полагать, что в разобранным примере (рис. 175) мы встречаемся не с каким-либо исключительным случаем, но что взаимные преобразования магнитного и электрического полей могут происходить и в действительности происходят во всякой электрической цепи, в которой имеют место энергетические процессы, связанные с движением электромагнитной энергии. В зависимости от наличных условий полный запас энергии в цепи тока может соответственным образом перераспределяться между двумя формами — энергией магнит-

ного поля и энергией электрического поля. В отдельных частных случаях, как мы только что видели, может явно обнаруживаться только одна из этих предельных форм: либо энергия магнитного поля, либо энергия электрического поля.

Мы пока не знаем сущности указанных взаимных преобразований, но во всяком случае, как мы не раз это отмечаем, они свидетельствуют о внутреннем единстве магнитного и электрического полей. Одно несомненно, а именно, что структура обоих названных полей имеет в своей основе нечто общее. В противном случае были бы совершенно невысказаны легкость и обратимость их взаимных преобразований. Непонятно было бы также, как они могут сливаться в форме единого электромагнитного поля. Вскрытие истинного соотношения между магнитным полем и электрическим полем есть задача, стоящая перед будущими исследователями природы электромагнитного поля.

в. Рассмотрим несколько подробнее вопрос о движении электромагнитной энергии в цепи тока. Прежде всего остановимся на основном случае перехода от сверхпроводящей цепи к обычной цепи с конечным сопротивлением ( $r \neq 0$ ).

Допустим, что по некоторой сверхпроводящей цепи (см., например, рис. 171 в § 65) проходит ток  $i_0$ . Первоначальный запас энергии в этой цепи существует в форме энергии потока самоиндукции  $\Phi_s$  и равен

$$T_e = \frac{1}{2} Li_0^2.$$

В момент исчезновения свойства сверхпроводимости начинается движение сокращающихся магнитных линий потока  $\Phi_s$  (§ 58). Как мы уже говорили, с этим же моментом надо связывать появление электрического поля в пространстве вокруг проводника, причем энергия электрического поля черпается из основного запаса  $T_e$ . В системе возникает электромагнитное поле, которое движется по направлению к поверхности проводника и вносит в объем его электромагнитную энергию, состоящую из энергии магнитного поля и энергии электрического поля. Произведем подсчет количества энергии, поглощаемой при этом веществом проводника за время убывания тока от начальной величины  $i_0$  до нуля.

Каждая поглощенная проводником магнитная линия потока самоиндукции вносит туда свою магнитную энергию, равную (см. § 21 Главы III)

$$W_1 = \frac{1}{2} i.$$

Количество магнитных линий (магнитных звеньев)  $dn$ , входящих в объем проводника за время элементарного изменения потока самоиндукции, будет равно этому изменению  $d\Phi_s$  по абсолютной величине и обратно ему по знаку, т. е. будем иметь

$$dn = -d\Phi_s = -Ldi.$$

Следовательно, магнитная составляющая вносимой в проводник энергии за этот же элементарный промежуток времени может быть выражена так:

$$dW_m = -\frac{1}{2} i \cdot Ldi.$$

А всё количество энергии магнитного поля, которое поглощается веществом проводника за время, протекшее до полного прекращения тока в цепи, будет

$$W_m = -\frac{1}{2} L \int_{i_0}^0 idi = \frac{1}{4} Li_0^2 = \frac{1}{2} T_e.$$

Иными словами, только половина первоначальной энергии потока самоиндукции  $\Phi_s$  войдет внутрь проводника в форме энергии магнитного поля. Другая же половина  $T_e$  поглощается проводником в форме энергии возникшего электрического поля, в которую преобразуется часть энергии магнитного потока  $\Phi_s$ . Действительно, предполагая, что энергия электрического поля вносится внутрь проводника направляющимися в него единичными трубками электрического смещения (фарадеевскими трубками), присущую каждой такой трубке энергию можем выразить половиной линейного интеграла электрической силы  $E$ , взятым по всей длине трубки. Таким образом, энергия фарадеевской трубки, находящейся у самой поверхности проводника, оказывается равной

$$\frac{1}{2} \oint E dl = -\frac{1}{2} L \frac{di}{dt},$$

так как в данном случае в возникшем электромагнитном поле фарадеевские трубки должны образовывать, вообще говоря, замкнутые контуры, параллельные контуру цепи.

Количество фарадеевских трубок, поглощаемых проводником за некоторый элементарный промежуток времени  $dt$ , выразится через  $dq$ , т. е. через количество электричества, которое протекает через поперечное сечение цепи в течение времени  $dt$  (см. § 62). Поэтому энергию электрического поля, входящую в проводник за то же время  $dt$ , необходимо считать равной

$$dW_e = -\frac{1}{2} L \frac{di}{dt} \cdot dq.$$

Полная электрическая составляющая электромагнитной энергии, которая поступает извне в объем проводника за время с момента исчезновения свойства сверхпроводимости цепи до окончательного прекращения тока, выразится следующим образом:

$$\begin{aligned} W_e &= -\frac{1}{2} L \int_{i_0}^0 \frac{di}{dt} \cdot dq = -\frac{1}{2} L \int_{i_0}^0 \frac{di}{dt} \cdot idt = -\frac{1}{2} L \int_{i_0}^0 idi = -\frac{1}{4} Li_0^2 = \\ &= \frac{1}{2} T_e = W_m. \end{aligned}$$

Вся же электромагнитная энергия, превратившаяся в джоулево тепло, в рассматриваемом случае будет

$$W_{em} = W_e + W_m = T_e = \frac{1}{2} Li_0^2,$$

т. е. по своей величине представляет собой именно энергию первоначального потока самоиндукции  $\Phi_s$ .

Здесь следует особо отметить следующие обстоятельства. Во-первых, движущаяся извне по направлению к проводнику и поглощаемая им

электромагнитная энергия складывается из двух равных по величине частей  $W_m$  и  $W_e$ . В этом мы должны усмотреть подтверждение высказанного в предыдущем § 65 соображения о том, что, повидимому, и несвободное распространение электромагнитной энергии сопровождается переносом двух равных по величине ее составляющих: энергии магнитного поля и энергии электрического поля. Во-вторых, энергия магнитного потока  $\Phi_m$ , которая в конце концов полностью поглощается веществом проводника, проявляясь там в форме джоулева тепла, частично претерпевает *промежуточное преобразование* в энергию электрического поля.

г. Рассмотрим теперь случай обычной электрической цепи, обладающей конечным сопротивлением ( $r \neq 0$ ). Выделим в каком-либо месте этой цепи участок проводника  $AB$ , длиной в 1 см (рис. 176). При прохождении тока  $i$  по данному проводнику, в условиях установившегося режима постоянного тока, между точками  $A$  и  $B$  возникает разность потенциалов, равная падению напряжения вдоль этого участка

$$U_A - U_B = ri.$$

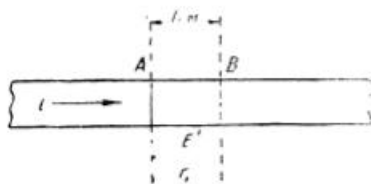


Рис. 176.

Так как длина участка  $AB$  по заданию есть 1 см, то эта же разность потенциалов равна той составляющей электрической силы, которая у самой поверхности проводника направлена параллельно его оси. Обозначим указанную составляющую электрической силы через  $E'$ .

На основании закона электромагнитной индукции мы можем рассматривать величину  $E'$  в качестве меры количества сокращающихся магнитных звеньев потока самоиндукции, которые каждую секунду входят извне в объем проводника на участке  $AB$ . Таким образом, для величины магнитной составляющей электромагнитной энергии, поглощаемой участком  $AB$  в течение промежутка времени  $t$  и вносимой магнитными звеньями, будем иметь

$$W'_m = \frac{1}{2} i \cdot E' t = \frac{1}{2} E' i t.$$

С другой стороны, электрическую составляющую электромагнитной энергии, входящей в объем участка  $AB$  за тот же промежуток времени, мы можем выразить произведением энергии, несомой одним сантиметром единичной трубки электрического смещения (фарадеевской трубки) у самой поверхности проводника, на число поглощенных им фарадеевских трубок, т. е. на  $q$  — количество электричества, протекшего через поперечное сечение проводника. Получаем

$$W'_e = \frac{1}{2} (U_A - U_B) \cdot q = \frac{1}{2} E' i t.$$

Опять-таки отметим, что и в данном случае сохраняется соотношение

$$W'_m = W'_e.$$

Полное количество электромагнитной энергии, поглощаемой участком  $AB$  в течение промежутка времени  $t$  в рассматриваемых условиях, выразится так

$$W'_{em} = W'_m + W'_e = E'it = P_1t,$$

где  $P_1$  есть мощность, расходуемая в цепи тока на участке длиной в 1 см, т. е.

$$P_1 = E'i = (U_A - U_B) i.$$

Произведем, наконец, подсчет этой же мощности  $P_1$ , пользуясь вектором Пойнтинга  $S$ . В каждой точке поверхности проводника мы будем иметь взаимное расположение векторов  $S$ ,  $H$  и  $E'$ , представленное на рис. 177.

Необходимо при этом сделать следующее разъяснение. Рассматривая вопрос о движении электромагнитной энергии внутрь участка проводника  $AB$  (рис. 176), мы должны принимать во внимание только ту составляющую  $E'$  полной электрической силы  $E$ , которая у самой поверхности проводника параллельна его оси. Тогда соответствующий этой электрической силе  $E'$  вектор Пойнтинга  $S$  будет направлен внутрь проводника нормально к его оси. Вообще же говоря, в пространстве вокруг проводника, вдоль которого распространяется электромагнитная энергия, вектор полной электрической силы  $E$  не будет параллелен оси проводника, в связи с чем и полный вектор Пойнтинга оказывается наклонным относительно оси проводника, имея составляющую вдоль него. Эта продольная составляющая вектора Пойнтинга имеет некоторое конечное значение всегда, когда данный проводник принимает участие в передаче электромагнитной энергии к другим частям цепи (например, к приемникам). Показанное же на рис. 177 расположение векторов  $S$ ,  $H$  и  $E'$  относится к случаю, когда мы говорим только о мощности, расходуемой на участке  $AB$  (рис. 176).

На основании закона магнитодвижущей силы можем написать следующее соотношение, определяющее величину магнитной силы  $H$  в некоторой точке на поверхности цилиндрического проводника:

$$H = \frac{i}{2\pi a},$$

где  $a$  — радиус поперечного сечения проводника.

Соответствующая величина вектора Пойнтинга выразится так:

$$S = E'H = \frac{E'i}{2\pi a}.$$

Это есть мощность, поглощаемая 1 см<sup>2</sup> поверхности проводника. Вся же поверхность отрезка  $AB$  (рис. 176) равна  $2\pi a$  см<sup>2</sup>. Следовательно,

$$P_1 = S \cdot 2\pi a = E'i = (U_A - U_B) i.$$

Таким образом, пользуясь вектором Пойнтинга, мы приходим к тому же выражению для мощности, поглощаемой проводником, которое дают и другие общеизвестные соотношения.

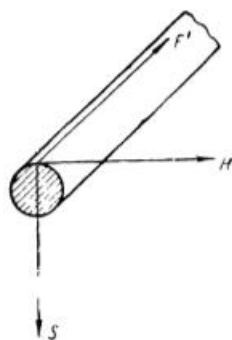


Рис. 177.

д. В заключение настоящего параграфа рассмотрим в общих чертах случай передачи энергии по проводам от некоторой генераторной станции к приемникам.

Независимо от того, входят ли проводники в состав собственно линии передачи, или они являются частями генераторного устройства или же частями какой-либо приемной системы, преобразующей электромагнитную энергию в джоулево тепло, а также в другие виды энергии (например, в случае электродвигателя), все участки цепи в известной мере потребляют энергию тока. Эта энергия распространяется от генератора через диэлектрик, окружающий проводники, но не сквозь вещество проводников, т. е. не протекает через их поперечное сечение. Провода линии передачи играют роль направляющих потока электромагнитной энергии, которая, двигаясь вдоль них, отчасти проникает извне в вещество проводов и преобразуется там в джоулево тепло. Это составляет так называемые потери в линии. В пространстве, окружающем провода линии передачи, вектор Пойнтинга имеет главную составляющую, параллельную проводам и характеризующую ту часть потока электромагнитной энергии, значительная часть которой доходит до приемников. Вторая же, меньшая, составляющая вектора Пойнтинга, перпендикулярная оси провода и рассмотренная выше (рис. 177), определяет собой практически неизбежные потери электромагнитной энергии в линии передачи. Если бы данная линия состояла из сверхпроводников, то указанная вторая составляющая вектора Пойнтинга полностью отсутствовала бы, и мы имели бы идеальный случай передачи энергии с коэффициентом полезного действия в 100%.

В случае питания линии передачи от генераторной станции переменного тока описанная схема движения энергии в цепи осложняется процессом периодического возникновения и исчезновения потока самоиндукции. Магнитные звенья, нанизываемые на контур цепи и входящие в состав потока самоиндукции, мы рассматриваем как результат соответствующего отпочковывания этих звеньев от главного магнитного потока в электромагнитном генераторе станции. Они распространяются при посредстве проводов линии по всей замкнутой цепи тока. В условиях работы станции при  $\cos \varphi = 1$  в альтернаторе, установленном на ней, происходит только этот генераторный электромагнитный процесс (см. § 32 Главы IV), периодически усиливающийся и ослабляющийся. Вектор Пойнтинга в этом случае, претерпевая периодические изменения по абсолютной величине, неизменно сохраняет основное направление вдоль линии передачи. Если же  $\cos \varphi < 1$ , то в течение некоторой сравнительно небольшой доли каждого полупериода в альтернаторе имеет место двигательный электромагнитный процесс (см. § 33), во время которого хотя бы часть магнитных звеньев потока самоиндукции, связанного со всей цепью линии передачи, обратно воссоединяется с главным магнитным потоком машины. Основное направление вектора Пойнтинга, параллельное линии передачи, будет при этом периодически менять свой знак. В случае трехфазного тока при  $\cos \varphi < 1$  подобное чередование генераторного и двигательного процессов в надлежащей последовательности происходит в каждой из трех частей обмотки трехфазной машины. В связи с этим движение электромагнитной энергии вдоль каждого из проводов трехфазной линии передачи будет претерпевать периодическое изменение направления, причем соответственно будет изменять свое направление и вектор Пойнтинга в пространстве вокруг данного провода.

Отвлекаясь от указанных осложняющих обстоятельств, сосредоточим

внимание на случае передачи энергии постоянным током от какой-либо динамомашины  $G$  (рис. 178) по проводам  $AB$  и  $CD$  к приемнику  $BD$ , который ради упрощения всех рассуждений будем в основном представлять себе в виде некоторого полезного сопротивления  $r$ , превращающего электромагнитную энергию в джоулево тепло. Допустим сначала, что сила тока  $i$  достаточно велика для того, чтобы мог полностью развиться процесс отпочковывания магнитных звеньев в динамомашине  $G$  по схеме, рассмотренной в § 32 Главы IV и иллюстрированной рис. 88—90. Генерированные магнитные звенья, нанизываясь на контур цепи, распространяются вдоль проводов  $AB$  и  $CD$  по направлению к полезному сопротивлению  $r$  вместе с возникающим в данной системе электрическим полем.

Здесь целесообразно отметить следующее обстоятельство. Нет никаких оснований предполагать, будто бы магнитные звенья неодинаково распространяются вдоль каждого из проводов  $AB$  и  $CD$ . Если элементарные магнитные линии имеют вихревую природу и действительно представляют собой вихревые нити, то всё же магнитное звено потока самоиндукции может обладать способностью перемещаться в любом направлении, нормальном к охватываемой им поверхности. Стремление какого-либо вихревого кольца самостоятельно двинуться в некотором определенном направлении (см. рис. 67, § 29 Главы IV) должно проявляться тем интенсивнее, чем меньше отношение диаметра кольца к диаметру вихревой нити, из которой оно образовалось. В случае микрофизических размеров магнитного вихревого кольца это отношение диаметров, надо полагать, сравнительно очень невелико, и самостоятельное движение вихря может отчетливо обнаружиться (см. §§ 59 и 60). Когда же указанное отношение диаметров чрезвычайно велико, как это должно иметь место в отношении макрофизических магнитных звеньев, нанизанных на проводник, то стремление их к самостоятельному перемещению может быть пренебрежимо ничтожно и основной причиной их распространения вдоль проводов линии  $AB$  и  $CD$  необходимо считать боковой распор, который всегда проявляется в каждой системе одинаково направленных магнитных линий.

В генераторе  $G$  магнитные звенья отпочковываются со скоростью, определяемой величиною индуктируемой в нем электродвижущей силы  $e$ . Будем выражать все величины в единицах абсолютной электромагнитной системы. Если иметь в виду единичные трубки магнитной индукции, то можно сказать, что ежесекундно отпочковывается  $e$  магнитных звеньев, которые оказываются нанизанными на контур цепи и входят в состав потока самоиндукции, а затем движутся вдоль обоих проводов  $AB$  и  $CD$  по направлению к приемнику  $BD$ , где происходит основной процесс выбывания их из состава указанного магнитного потока.

Обратимся теперь к соотношениям, характеризующим рассматриваемый случай с энергетической точки зрения. Полная мощность  $P_0$ , развиваемая генератором, будет

$$P_0 = ei.$$



Рис. 178.

Так как энергия каждой единичной трубки магнитной индукции, охватывающей ток  $i$ , по своей величине равна  $\frac{1}{2} i$ , то мощность генератора  $G$ , идущая на образование отпочковывающихся магнитных звеньев, выразится следующим образом:

$$P_m = \frac{1}{2} ei,$$

где через  $P_m$  обозначена часть полной мощности  $P_0$ , расходуемая на восполнение убыли энергии магнитного поля (потока самоиндукции). Как уже неоднократно указывалось, эта убыль находится в связи с непрерывным поглощением электромагнитной энергии всеми сопротивлениями цепи. Другая половина полной мощности  $P_0$  (обозначим ее через  $P_e$ ) расходуется на восполнение энергии электрического поля, так что

$$P_0 = P_m + P_e.$$

Полученное соотношение должно быть сопоставлено со сказанным выше о двух равных по величине составляющих (магнитной и электрической) той электромагнитной энергии, которая входит извне в объем какого-либо проводника, потребляющего энергию тока.

Как уже не раз указывалось, электрическое поле вокруг проводов линии передачи, вообще говоря, можно считать результатом движения магнитных звеньев вдоль этих проводов. Кроме того, электрическое поле должно возникать и в ходе электромагнитных процессов, совершающихся в самом генераторе  $G$ . Повидимому, мы встречаемся и здесь в основном с преобразованиями магнитного поля в электрическое. Дело в том, что первичной физической реальностью в данном случае является главный магнитный поток динамомашины. Так как электрическое поле, обнаруживаемое в цепи тока, не может возникать из ничего, то и приходится во всех случаях рассматривать его как результат какого-то преобразования указанного исходного магнитного потока. Детали процесса взаимных преобразований магнитного и электрического полей еще совершенно не вскрыты. Однако возможность и даже необходимость существования таких преобразований в цепи электрического тока в высокой степени вероятны. Об этом уже была речь выше.

В процессе электромагнитной индукции, который происходит в генераторе  $G$ , где всё время деформируется главный магнитный поток и непрерывно перемещаются проводники обмотки относительно этого потока, мы безусловно встречаемся со всякого рода движениями магнитных линий в пространстве вокруг проводников. Помимо разбегания образовавшихся магнитных звеньев в обе стороны по направлению к проводам линии передачи  $AB$  и  $CD$ , несомненно должно иметь место также увеличение диаметра каждого возникшего магнитного звена, что представляет собой движение магнитных линий в радиальном направлении от оси проводника в процессе восполнения потока самоиндукции. Всё это, вместе взятое, само по себе создает условия для появления соответствующего электрического поля. Энергию же его в данном случае можно рассматривать как эквивалент соответствующей части механической работы первичного двигателя, расходуемой на преодоление сил бокового распора во всей системе деформируемых и движущихся магнитных линий. Заметим, кстати, что в случае, если вместо простого полезного сопротивления  $r$ , включенного между точками  $B$  и  $D$  (рис. 178), приемником энергии тока служит какой-либо электродвигатель, электрическое поле должно претерпевать в нем процесс преобразования, обратный происхо-

дядущему в генераторе  $G$ . При этом возможно предполагать, что энергия электрического поля расходуется при совершении механической работы через посредство сил бокового распора в системе магнитных линий, непрерывно воссоединяющихся с главным потоком электродвигателя. Работа же сил тяжения этих магнитных линий может быть отнесена за счет поглощаемой электродвигателем магнитной составляющей электромагнитной энергии.

В случае, когда сила тока в цепи настолько мала, что процесс отпочкования магнитных звеньев в генераторе  $G$  недоразвивается до конца, всё же остается непрерывное деформирование главного магнитного потока, сопровождаемое пространственным перемещением деформированных участков магнитных линий. Это и должно обуславливать появление электрического поля, распространяющегося от генератора вдоль проводов линии передачи по направлению к приемнику. В то же время движущееся электрическое поле, повидимому, частично претерпевает обратное преобразование в магнитное поле, восполняя до известной степени процесс возникновения законченных магнитных звеньев, которые входят в состав потока самоиндукции сравнительно слабого в данном случае тока. (При этом необходимо, конечно, учесть и всё то, что было сказано в § 64.)

Наконец, в случае отключения приемника  $BD$  от линии передачи, т. е. в случае разомкнутой цепи, сохраняется лишь непрерывное перемещение проводников обмотки динамомашинки относительно ее главного магнитного потока и остается, так сказать, тенденция к деформированию магнитных линий этого потока, в результате чего в системе поддерживается раз возникшее электрическое поле (см. § 32 Главы IV). При этом в генераторе  $G$  прекращаются энергетические преобразования и будем иметь

$$P_0 = 0.$$

Если снова приключить приемник  $BD$  к линии передачи, то в начальной стадии возникновения тока в цепи, по всей вероятности, происходит частичное преобразование имеющегося в системе электрического поля в магнитное, и, далее, начавшееся деформирование магнитных линий главного потока в генераторе  $G$  будет поддерживать в цепи тот или иной установившийся режим.

Во всяком случае не может подлежать сомнению, что во всякой цепи тока взаимные преобразования магнитного и электрического полей вообще играют весьма существенную роль.

В связи со всем, что было изложено в последних параграфах настоящей Главы VI, становится совершенно очевидным следующее. Когда речь идет о питании энергией тока приемников, находящихся на большом расстоянии от генераторной станции, *по существу надо говорить о передаче электромагнитной энергии по проводам*. Однако исторически так сложилось, что недостаточный учет всех обстоятельств, сопровождающих энергетические процессы в цепи тока, привел к широкому распространению обычных, не совсем правильных терминов „передача электрической энергии“ или „электрическая передача энергии“.

## § 67. Общие выводы по вопросу о природе электрического тока

а. Подведем теперь некоторые итоги всему, сказанному в настоящей Главе VI и имеющему непосредственное отношение к вопросу о том, что же представляет собой физическое явление, которое мы обычно называем „электрическим током“.

Как было уже отмечено, до настоящего времени науке еще не удалось разработать законченную картину электромагнитного процесса, происходящего в цепи электрического тока. Мы пока не умеем в достаточной степени полно охватить все стороны данного, вообще говоря, сложного электромагнитного явления и ясно представить себе его как единое целое. Вместо этого, мы обычно сосредоточиваем внимание то на одном, то на другом свойстве электрического тока, в связи с чем и возникло несколько точек зрения по вопросу о его природе. Однако есть известное основание полагать, что эти различные воззрения, казалось бы, не имеющие почти ничего общего между собой, в действительности не противоречат и не исключают друг друга совершенно, но по существу взаимно дополняют друг друга, освещая лишь отдельные стороны одного и того же физического явления.

Целый ряд соображений, развитых в главе VI, позволяет утверждать следующее: *во всех случаях электрического тока главнейшую роль играет магнитный поток самоиндукции*. Поэтому необходимо признать справедливым указание Фарадея на то, что наши обычные представления об электрическом токе, быть может, *ошибочны* (§ 46). Таким образом, в настоящее время уже невозможно назвать безупречным общепринятое определение тока в качестве физического явления, в основе которого лежит только движение электричества. Это не соответствует тому, что происходит в действительности. Никак нельзя считать допустимым игнорирование принципиального значения потока самоиндукции.

Конечно, нам еще не известны многие подробности процесса, совершающегося в цепи тока, а то, что известно, лишь чуть-чуть приоткрывает край завесы, скрывающей от исследователя сущность электрического тока. Однако, и это в сумме можно рассматривать как некоторое заметное приближение к правильному пониманию данного физического явления. Всё это должно быть использовано при дальнейшем углублении в проблему природы электрического тока и при образовании представлений о нем, в возможно большей степени соответствующих действительности.

Ниже мы в известной последовательности даем сводку того, что уже теперь можно считать достоверным и бесспорно установленным в отношении природы электрического тока и что, по нашему мнению, всегда необходимо принимать во внимание.

6. Вообще, при рассмотрении всякого физического явления мы склонны искать его сущность в тех процессах, которые непосредственно связаны с энергетической стороной этого явления. Подобное направление мыслей изучающего то или иное явление диктуется всей совокупностью данных естествознания.

В случае электрического тока, который протекает по некоторой цепи, главный запас энергии распределен в пространстве, окружающем проводник. Именно здесь имеет место органически связанный с током магнитный процесс, воспринимаемый нами в форме потока самоиндукции. И именно этот поток самоиндукции следует рассматривать в качестве носителя электрокинетической энергии тока ( $T_s$ ), в точности равной энергии магнитного поля тока. Основная роль указанного запаса энергии тока особенно отчетливо обнаруживается, когда цепь полностью состоит из сверхпроводников и когда в ней совершенно отсутствует энергия какого-либо иного вида (см. §§ 50—53 и 56—57). Итак, *сущность явления электрического тока необходимо усматривать в потоке самоиндукции, принципиально связанном со всякой цепью тока*.

То особенное движение, которое принято понимать как движение электричества в проводнике, находится в самой тесной связи с окру-

жающим его потоком самоиндукции и представляет собой нечто, необходимо сопутствующее тому, что совершается в магнитном поле тока. Движение электричества само по себе ничего не привносит в электрокинетическую энергию тока. В этом отношении весьма характерно следующее обстоятельство. Мы никак не можем вычислить электрокинетическую энергию тока, оперируя только с тем, что происходит в самом проводнике, имея дело лишь с движущимся электричеством, как таковым, и полностью игнорируя пространство вне объема проводника.

Единственным неизменным и безусловно всегда наблюдаемым признаком тока является его поток самоиндукции. В пространстве, окружающем проводник, по которому проходит „электрический“ ток, может совершенно отсутствовать электрическое поле, все точки этого проводника могут иметь один и тот же электрический потенциал, и ток может не сопровождаться образованием джоулева тепла в проводнике (сверхпроводящие цепи). Можно говорить об электрическом токе в условиях, когда не происходит никаких движений электронов, ионов или каких-либо иных носителей электрического заряда (изменяющееся электрическое смещение в „пустоте“). Представить же себе ток без соответствующего магнитного потока самоиндукции мы абсолютно не в состоянии. Подобного тока в природе не существует. Так называемый закон магнитодвижущей силы отражает в себе специфическую роль потока самоиндукции, охватывающего проводник, и свидетельствует о внутреннем единстве этого магнитного потока и того движения „электричества“, которое обычно принято отождествлять с перемещением элементарных электрических зарядов. В то же время недостаточно учитывается введенное Максвеллом в науку представление об электрическом смещении, между тем как синтез этого плодотворного представления с идеей Фарадея об электротоническом состоянии мог бы, надо полагать, весьма содействовать установлению более углубленного понимания того, как именно следует трактовать движение „электричества“ в цепи тока.

При протекании энергетических процессов в цепи тока электромагнитная энергия распространяется не сквозь поперечные сечения проводника, но через диэлектрик, окружающий проводник. Вектор Пойнтинга определяет удельную мощность потока электромагнитной энергии во всех точках пространства вокруг проводника с током. Движущееся же в проводнике электричество само по себе не является передатчиком электромагнитной энергии в цепи тока. Однако движение электричества сообщает проводнику способность служить осью энергетического процесса, совершающегося вокруг него (axis of power, по Фарадею). Благодаря этому провода линии передачи могут играть роль направляющих потока электромагнитной энергии, распространяющейся от генераторного центра к приемникам.

В связи со сказанным нельзя не признать, что термин „электронный транспорт“, который некоторое время тому назад применялся иногда для обозначения передачи электромагнитной энергии по проводам, является плодом глубокого недоразумения, основанного на полном игнорировании законов движения этой энергии. Неприемлемость и порочность данного термина весьма наглядно иллюстрируется тем фактом, что объем проводника линии передачи с движущимися в нем электронами представляет собой, так сказать, кладбище электромагнитной энергии, которая там превращается в энергию беспорядочного движения частиц вещества. Если „электронный транспорт“ и принимает некоторое участие при передаче энергии, так только в качестве пара-

зитного процесса, который обуславливает тепловые потери в линии передачи и понижает коэффициент полезного действия всей установки.

Как бы мы ни понимали движение электричества в цепи тока, во всяком случае именно оно сообщает проводнику, кроме способности служить направляющей при распространении электромагнитной энергии, еще особенное свойство, благодаря которому контур тока, со всех сторон охватывающий поток самоиндукции, всегда замыкает и стягивает пучок магнитных линий этого потока. Мы можем говорить о „стягивании“ в полном смысле этого слова, так как вследствие бокового распора в системе одинаково направленных магнитных линий обычно обнаруживается стремление потока самоиндукции раздвинуться и занять возможно больший объем. В результате этого со стороны потока самоиндукции возникают давления на охватывающий его проводник, и если контур проводящей цепи может как-либо деформироваться, то в действительности и происходит его деформирование в соответствии с распределением сил давления.

в. После всего вышеизложенного становится вполне очевидной неудовлетворительность общепринятого определения тока, когда ограничиваются указанием лишь на движение электричества и совершенно умалчивают о наиболее существенном признаке электрического тока — его потоке самоиндукции.

Представляется более целесообразным дать следующее определение тока:

*Электрическим током называется электромагнитное явление, связанное с замкнутым контуром, который охватывает и стягивает магнитный поток самоиндукции, причем это свойство контура обуславливается движением электричества вдоль него.*

г. Сформулированное нами определение физического явления, называемого электрическим током, отражает в себе сущность основных установок Фарадея и Максвелла. Многие соображения, которые были высказаны ими по вопросу о природе тока и которые несомненно могут направить по верному пути наши усилия разрешить эту проблему, до настоящего времени остаются без должного внимания. Конечно, наука сильно двинулась вперед со времен Фарадея и Максвелла. Открыт целый ряд новых фактов, значительно расширивших область наших знаний об электрических, магнитных и электромагнитных явлениях. Однако до сих пор не устранена та ошибочность привычных представлений об электрическом токе, о которой говорил еще Фарадей. Есть полное основание в меру наших возможностей изжить, наконец, эту ошибку.

Когда мы идем в направлении некоторой определенной цели и при этом вместо того, чтобы продвигаться по открывающемуся перед нами кратчайшему верному пути, как-либо уклоняемся в сторону и начинаем блуждать по окольным дорогам, весьма важно как можно скорее обратить на это внимание. Хотя бы даже окольные дороги и позволяли нам несмотря на ряд встречающихся тупиков, в общем приближаться к цели, рациональнее всё же стремиться выйти на верный прямой путь, не теряя времени. Для этого, вообще говоря, нет никакой надобности обязательно возвращаться вспять к исходной точке. Необходимо только перейти на верный путь. В таком случае мы сохраним полностью все преимущества достигнутого уже приближения к цели и более уверенно пойдём дальше вперед.

Точно так же обстоит дело и в отношении перехода к рассмотрению проблемы электрического тока с точки зрения Фарадея и Максвелла.

Для этого вовсе не требуется отказаться от всего, что дала физическая наука за последние десятилетия, и вернуться на 100 лет назад к какой-либо стадии наших знаний, соответствующей пережитым уже эпохам, как можно было бы думать только при несколько поверхностном понимании путей развития науки. Мы несомненно должны, сохраняя все преимущества современного приближения к пониманию электромагнитных явлений, постараться пересмотреть вопрос о природе электрического тока с полным учетом того, что было сказано по данному поводу Фарадеем и Максвеллом. Это даст только новый толчок физической мысли, откроет новые горизонты и позволит еще быстрее и увереннее двигаться дальше в направлении стоящей перед нами цели — возможно более совершенного познания природы электрического тока.

Мыслимы, однако, возражения, что в настоящее время едва ли ощущается настоятельная потребность в подобного рода пересмотре привычных представлений об электрическом токе. Ведь главнейшие закономерности и основные соотношения, уже известные в этой области, позволили до такой степени овладеть данным физическим явлением, что мы можем констатировать широчайшее развитие практических приложений энергии электрического тока. Казалось бы, не следует пока отказываться от обычных представлений об электрическом токе.

На первый взгляд всё это совершенно верно. Привычные представления, хотя бы и не вполне безупречные, в ряде случаев действительно весьма удобны и могут быть до известной степени полезными. Однако эти привычные представления, если они ошибочны, всё же являются тормозом для дальнейшего прогресса знаний и для установления существенно новых фактов и закономерностей, теоретическое значение которых нельзя даже предвидеть. Вместе с тем интересно отметить следующее обстоятельство. Не чем-либо иным, а именно слепым подчинением привычному методу мышления в значительной степени объясняется и необычайная в свое время стойкость ряда уже отживших научных теорий и воззрений. Напомним, например, о птоломеевой системе мира, о невесомых жидкостях, о теории флогистона. Замечательно при этом, что, несмотря на несомненную ошибочность некоторых научных воззрений старого времени, они иногда позволяли, однако, неуклонно идти вперед по пути прогресса. Так, Сади Карно, считая теплоту за неразрушимый агент, что, как мы знаем теперь, не соответствует действительности, пришел к правильному результату при рассмотрении вопроса о совершении работы паровой машиной. И в наше время, конечно, вполне возможны аналогичные случаи. Но это не мотив для защиты разного рода привычных научных представлений и, в частности, ошибочных представлений об электрическом токе.

Вообще нельзя не признавать очень важного значения привычек и навыков в нашем научном мышлении, но также нельзя не признать и того, что весьма полезно время от времени подвергать их анализу и критическому пересмотру.

Многое из того, что было изложено в настоящей Главе VI, имело непосредственной целью возможно более обнажить ряд недоразумений, вытекающих из наших традиционных представлений об электрическом токе, и доказать, что мысль о вероятной ошибочности этих представлений имеет достаточные основания. Будущим исследователям в области электромагнитных явлений предстоит сделать еще немало в направлении дальнейшего физического анализа этих явлений и вскрытия природы электрического тока во всех деталях. В этом отношении особенно важно надлежащим образом согласовать фарадеевскую идею о реально суще-

ствующих магнитных линиях с представлением Максвелла об электрическом смещении, стационарном и изменяющемся, а также установить истинное соотношение между структурой магнитного поля и структурой электрического поля. Во всяком случае весьма трудно отказаться от убеждения в том, что основные физические воззрения Фарадея и Максвелла представляют собой верную путеводную нить, следование которой должно будет в конце концов дать нам ключ к более совершенному пониманию электромагнитного явления, называемого „электрическим током“, чем это имеет место в настоящее время.

---

ПЕЧАТНЫЕ ТРУДЫ В. Ф. МИТКЕВИЧА, ИМЕЮЩИЕ ОТНОШЕНИЕ К ТЕМЕ  
НАСТОЯЩЕЙ КНИГИ

1. К вопросу о зубчатых арматурах. *Электричество*, 1898, № 6.
2. К теории флюксметра Грассо. *ЖФХО*, 1906, вып. 2.
3. О природе электрического тока. *Телеграф и телефония без проводов*, 1922, № 15.
4. On the Nature of the Electric Current. *The Sibley Journal of Engineering (Cornell University)*, 1923, № 2.
5. О механизме электромагнитной индукции тока. *Электричество*, 1927, № 2.
6. On the transformations of magnetic flux. *ДАН, А*, 1929, стр. 131.
7. On the anomalous magnetic flux. *ДАН, А*, 1929, стр. 136.
8. Anomalous magnetic flux of a toroidal coil. I. The case of a closed iron screen. *ДАН, А*, 1929, стр. 171.
9. Anomalous magnetic flux of a toroidal coil. II. The case of an unclosed screen. *ДАН, А*, 1929, стр. 257.
10. Total electromotive force of mutual induction. *ДАН, А*, 1929, стр. 289.
11. Беседы о природе электрического тока. *Электричество*, 1930, №№ 3, 8 и 10.
12. Магнетизм. *Электричество*, 1930, юбилейный номер.
13. The work of Faraday and modern developments in the application of Electrical Energy. Труды 2-го Международного конгресса по истории науки и техники, London, 1931.
14. Faraday and Electrical Science in Russia and U. S. S. R. *Nature*, 1931, № 3226 (29 August).
15. Работы Фарадея в области электромагнитной индукции в связи с его общими физическими воззрениями. *Природа*, 1931, № 12.
16. К вопросу о природе электрического тока. *Социалистическая реконструкция и наука*, 1932, № 3.
17. Основные воззрения современной физики. (Речь, читанная в годовом собрании АН СССР 2 февр. 1933 г.). Отчет АН СССР за 1932 г.
18. Фарадей „против“ фарадеевской точки зрения. *Социалистическая реконструкция и наука*, 1933, № 4.
19. К вопросу об условности математической трактовки физических явлений. *Электричество*, № 12.
20. Физические основы электротехники. Изд. 3-е, 1933. Изд-во „Кубуч“.
21. О „физическом“ действии на расстоянии. *Известия АН СССР*, 1933, № 10.
22. О некоторых основных положениях, относящихся к области физики. *ДАН*, 1934, т. II, № 6.
23. К вопросу о природе электрического тока. *Электричество*, 1936, № 6.
24. По поводу статьи акад. А. Ф. Иоффе „О положении на философском фронте советской физики“. *Под знаменем марксизма*, 1937, № 11—12.
25. Основные физические воззрения. Изд. 3-е. Изд-во АН СССР, 1939.
26. Основные условия возникновения индуктированной электродвижущей силы. Статья в сборнике „Униполярные машины“. 1940. Изд-во АН СССР.
27. Объективная реальность магнитного потока. *Электричество*, 1940, № 10.
28. К вопросу о природе элементарных электрических зарядов. *ДАН*, 1942, XXXVII, № 3.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

	Предисловие . . . . .	3
	Введение . . . . .	5
	<b>Глава первая. Магнитный поток как физическая реальность.</b>	
10-11-12-13-14-15	1. Общая характеристика магнитного поля . . . . .	9
	2. О „физическом“ действии на расстоянии . . . . .	12
	3. Магнитный поток как форма движущейся материи . . . . .	21
	4. Эфир . . . . .	26
	5. Магнитный поток как процесс, происходящий в эфире . . . . .	31
	<b>Глава вторая. Основные определения и соотношения</b>	
16-17-18-19-20-21-22-23-24	6. Общие соображения . . . . .	38
	7. Магнитный поток . . . . .	40
	8. Плотность магнитного потока. Магнитная индукция . . . . .	44
	9. Единичные трубки магнитной индукции. Магнитные линии . . . . .	46
	10. Магнитная масса. Закон Кулона . . . . .	48
	11. Магнитная сила. Кулоновское определение . . . . .	50
	12. Интенсивность намагничивания . . . . .	54
	13. Теорема Гаусса . . . . .	57
	14. Магнитодвижущая сила. Электромагнитное определение магнитной силы и силы тока . . . . .	59
	15. Закон магнитной цепи . . . . .	64
	<b>Глава третья. Основные проявления и свойства магнитного потока</b>	
25-26-27-28-29-30-31-32-33-34	16. Электромагнитная индукция тока . . . . .	67
	17. Принцип непрерывности магнитного потока . . . . .	70
	18. Первая и вторая формулировки закона электромагнитной индукции . . . . .	77
	19. Некоторые частные случаи электромагнитной индукции . . . . .	81
	20. Общее заключение по поводу закона электромагнитной индукции . . . . .	88
	21. Энергия магнитного потока . . . . .	90
	22. Проявления инерции магнитного потока. Принцип сохранения магнитного потока . . . . .	94
	23. Механические проявления магнитного потока . . . . .	103
	24. Переход магнитного потока из одной среды в другую . . . . .	107
	<b>Глава четвертая. Преобразования магнитного потока</b>	
35-36-37-38-39-40-41-42-43-44	25. Основные установки Фарадея . . . . .	113
	26. Примеры срачивания, разделения и деформирования магнитных линий . . . . .	117
	27. О непрерывных преобразованиях замкнутых пространств . . . . .	129
	28. Аналогии непрерывных преобразований магнитного потока. Струи жидкости. Цепи электрического тока . . . . .	135
	29. Аналогии непрерывных преобразований магнитного потока. Вихревые кольца . . . . .	140
	30. Выводы по вопросу о природе магнитного потока, вытекающие из опытов с дымовыми кольцами . . . . .	152
	31. Основная стадия в процессах срачивания и разделения магнитных линий . . . . .	154
	32. Преобразования магнитного потока в процессе электромагнитной индукции тока . . . . .	161
	33. Преобразования магнитного потока в динамализме электромагнитном процессе . . . . .	164
	34. Обратимость динамомашин . . . . .	166

35.	Процесс электромагнитной индукции при симметричных преобразованиях магнитного потока . . . . .	168
36.	Третья формулировка закона электромагнитной индукции . . . . .	172
37.	Преобразования магнитного потока тороидальной обмотки, окруженной замкнутым железным экраном . . . . .	177
38.	Преобразования магнитного потока в трансформаторах переменного тока . . . . .	185
39.	Нор альная и аномальная составляющие потока и электродвижущей силы взаимной индукции . . . . .	188
40.	Преобразования магнитного потока тороидальной обмотки, окруженной разомкнутым железным экраном . . . . .	191

Глава пятая. Проблема магнитного экранирования проводников.  
Униполярные машины

41.	Магнитное экранирование и зубчатые арматуры . . . . .	202
42.	Магнитное экранирование проводников . . . . .	205
43.	Бесколлекторная или униполярная машина постоянного тока . . . . .	213
44.	Примеры ошибочной конструкции униполярных машин . . . . .	220
45.	К вопросу о генерировании постоянного тока в процессе электромагнитной индукции . . . . .	224

Глава шестая. Природа электрического тока

46.	К постановке вопроса о природе электрического тока . . . . .	227
47.	Обоснования электродинамики Максвелла . . . . .	231
48.	Главные составляющие кинетической энергии системы токов . . . . .	237
49.	Электрокинетическая энергия . . . . .	243
50.	Сверхпроводники. Общие соображения . . . . .	252
51.	Возникновение индуктированного тока в сверхпроводящей цепи . . . . .	255
52.	Основная роль потока самоиндукции в сверхпроводящих цепях . . . . .	259
53.	Особые случаи индуктирования тока на поверхности сверхпроводника . . . . .	266
54.	Электротоническое состояние . . . . .	275
55.	Электротоническое состояние как основное свойство магнитного потока . . . . .	283
56.	Параллельное соединение сверхпроводящих цепей . . . . .	288
57.	Энергетические процессы в сверхпроводящих цепях . . . . .	292
58.	Переход от сверхпроводящей цепи к обычной цепи . . . . .	300
59.	Пределы преобразований магнитного потока в проводнике. Гипотеза вихревого электрона . . . . .	304
60.	Общие соображения по вопросу о вихревой природе элементарных электрических зарядов обоих знаков . . . . .	306
61.	Экспериментальное обследование вопроса о „магнитном эквиваленте статического электричества“ . . . . .	315
62.	Движение электричества в цепи тока . . . . .	319
63.	Принцип непрерывности электрического тока . . . . .	325
64.	Возникновение потока сам-индукции . . . . .	328
65.	Электромагнитное поле. Электромагнитная энергия . . . . .	332
66.	Движение электромагнитной энергии в цепи тока . . . . .	339
67.	Общие выводы по вопросу о природе электрического тока . . . . .	349

Печатные труды В. Ф. Миткевича, имеющие отношение к теме настоящей книги . . . . . 355

\*

Технический редактор *Н. П. Аудин*  
Корректор *Н. Н. Пезцова*  
Переплет художника  
*А. С. Эрмана*

\*

А. — 05793. Издат. № 385. Тип. заказ № 184.  
Сдано в набор 22/II 1946 г. Подп. к печ. 29/VI 46 г.  
Формат бум. 70 X 108 $\frac{1}{2}$ . Печ. л. 22 $\frac{1}{2}$ . Уч.-изд. 32.  
Тираж 3000

Г-я Типография Издательства Академии Наук СССР  
Ленинград, В. О., 9 лин. 17

ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть	По чьей вине
20	11 св.	промежуточная	премежуточная	корр.
32	13 св.	и высокой	в высокой	"
137	рис. 58		Пропущена буква С на проводе между $R_1$ и $A_2$	(авт.)
271	3 св.	поверхности	на поверхности	тип.

В. Ф. Миткович. Магнитный поток.