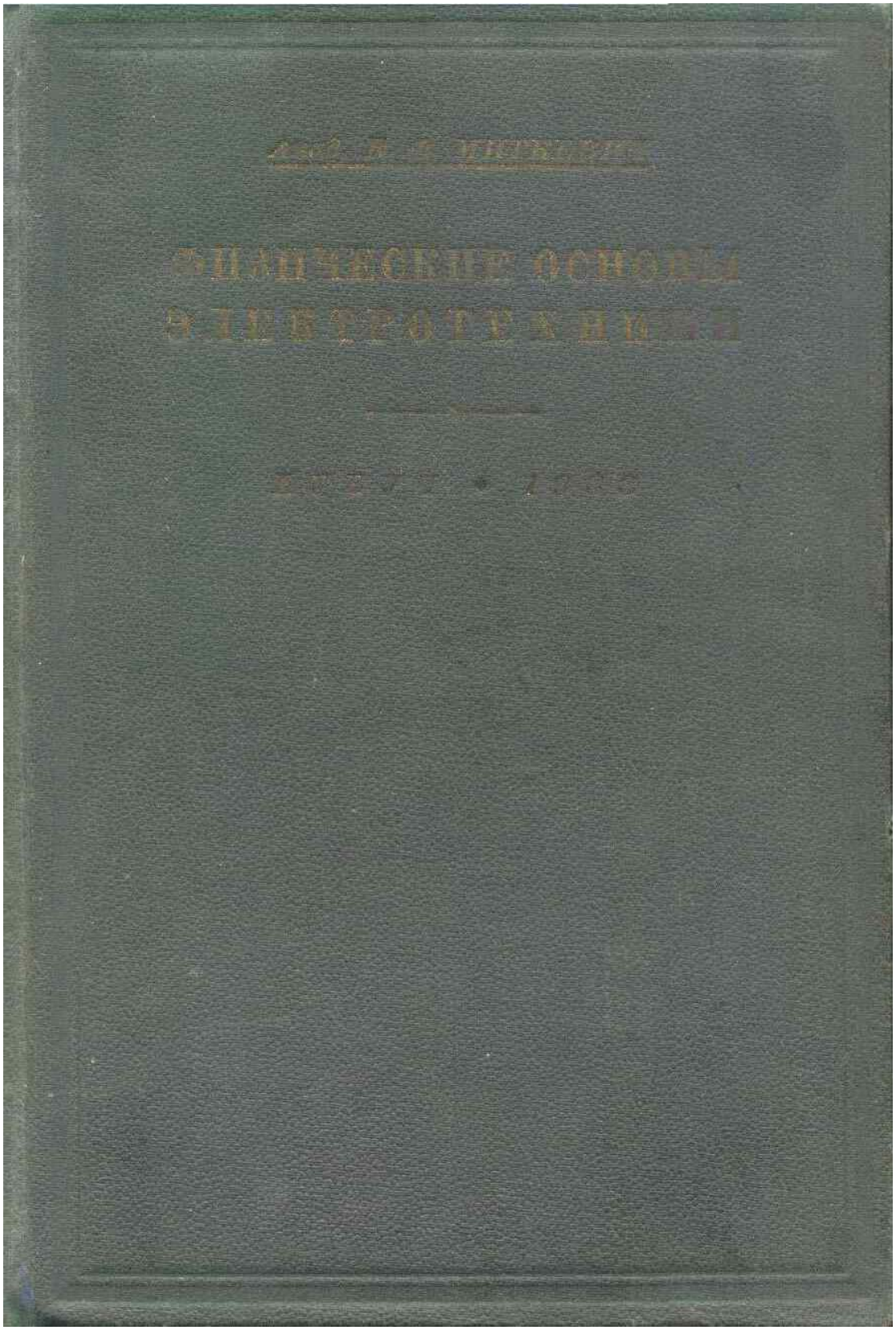


В. Ф. МИТКЕВИЧ

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОТЕХНИКИ

ИЗДАНИЕ ТРЕТЬЕ ПЕРЕСМОТРЕННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

***ЛЕНИНГРАД 1933***

Подготовлено к печати А. В. Миткевич. Техн. редактор М. Ф. Клименко. Сдано в производство 2/IX-33 г. Подписано к печати 18/X-33 г. $28^3/_4$ п. л. В листе 46550 тип. зн. Ленгорлит № 17994. Форм. бум. 62X88 см. Тираж 7200. Зак. 7011 Корректор К, И. Иосифов.
Гос. тип. «Лен. Правда». Ленинград, Социалист., 14.

МИТКЕВИЧ Владимир Федорович (1872-1951), российский электротехник, академик АН СССР (1929). Участник составления плана Государственной комиссии по электрификации России (ГОЭЛРО). Основные труды по теории и физическим основам электротехники, передаче электрической энергии. Премия им. В. И. Ленина (1928), Государственная премия СССР (1943).
(Большая энциклопедия Кирилла и Мефодия 97)

**ОГЛАВЛЕНИЕ**

**Издательство**
**Предисловие**
**Предисловие к третьему изданию** 6
**Предисловие ко второму изданию** 6
**Из предисловия к первому изданию** 10
**Введение.** 11
**Золотые слова! (прим. копировщика)** 26
**Глава I. Магнитный поток**
**§ 1. Общая характеристика магнитного поля** 32
**§ 2. Основные определения и соотношения** 36
**§ 3. Магнитный поток** 46
**§ 4. Принцип непрерывности магнитного потока. Опыты Фарадея** 47
**§ 5. Анализ опытов Фарадея** 51
**§ 6. Математическая формулировка принципа непрерывности потока** 52
**§ 7 Формулировка закона электромагнитной индукции** 55
**§ 8. Вопрос об условиях тождественности фарадеевской и максвелловской формулировок закона электромагнитной индукции** 58
**§ 9. Случай изменяемого контура** 61
**§ 10. Общий вывод по вопросу о законе электромагнитной индукции** 62
**§ 11. О преобразованиях магнитного потока** 63
**§ 12. Механизм перерезывания магнитных линий проводником** 70
**§ 13. Преобразования магнитного потока в трансформаторе** 75
**§ 14. Роль магнитных экранов** 75
**§ 15. Проблема бесколлекторной машины постоянного тока** 81
**§ 16. Закон магнитной цепи** 88
**§ 17. Линейный интеграл магнитной силы. Закон магнитодвижущей силы** 89
**§ 18. Вывод точной формулировки закона магнитной цепи** 94
**§ 19. Приближенное выражение закона магнитной цепи** 95
**§ 20. Энергия магнитного потока** 97
**§ 21. Энергия магнитной линии (единичной трубки магнитной индукции)** 100
**§ 22. Тяжение магнитных линий** 105
**§ 23. Подъемная сила магнита** 106
**§ 24. Отрывной пермеаметр** 107
**§ 25. Природа электромагнитной силы** 107
**§ 26. Боковой распор магнитных линий** 109
**§ 27. Преломление магнитных линий** 111
**§ 28. Принцип инерции магнитного потока** 115
**§ 29. Формулировка принципа инерции магнитного потока. Флюксметр** 121
**Глава II. Магнитные свойства вещества**
**§ 30. Роль вещества в магнитном процессе** 125
**§ 31. Фиктивность "магнитных масс"** 126
**§ 32. Общая характеристика магнитных материалов** 130
**§ 33. Магнитный цикл** 131
**§ 34. Гистерезисная петля как характеристика магнитного материала** 134
**§ 35. Потери на гистерезис** 135
**§ 36. Расчет потерь на гистерезис и формула Штейнметца** 139
**§ 37. Гипотеза вращающихся элементарных магнитов** 140
**§ 38. Магнитное насыщение** 147
**§ 39. Влияние сотрясений на магнитные свойства** 149

**§ 40. Влияние температурных условий на магнитные свойства вещества 152**
**§ 41. Магнитная вязкость 157**
**§ 42. Изменение размеров тел при намагничении 159**
**§ 43. Гистерезис вращения 160**
**§ 44. Некоторые магнитные свойства железа и его сплавов 161**
**Глава III. Электрическое смещение**
**§ 45. Общая характеристика электромагнитных процессов 165**
**§ 46. Непрерывность электрического тока 168**
**§ 47. Электрическое смещение. Основные положения Максвелла 169**
**§ 48. Мера электрического смещения 172**
**§ 49. Ток смещения 173**
**§ 50. Теорема Максвелла 174**
**§ 51. Природа электрического смещения 176**
**§ 52. Пояснения к теореме Максвелла. Выводы из основной формулировки 177**
**§ 53. Математическая формулировка принципа непрерывности тока 179**
**§ 54. Механическая аналогия 181**
**§ 55. Непрерывность тока в случае электрической конвекции 182**
**§ 56. Сложные примеры непрерывности тока?! 185**
**Глава IV. Электрическое поле**
**§ 57. Связь электрического поля с электромагнитными процессами. Область электростатики. 190**
**§ 58. Закон Кулона и вытекающие из него определения и соотношения. 192**
**§ 59. Электродвижущая сила и разность потенциалов. Закон электро¬движущей силы 200**
**§ 60. Электрическая деформация среды 204**
**§ 61. Линии смещения 204**
**§ 62. Трубки смещения 205**
**§ 63. Фарадеевские трубки 207**
**§ 64. Фарадеевская трубка и количество электричества, с нею связанное 208**
**§ 65. Вторая формулировка теоремы Максвелла 209**
**§ 66. Электризация через влияние. Теорема Фарадея 210**
**§ 67. Энергия электрического поля 213**
**§ 68. Механические проявления электрического поля 216**
**§ 69. Преломление фарадеевских трубок 219**
**§ 70. Электроемкость и диэлектрическая постоянная 220**
**§ 71. Свойства диэлектриков 224**
**Глава V. Природа электрического тока**
**§ 72. Общие соображения о природе тока 231**
**§ 73. Движение электричества внутри проводников 234**
**§ 74. Участие электрического поля в процессе электрического тока 236**
**§ 75. Участие магнитного поля в процессе электрического тока 242**
**Глава VI. Прохождение электрического тока через газы и пустоту**
**§ 76. Общие соображения 249**
**§ 77. Ионы 250**
**§ 78. Ионизирующие агенты 252**
**§ 79. Заряд и масса иона 256**
**§ 80. Влияние давления газа на характер разряда 263**
**§ 81. Различные стадии прохождения тока через газы при атмосферном давлении 264**

**§ 82. Основные соотношения, характеризующие ток через газы 267**
**§ 83. Тихий разряд. Корона 274**
**§ 84. Разрывной разряд 277**
**§ 85. Вольтова дуга 281**
**§ 86. Дуговые выпрямители 291**
**§ 87. Различные стадии разряда через газы при малых давлениях 296**
**§ 88. Прохождение электрического тока через пустоту 298**
**§ 89. Пустотные электронные приборы 302**
**§ 90. Заключение 307**
**Глава VII. Электродинамика**
**§ 91. Основные положения Максвелла 308**
**§ 92. Вторая форма уравнений Лагранжа 314**
**§ 93. Выражение для кинетической энергии в обобщенных координатах 320**
**§ 94. Выбор обобщенных координат для электродинамической системы . 321**
**§ 95. Энергии Tm,Te,Tme 324**
**§ 96. Общее исследование сил, действующих в электродинамической системе 325**
**§ 97. Электрокинетическая энергия 337**
**§ 98. Электродвижущая сила самоиндукции 338**
**§ 99. Коэффициент самоиндукции 341**
**§ 100. Электродвижущая сила взаимной индукции 350**
**§ 101. Коэффициент взаимной индукции 352**
**§ 102. Связь между коэффициентами самоиндукции и взаимной индукции 356**
**§ 103. Общие выражения для магнитных потоков, сцепляющихся с от¬дельными контурами системы 360**
**§ 104. Общие выражения для электродвижущих сил, индуктируемых в от¬дельных цепях системы 361**
**§ 105. Роль короткозамкнутой вторичной цепи 362**
**§ 106. Действующие коэффициенты самоиндукции и взаимной индукции 367**
**§ 107. Электромагнитная сила. Общие соображения 372**
**§ 108. Условия возникновения электромагнитной силы 377**
**§ 109. Случай сверхпроводящих контуров 381**
**§ 110. Случай контура с током во внешнем магнитном поле 385**
**§ 111. Основная роль бокового распора и продольного тяжения магнитных линий 387**
**§ 112. Случай прямолинейного проводника во внешнем магнитном поле 387**
**§ 113. Электромагнитные взаимодействия в асинхронном двигателе 389**
**§ 114. Величина и направление электромагнитной силы в случае одного контура с током 390**
**§ 115. Величина и направление силы электромагнитного взаимодействия двух контуров с током 394**
**§ 116. Случай электромагнитного взаимодействия любого числа контуров с током 396**
**§ 117. Электромагнитная сила, действующая на участок проводника с током, расположенный во внешнем магнитном поле 397**
**Глава VIII. Движение электромагнитной энергии**
**§ 118. Электромагнитное поле 400**
**§ 119. Основные уравнения электромагнитного поля 402**
**§ 120. Общий характер дифференциальных уравнений электромагнитного поля 408**

**§ 121. Распространение электромагнитной энергии. Плоская волна 409**
**§ 122. Скорость распространения электромагнитной энергии 414**
**§ 123. Опытные данные, подтверждающие теорию Максвелла 416**
**§ 124. Опыты Герца 419**
**§ 125. Механизм движения электромагнитной энергии. Вектор Пойнтинга 426**
**§ 126. Распространение тока в металлических массах. Поверхностный эффект 433**
**Приложение. Размерности электрических и магнитных величин 444**
**Предметный указатель 449**

**ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ.**

Настоящее издание повторяет почти без изменений второе из¬дание. Внесены лишь некоторые мелкие исправления, и в качестве введения помещена речь, читанная мною в торжественном годовом собрании Академии Наук СССР 2 февраля 1933 г., — „Основные воззрения современной физики". Содержание этой речи может быть рассматриваемо как добавочное разъяснение принятых мною в этом курсе принципиальных физических установок.

Август 1933 г.

В. Миткевич.

**ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ.**

В связи с выпуском второго издания курса „Физические ос¬новы электротехники" я считаю полезным сказать несколько слов для того, чтобы разъяснить мотивы, руководившие мною как в отношении общего характера этого курса, так и в отношении его плана.

Что касается общего характера такой книги, как физические основы технической дисциплины, то, по моему мнению, целесо¬образно более или менее строгое проведение некоторой определен¬ной точки зрения на природу физических явлений, с которыми мы имеем дело в данной дисциплине. Это не только желательно, но даже необходимо, ибо таким образом можно помочь изучающему связать в одно, до известной степени стройное целое, всю сумму получаемых сведений. В противном случае ему трудно будет со¬знательно оперировать на практике с приобретенными формаль¬ными знаниями, в особенности в случаях, когда приходится сталкиваться с обстановкой, несколько отличающейся от привычной, нормальной.

Я полагаю, что выбор общей точки зрения, которую следует принять как базу при изложении курса, естественно вытекает из некоторого анализа наших основных физических представлений. В этом отношении наиболее простой и надежный путь состоит



в том, чтобы попытаться ответить на нижеперечисленные вопросы сформулированные применительно к преследуемой нами цели. Совокупность четких ответов на все эти вопросы в полной мере освещает сущность наших физических представлений.

Вопрос 1. Может ли физическое явление) протекать вне про¬странства и времени?

Вопрос 2. Может ли физическое явление протекать без всякого участия в нем какой-либо физической субстанции, представляющей собою носителя свойств, обнаруживаемых в явлении?

Вопрос 3. Может ли физическая субстанция не иметь простран¬ственного распределения?

Вопрос 4. Может ли физическая субстанция в целом или от¬дельные ее части, сколь бы малы они ни были, не занимать ни¬какого объема?
Вопрос 5. Можно ли рассматривать энергию как нечто, не являющееся ни самостоятельной физической субстанцией, ни каким-либо состоянием или свойством некоторой физической субстанции?
Вопрос 6. Может ли энергия (в том или ином ее понимании) не иметь пространственного распределения?
Вопрос 7. Может ли какая-либо физическая субстанция или энергия возникнуть в некотором объеме из ничего или превратиться в ничто?
Вопрос 8. Может ли физическая субстанция или энергия воз¬никнуть в объеме, в котором их не было, или прекратить суще¬ствование в объеме, в котором они перед тем были, иначе, как путем пространственного перемещения извне внутрь этого объема или изнутри этого объема наружу?
Вопрос 9. Может ли некоторое тело (например, наэлектризован¬ное) притти в движение в связи с приближением к нему другого тела (также, например, наэлектризованного), если при этом энергия ни в каком виде не притекает извне в объем, занимаемый первым телом?

Вопрос 10. Может ли точка зрения „actio in distans", т. е. „действия на расстоянии", рассматриваться не как математический метод, пригодный для формального описания какого-либо физи¬ческого явления, а как основное воззрение, имеющее непосредствен¬ное отношение к существу физического явления?
Ответы на вышеперечисленные 10 вопросов предопределяют собою те принципиальные точки зрения, с которыми мы подходим к изучаемым физическим явлениям.
Ответ „да" на любой из 10 вопросов или недостаточно катего¬рический ответ „нет" хотя бы на один из этих вопросов неизбежно приводит нас к допущению действия на расстоянии в качестве первичного физического явления. Отсюда берет начало один из путей рассмотрения природы явлений. Отсюда же может,


между прочим, проистекать и представление о реальном физическом мире как о пространстве, в котором соответственным образом рас¬пределены материальные точки, векторы сил и тому подобные, по существу, формально-математические символы. Ньютон широко пользовался точкой зрения действия на расстоянии при математи¬ческом рассмотрении явлений тяготения, но он считал ее совершенно неприемлемой и просто абсурдной в применении к анализу того, что происходит в действительности (см. § 1 настоящей книги). О. Д. Хвольсон в томе I своего Курса Физики в следующих словах выражает мнение по этому же поводу: „Термином „actio in distans", т. е. „действие на расстоянии", обозначается одно из наиболее вредных учений, когда-либо господствовавших в физике и тормозивших ее развитие..."
Категорический и безоговорочный ответ „нет" на все 10 вопро¬сов приводит нас к утверждению, что какие бы то ни было взаимо¬действия в природе совершаются не иначе, как при непосредствен¬ном участии среды, окружающей действующие друг на друга фи¬зические центры или физические системы. В области явлений маг¬нитных и электрических мы таким путем приходим к фарадее-максвелловской точке зрения, которая и проводится в настоящем курсе с возможно большей последовательностью. Здесь, конечно, нет никакого противоречия тому, что понятия и термины, вытекаю¬щие из точки зрения действия на расстоянии, мы используем в математических формулировках и выводах, когда это оказывается практически целесообразным, подобно, например, мнимым коли¬чествам, которые мы применяем, между прочим, в теории переменных токов.
Итак, я считаю точку зрения фарадее-максвелловскую един¬ственно приемлемой в самом широком смысле этого слова; точку же зрения действия на расстоянии рассматриваю как допустимую только в области формально-математических построений.

Совершенная непримиримость этих двух точек зрения в отноше¬нии анализа природы магнитных и электрических явлений в полной мере выявилась во время трех диспутов о природе электрического тока, имевших место в 1930 году в стенах Ленинградского Поли¬технического Института (см. стенографический отчет в журнале „Электричество", 1930, №№ 3, 8, и 10). Вышеперечисленные 10 во¬просов явились именно результатом этих диспутов и сформулиро¬ваны мною с целью возможно глубже вскрыть истинные корни обнаружившихся разногласий.

Переходя к вопросу о принятом мною расположении материала, я полагаю, что центром тяжести курса „Физические Основы Электротехники" должно быть рассмотрение свойств электромагнит¬ного комплекса вообще и того электромагнитного явления, которое мы называем электрическим током, в частности. Магнитное и электрическое поля, как таковые, являются лишь отдельными сторонами всякого электромагнитного комплекса, и изучение их следует, по моему мнению, вести в том порядке, который опре¬деляется их относительным значением в явлении электрического



тока. Поэтому я и начинаю курс с рассмотрения физических свойств магнитного потока. Действительно, мы можем представить себе электрический ток в цепи при полном отсутствии электродвижущей силы, при отсутствии электрических сил в объеме проводника и каких бы то ни было разностей потенциалов между отдельными его сечениями, при отсутствии, наконец, обычного течения электро¬нов в объеме проводника. Я имею в виду случай постоянного тока в сверхпроводящей цепи, т. е. при r=0, когда все точки провод¬ника имеют один и тот же потенциал и когда значения магнитной силы во всех точках внутри проводника строго сохраняются та¬кими же, какими были до возбуждения тока в сверхпроводящей цепи (последнее вытекает из теории Максвелла).

Единственным, неизменным и безусловно всегда наблюдаемым признаком электрического тока является его магнитный поток само¬индукции. Представить себе электрический ток, не связанный с магнитным потоком, мы абсолютно не в состоянии. Быть может, даже наши обычные представления об электрическом токе, отраженные и в исторически сложившейся терминологии, ошибочны, как это именно и предполагал Фарадей. Электрокинетическая энергия тока, протекающего по некоторой цепи, никоим образом не может быть подсчитана, если мы будем иметь дело только с объемом проводника. Наоборот, эта энергия полностью определяется путем рассмотрения того процесса, который совершается, вообще говоря, вне проводника, и она в точности равна как раз магнитной энергии потока самоиндукции.

Сказанного, я полагаю, достаточно для обоснования принятого мною плана расположения материала в настоящем курсе. Можно добавить еще лишь следующее.

Обширная область электромеханики, интересы которой я особенно имел в виду, является по существу областью практических при¬ложений физических свойств магнитного потока. Именно магнитный; поток играет роль основного фактора во всех электромеханических устройствах, и при всех расчетах, к ним относящихся, мы оперируем с магнитным потоком, а не с электронами, текущими в объеме проводника в случае сопротивления, не равного нулю. Не прихо¬дится говорить об электронной теории коммутации динамомашин, так как таковой не существует и едва ли было бы рационально пытаться ее создать. Было бы шагом назад, если бы мы стремились построить теорию расчета электрических генераторов и трансфор¬маторов с электронной точки зрения и т. д.

Нельзя игнорировать и того, что самое представление об электроне претерпевает в настоящее время эволюцию. Электрон уже не мыслится как некоторый элементарный электрический ша¬рик строго ограниченного диаметра: электрон теперь расплывается в окружающем пространстве и приобретает все более и более определенный характер какого-то элементарного электромагнитного комплекса. Мы наблюдаем в науке здоровые симптомы грядущей увязки формальных и фактических достижений электронной теории с фарадее-максвелловской точкой зрения.

В настоящем дополненном и пересмотренном издании устранен тот основной пробел, из-за которого в первом издании на заглавной странице значилось: „часть первая". Именно, я ввел теперь главу, посвященную прохождению электрического тока через газы и пу¬стоту. Из числа других изменений можно отметить выделение в особый параграф основных положений, касающихся преобразова¬ний магнитного потока.

В заключение считаю долгом поблагодарить друзей, своими ценными советами оказавших мне содействие при исправлении замеченных недочетов в старом издании. Особенно много помогли мне в этом отношении профессор П. Л. Калантаров и преподаватели ЛЭМИ — Е. Я. Семичев, Л. Р. Нейман и А. Г. Лурье. На¬конец, выражаю свою признательность Техническому Директору Издательства КУБУЧ Л. М. Сафроновичу за его заботы о техни¬ческом оформлении и скорейшем выпуске настоящего курса.

В, Миткевич. Декабрь 1931 г.

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ.

Автор предполагает, что читатель в достаточной мере знаком с учением о магнитных и электрических явлениях в объеме общего Курса Физики, обычно преподаваемого в высших технических шко¬лах. Однако, с целью облегчить чтение книги, в параграфах 2 и 58 даны краткие сводки основных определений и соотношений из данной области. С тою же целью в конце книги, в особом при¬ложении, приведены данные о физических размерностях величин, характеризующих электромагнитные процессы.

Книга эта представляет собою результат записи лекций, читан¬ных мною в Ленинградском Политехническом Институте имени М. И. Калинина в течение ряда последних лет по курсу, который вначале назывался „Специальным Курсом Электричества", а затем „Теоретическими Основами Электротехники, ч. I". Запись с боль¬шою тщательностью повторно велась моими слушателями Е. А. Чер¬нышевой, Е. Я. Семичевым и К. С. Стефановым. Составленные ими записи были просмотрены моим коллегой — преподавателем Политехнического Института П. Л. Калантаровым и, наконец, окончательно проредактированы мною. Выражаю мою большую благодарность всем упомянутым лицам, оказавшим весьма существен¬ную помощь в деле подготовки настоящего курса к печати. Вместе с тем очень благодарю и моего слушателя Б. Б. Таунлея за его общее содействие по организации издания курса, а также за работу по составлению рисунков для этой книги.

В. Миткевич. Август 1927 г.



1) Во избежание ненужных в данном случае философских рассуждений на тему о том, что именно мы разумеем под термином „физическое явление" усло¬вимся иметь в виду явления, о которых трактует, например, многотомный Курс Физики О. Д. Хвольсона.

## ВВЕДЕНИЕ.
## ОСНОВНЫЕ ВОЗЗРЕНИЯ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ

(Речь, читанная в торжественном годовом собрании Академии Наук СССР 2 фе¬враля 1933 года).

1. Основные воззрения научной дисциплины представляют глу¬бокий интерес как с чисто философской точки зрения, так и в отно¬шении перспектив, открывающихся на пути дальнейшего развития этой дисциплины. Некоторый анализ господствующих воззрений можно признать особенно целесообразным при обозрении наук, которые достигли уже высокой степени развития благодаря боль¬шому накопленному материалу, но в то же время встречают какие-либо затруднения в его надлежащем освоении и теоретическом сведении в стройное целое. Современная физика, являясь основной, ведущей наукой о природе в самом широком смысле этого слова, располагает по истине гигантским материалом опытного и теорети¬ческого характера. Вместе с тем, однако, быть может,

именно благо¬даря обширности и универсальности современной физики и ее проникновению во все другие теоретические и практические ди¬сциплины, ведущие человечество к овладению силами природы, в значительной степени остро ощущаются: недостаток общих, при¬знанных всеми руководящих идей, которые могли бы способство¬вать созиданию единой стройной картины физических явлений, и желательность более или менее отчетливого освещения элементов противоречия, повидимому, обнаруживающегося в некоторых случаях. На этой почве возникло не очень, однако, ясно оформившееся тревожное настроение, выразившееся, между прочим, в указаниях на симптомы кризиса, признаки которого усматриваются в совре¬менной физике. Я полагаю, что было бы правильнее говорить о несколько своеобразных и вряд ли обоснованных уклонах в со¬временной физической мысли.

2. Времена великих физиков-натурфилософов —-времена Галилея, Декарта, Ньютона, Фарадея, Максвелла, Гельмгольца, Кельвина — уже прошли, но тем не менее каждый современный физик должен Стремиться быть хоть до некоторой степени натурфилософом. Без определенного философского подхода к исследованию природы фи-



зических явлений трудно избегнуть односторонности и, в отдельных по крайней мере случаях, ошибочности наших физических предста¬влений. И вместе с тем, говоря о физике в мировом масштабе, нельзя не признать, что современная физическая мысль, устремляясь в большинстве случаев в область частных, подчас узких, групп явлений, в общем не очень культивирует проведение строго обо¬снованных с философской точки зрения исходных положений. В этом отношении весьма характерными представляются соображения, высказанные проф. Эренфестом, который занимает в Лейденском университете кафедру Лоренца и является одним из высокоавтори¬тетных европейских представителей современной физики. Вот, что он сказал в 1930 г. (цитирую по опубликованной) стенограмме одного из его выступлений):... хороший физик философствует очень редко и только, если ему уже не остается ничего другого, и, если не ошибаюсь, он это делает всегда чрезвычайно плохо. И вот этого то я и боюсь, прямо как огня...". К сожалению, при¬ходится согласиться с проф. Эренфестом в том, что хороший физик в настоящее время действительно философствует очень редко и очень боится это делать, а если уже ему приходится так или иначе прибегнуть к философии, то он использует ее, быть может, недостаточно хорошо. Не подлежит сомнению, что дело обстоит именно так. Но из этого отнюдь не следует, что физик должен, вообще говоря, бояться философствовать. Соприкасаясь с вопросами физики, мы обязаны, я полагаю, хоть в какой-либо степени фило¬софствовать. Что же делать, если мы будем выполнять это не совсем хорошо! Лучше так, чем никак! Начав „философствовать чрезвы¬чайно плохо", мы мало-по-малу научимся делать это лучше. Но без какого бы то ни было философского обследования частных и общих проблем физики можно уподобиться тому, кто строит здание, не имея надежного фундамента.

3. В настоящем докладе я поставил своею целью рассмотрение основных воззрений современной физики с точки зрения некоторых условий их возникновения, а также с точки зрения их вероятного соответствия реальному содержанию изучаемых явлений. В связи со сказанным, необходимо прежде всего отметить, что физические представления, долженствующие отображать в нашем сознании, во-первых, объективные реальности, принимающие участие в фи¬зических процессах, и, во-вторых, соотношения этих реальностей, создавались в условиях определенной исторической обстановки и, до известной степени, вытекали из методов, которыми пользо¬вались исследователи, анализировавшие физические явления. В этом отношении особенно сильное влияние оказали приемы и методы математики. Понятия и образы, возникавшие на математической почве и являвшиеся весьма полезными и ценными в процессе ана¬лиза, нередко трактовались затем в виде каких-то реальностей или в виде неотъемлемых свойств, присущих данным реальностям по самой природе вещей. Таким образом, в физическое мышление

проникли представления, которые можно назвать объективированными математическими абстракциями. И все это иногда допу¬скалось без достаточного обследования новых представлений применительно к выяснению их физического значения и к их сообразованию с тем, что может происходить в действительности. Упускалось из вида, в отдельных случаях, и то исключительно важное обстоятельство, что изучение некоторой физической проблемы может допускать использование весьма разнообразных методов математического анализа, каждый из которых требует введения своих особых вспомогательных понятий.

В связи со всем вышеизложенным мы до последнего времени встречаемся с физическими воззрениями, в отношении которых не имеется объективных оснований для того, чтобы их можно было признать адэкватными реальному содержанию тех или иных физи¬ческих явлений.

4. Итак) следует чрезвычайно строго различать символы и вспо¬могательные понятия, которыми мы пользуемся в процессе матема¬тического анализа физических явлений, с одной стороны, и реальное содержание этих явлений, с другой стороны. Конечно, необходимо принять во внимание, что весьма трудно на практике провести указанное разграничение, так как мы познаем природу только через посредство наших ощущений путем эксперимента, лишь в некоторых случаях имеющего дело непосредственно с ближайшими проявлениями чего-то, реально существующего и нами обследуемого. Обычно же в большинстве случаев современный утонченный и сложный физи¬ческий эксперимент предоставляет нам возможность судить только о каких-либо отдаленных проявлениях предполагаемой объективной реальности, и притом нередко свое окончательное заключение мы обосновываем на математическом анализе результатов опыта с из¬вестной лишь долей вероятности, используя иногда статистические методы. Все это совершенно справедливо, но тем не менее исследо¬ватель, изучающий физические явления, на какой бы принципиаль¬ной позиции он ни стоял, располагает, как физик, единственной возможностью: последовательно и без всяких отступлений прово¬дить то положение, что предмет его изысканий объективно су¬ществует вне нашего сознания и независимо от нашего сознания и что в действительности происходит не то или иное в зави¬симости от нашей точки зрения, а нечто совершенно определен¬ное и, во всяком случае, совершенно неподчиненное нашим точкам зрения. Несмотря на все трудности, сопряженные с разделением мира на „субъект" и „объект", одна из основных задач физики заключается именно в проведении возможно более четкой границы между этими двумя областями познания.

5. Проблема пространства и времени издавна занимала умы всех натурфилософов. Последние десятилетия ознаменовались возобно¬влением углубленной критики наших представлений, относящихся к этой области, и ряд новых идей непосредственно коснулся физики. Эйнштейн в связи с разработкой общей теории относительности пришел к заключению, что пространственно-временная непрерыв-



ность, в которой совершаются физические явления, не есть эвкли¬дова непрерывность и что из этого вытекает ряд следствий, имею¬щих существенное значение и выражающихся в ощутимых на опыте уклонениях от установленных ранее физических закономерностей, по крайней мере в условиях космических масштабов. Но, во всяком случае, идея о той или иной пространственно-временной характе¬ристике процессов природы составляет основной фон всякого фи¬зического мышления. Вне времени и трехмерного пространства мы не можем себе представить каких-либо физических явлений. Но я позволяю себе утверждать более того. Каковы бы ни были ваши представления о пространстве, в котором протекают во вре¬мени различные физические процессы, будет ли это пространство Эвклида, или пространство Лобачевского, или пространство Эйн¬штейна, или же, наконец, любое иное пространство, хотя бы под¬чиненное закону квантования, совершенно независимо от всего этого сколь угодно малым объективно существующим элементам, участвующим в каком-либо физическом процессе, мы обязательно должны приписывать некоторые соответствующие им, не равные нулю, объемы нашего трехмерного пространства.

В дальнейшем, ради краткости, я буду называть физическою реальностью всякую объективную реальность, участвующую в каком-либо физическом явлении в качестве носителя свойств, обнаружи¬ваемых в этом явлении. Таким образом, я утверждаю, что всякая физическая реальность в целом или сколь угодно малая ее часть обязательно занимает некоторый объем нашего трехмерного пространства.

Настоящее утверждение, по существу, вытекает из всего опыт¬ного и теоретического материала, накопленного в области физики.

Еще Декарт положил в основание своих рассуждений предста¬вление о принципиальной объемной протяженности физических тел и физической субстанции вообще. Он выдвинул положение о немыслимости пространства, не заполненного вечно движущейся материей. До последнего времени физика не рассматривала каких-либо иных физических реальностей. Физика не имеет дела с такими реальностями, о которых можно было бы предположить, что они существуют в некотором пространстве, в число измерений которого не входили бы все три измерения нашего физического пространства. Трудно допустить, чтобы таковое особенное пространство вообще реально существовало. Вполне признавая большую ценность и целе¬сообразность использования идеи о пространствах высших измере¬ний в математических операциях, например, современной квантовой теории волн, признавая полную закономерность этих операций с математическими символами, мы должны строго различать подоб¬ные символы от могущих иметь к ним отношение физических реальностей, которые мы обязательно ассоциируем с некоторым конечным объемом трехмерного физического пространства.

Выдвигаемая мною на первый план объемная характеристика физической реальности, как я указал, по существу более или менее явно принимается во всех физических рассуждениях и построениях,



но только без достаточной четкости и без надлежащего признания» совершенной категоричности тех директив, которые отсюда выте¬кают. Может показаться, что я, выступая с требованием обязатель¬ности объемной характеристики, стучусь в открытую дверь. К со¬жалению, дело обстоит не так, и на этой почве наблюдаются некоторые нежелательные уклонения как в нашем научном языке, так и в нашем физическом мышлении.

6. Наши физические представления изобилуют образами, являю¬щимися объективированными математическими абстракциями и сим¬волами, которые без должных оснований стоят в нашем мышлении рядом с физическими реальностями и весьма часто рассматриваются как нечто эквивалентное физическим реальностям или их подлинным взаимоотношениям.

Остановимся для начала на нескольких простейших примерах. Такие чисто геометрические понятия, как точка, линия, поверхность л объем, как таковой, не могут быть относимы к категории физических реальностей, несмотря на их безусловную полезность и даже абсолютную необходимость при общем и математическом рассмотрении физических процессов. Некоторый вполне определен¬ный объем нашего трехмерного пространства, ничем не заполненный, представляет собою пример чистой абстракции, не имеющей никакого физического содержания. То же необходимо признать и в отноше¬нии геометрической поверхности, линии и точки, каждая из которых сверх того не обладает никаким объемом и, следовательно, не удо¬влетворяет требованиям объемной характеристики физической реальности.

Материальная точка, являющаяся объектом изучения в области теоретической механики, есть не что иное, как математическая абстракция, совершенно необходимая при анализе законов движения, но ни в коем случае не могущая быть рассматриваемой в качестве некоторого реального объекта физического эксперимента, так как объем, занимаемый материальною точкою, равен нулю. Все это, повидимому, элементарно ясно, а между тем приходится встречаться с противоположными утверждениями и с мнением, что реальное физическое тело можно вообразить состоящим из совокупности определенного количества материальных точек, надлежащим образом распределенных в некотором объеме и, конечно, находящихся в каком-то движении.

Вследствие глубоко вкоренившейся всеобщей привычки к объективированию математических абстракций я несомненно встречу немало возражений против утверждения, что центр тяжести неко¬торого тела во всяком случае не есть такая реальность, с которою мы можем непосредственно иметь дело в каком-либо физическом эксперименте. Мне скажут, что ведь можем же мы непосредственно как бы осязать центр тяжести тела, можем подвесить тело за его центр тяжести и наблюдать таким образом равновесное состояние тела. На все возражения такого рода я, чтобы не отвлекаться подробным рассмотрением этого специального случая, отвечу весьма кратко: попробуйте подвесить кольцо за его центр тяжести!



В качестве следующего примера объективирования представле¬ний, возникших на почве математического анализа физических явлений, я назову всякого рода векторы. Мы привыкли опериро¬вать с векторами механической силы, силы тяготения, электриче¬ских и магнитных сил и т. д., рассматривая их как некоторые физические реальности. Математические теории различных силовых полей составляют один из наиболее замечательных и разработан¬ных отделов современной физики. А между тем все эти векторы являются не чем другим, как только известными математическими абстракциями, облегчающими нам описание и исследование взаимо¬отношений между несколькими физическими реальностями. Равно¬действующая двух векторов есть такая же абстракция, как и исход¬ные векторы или как любые составляющие, на которые данный вектор может быть разложен. Для выяснения этого вопроса пред¬ставим себе, например, тяжелый шар, подвешенный на длинной тонкой нити в открытом пространстве при наличии горизонтального ветра. Мы знаем, что в этом случае нить подвеса отклонится от вертикали. С целью решения задачи об угле отклонения и в пред¬положении, что давлением ветра на самую нить и ее весом можно пренебречь, а также можно пренебречь и расстоянием точки закре¬пления нити на поверхности шара от его центра тяжести, мы должны сложить по правилу параллелограма вертикальный вектор силы тяжести, равный весу данного шара, и горизонтальный вектор силы давления ветра на его поверхность. Равнодействующая этих двух сил своим направлением и определит угол отклонения нити подвеса от вертикали. Спрашивается: существует ли равнодействующая двух рассмотренных сил объективно, т. е. вне нашего сознания? Конечно нет. Ведь если бы она существовала объективно, то, следовательно, она действовала бы на шар одновременно с весом шара и давлением ветра на его поверхность, каковые две силы мы во всяком случае с большим правом могли бы считать объективно существующими, чем их равнодействующую. Таким образом получилось бы, что к шару одновременно приложены три силы и натяжение нити подвеса ока¬залось бы вдвое больше, чем это есть в действительности. Следо¬вательно, равнодействующая сила существует только в нашем во¬ображении. Все происходит не так, как если бы она существовала объективно, т. е. вне нашего сознания. Но ведь и вертикальный вектор силы тяжести есть в свою очередь равнодействующая большого коли¬чества элементарных сил тяжести, приложенных к отдельным мате¬риальным частицам шара. Аналогично и горизонтальная сила давле¬ния ветра есть лишь равнодействующая элементарных сил, происте¬кающих от удара отдельных частиц воздуха о поверхность шара. Наконец, и упомянутые элементарные силы, к которым можно свести все равнодействующие, являются лишь представлениями, символи¬зирующими в нашем сознании тенденции к движению отдельных частей шара, возникающие под влиянием некоторых отчасти изве¬стных, отчасти же мало изученных физических процессов.

Ближайшее рассмотрение всех других видов векторов сил, а также вообще других групп векторов (скорости, ускорения, век-



тор Пойнтинга и т. д.) позволяет вскрыть их происхождение как математических абстракций и в то же время, конечно, выяснить, с какими именно проявлениями тех или иных физических процессов их

необходимо ассоциировать. Если же, говоря о природе явлений, мы попытаемся вложить в представление о векторе некоторое со¬держание, выходящее из рамок чисто математической абстракции, обычно весьма необходимой, то мы несомненно пойдем по ложному пути, который может привести нас и в отдельных случаях приводит к отнесению к категории физических реальностей или их физиче¬ских же соотношений того, что является лишь вспомогательным понятием, вполне законным в процессе математического анализа, но не при рассмотрении сущности явлений.

Итак, на почве объективирования математических абстракций и символов мы иногда вводим в круг наших физических представле¬ний воображаемые образы или фикции. Оперирование с подобными фикциями нередко имеет следствием возникновение ошибочных воз¬зрений, относящихся к природе того или иного физического явления.

7. Я подробнее остановлюсь на особенно ярком и оставившем наиболее глубокий след в развитии физической науки случае объек¬тивирования математических абстракций. Я имею в виду actio in distans, т. е. действие на расстоянии. Представления, вытекающие из этой точки зрения, доминируют в настоящее время и составляют, вообще говоря, неизменный основной фон физической мысли.

Известно, что идея о действии на расстоянии, рассматриваемом в качестве первичного физического явления, возникла 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, дик¬туемых законом всемирного тяготения, ограничивается рамками математического анализа проявлений тяготения и ни в коем случае не должна быть распространяема на вопросы, касающиеся самой сущности тяготения. Великий математик, показавший весьма совер¬шенные образцы надлежащего использования формулированного им закона к тем положивший основание всей небесной механике, Ньютон, будучи одновременно и великим физиком, вполне отчет¬ливо и достаточно категорически высказал свое мнение о природе тяготения. По этому поводу он писал (в третьем письме к Бентли): „Что тяготение должно быть врожденным, присущим и необходимым свойством материи, так что одно тело может взаимодействовать с другим на расстоянии через пустоту без участия чего-то посто¬роннего, при посредстве чего и через что их действие и сила могут быть передаваемы от одного к другому, это мне кажется столь большим абсурдом, что я не представляю себе, чтобы кто-либо, владеющий способностью компетентно мыслить в области вопросов философского характера, мог к этому притти. Тяготение должно обусловливаться каким-то агентом, действующим непре¬рывно согласно известным законам”.



В развитии математической теории электрических и магнитных явлений роль закона Ньютона сыграли аналогичные, всем извест¬ные законы Кулона, относящиеся к электрическим и магнитным взаимодействиям. На почве законов Кулона и их применений со¬здались представления, которые мало-по-малу начали внедряться в наше физическое мышление, вообще говоря, без достаточных оснований. Возникло представление о магнитных массах, которые стали трактоваться как некоторые физические реальности. Взаимо¬действия же этих масс, а также электрических зарядов на расстоя¬нии начали рассматриваться в качестве первичных свойств, прису¬щих им по самой природе вещей. Что касается электрических зарядов, то еще до работ Кулона они получили всеобщее признание в качестве физических реальностей. В какой мере Кулон может считаться причастным к введению в область физики новых пред¬ставлений, которые совершенно не соответствуют действительности, явствует из следующего. В одном из своих мемуаров, посвященных магнитизму, 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 посред¬стве допущения, что в стальных пластинках или в их молекулах находятся две магнитных 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..."

Фиктивность магнитных масс вскрылась благодаря исследова¬ниям Фарадея, и это признается в современной физике, хотя иногда и высказываются противоположные суждения.

Работы Максвелла поколебали было обычное представление об электрических зарядах как о чем-то, не зависящем от процессов, происходящих в окружающем пространстве, но развитие электрон¬ной теории отодвинуло на задний план идеи Максвелла, и до по¬следних лет не было, казалось, сомнения в том, что электрический заряд, как таковой, есть нечто, самостоятельно существующее.

В самое последнее время, однако, в связи с развитием волновой механики наши представления об элементарном электрическом заряде, т. е. об электроне, приобрели новый характер. Электрон перестает мыслиться в виде обособленной физической реальности, занимаю¬щей строго определенный объем. В наших современных предста¬влениях электрон некоторым образом расплывается в окружающем пространстве, теряет свои резкие границы. Сохраняя все же при¬знаки физического индивидуума, электрон как бы обобщается с со¬ответствующим физическим процессом, происходящим вокруг него, и является только своего рода специфическим гребнем на фоне интерферирующих волн, что на языке квантовой теории волн на¬зывается волновым пакетом. Таким образом, намечается сближение с основными воззрениями Максвелла с учетом, конечно, того бога¬того материала, которым располагает современная физика в связи



с развитием мысли о квантовании в области электромагнитных процессов.

Что же касается самой идеи действия на расстоянии, то необ¬ходимо со всею определенностью констатировать необычайную стой¬кость этой псевдофизической идеи. До самых последних дней со¬временная физика в лице многих своих представителей трактует действие на расстоянии как нечто, вполне отвечающее природе вещей, как первичное физическое явление. И это наблюдается не¬смотря на глубоко философское содержание всех трудов Фарадея, Максвелла, Герца. Объяснение нужно искать в чрезмерном влиянии на наше физическое мышление методов математического анализа. Широкое и плодотворное использование высшего анализа при изучении физических явлений, необычайная утонченность и, я бы сказал, изящество многих методов этого анализа естественно при¬водят 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 наблюдае¬мому в литературе и в изобразительных искусствах, где время от времени возникают течения, ставящие форму выше содержания.

Как всем хорошо известно, точке зрения действия на расстоя¬нии противопоставляется фарадее-максвелловская точка зрения, утверждающая, что все взаимодействия в природе осуществляются не иначе, как через посредство физических процессов, которые происходят в пространстве, окружающем взаимодействующие физи¬ческие центры. Так как пространство не может быть физически мыслимо без заполняющей его какой-то среды, то, следовательно, фарадее-максвелловская точка зрения считается с участием среды во всех физических взаимодействиях. Возникновение этой точки зрения становится вполне понятным с психологической стороны, если вспомнить, что гениальный Фарадей не обладал математиче¬ским образованием и своих идей никогда не выражал в математи¬ческой форме. Его физическое мышление, таким образом, было совершенно свободно от какого бы то ни было влияния или гипно¬тизирующего воздействия со стороны математической символики. Фарадей оперировал непосредственно с конкретными физическими образами и представлениями, подвергая их всесторонней критике в процессе экспериментального обследования. Вместе с тем он не боялся философствовать и уделял большое внимание общему рас¬смотрению природы вещей и их соотношений. В частности, он вы¬сказал много глубоких по своему содержанию соображений по по¬воду роли среды, в противовес точке

зрения действия на расстоянии, и при этом имел обыкновение ссылаться на авторитет Ньютона, напоминая цитированные выше слова из его переписки с Бентли. Нельзя не признать, что отмеченное выше устремление Фарадея в сторону содержания, а не формы, явилось одним из очень серьез¬ных моментов, содействовавших развитию в нем способности дать


нам высокие, никем непревзойденные образцы подлинно физиче¬ской мысли.
Максвелл, полностью разделявший с Фарадеем его основные воззрения и явившийся их интерпретатором, используя для этой цели язык математики, принял, если можно так выразиться, специ¬альные меры к тому, чтобы в его мышлении форма не заслонила содержания. В предисловии к своему „Трактату об электричестве

и магнитизме" Максвелл касается вопроса об особенном характере этого труда, отличающем его от других трудов того же рода, опу¬бликованных, главным образом, в Германии, и приводит по данному поводу следующее разъяснение: „Одна из причин этого состоит в том, что, прежде чем я начал изучать электричество, я принял решение не читать никаких мате¬матических сочинений, посвященных настоящему вопросу, до прочтения фарадеевских „Опытных исследований по электричеству" от начала до конца".
Можно выразить сожаление, что пример Максвелла находит мало подражателе ', а между тем это был бы один из лучших путей раз¬вития в нашем подрастающем поколении молодых физиков наклон¬ности к физическому мышлению, возможно более свободному от влияния математических абстракций.
8. Современная физическая мысль, как было не раз отмечено выше, может быть охарактеризована отрицательным отношением к непременному участию среды во всякого рода физических взаимо¬действиях. Я позволю себе разобрать два примера, которые осо¬бенно наглядно иллюстрируют на конкретных случаях принципиальные расхождения точки зрения действия на расстоянии и противоположной точки зрения. Представим себе два электрических заряда q1 и q2, расположенные на определенном расстоянии один от другого (рис. 1).

Допустим, что некоторые две замкнутые поверхности S1 и S2 окру¬жают со всех сторон заряд q1, нигде не касаясь одна другой и не пересекаясь. Спрашивается:
Могут ли заряды q1 и q2 взаимодействовать друг с другом так, чтобы при этом в слое, ограниченном поверхностями S1 и S2, не происходило какого бы то ни было физического процесса?
С точки зрения действия на расстоянии на этот вопрос необ¬ходимо ответить „да".
С точки зрения Ньютона, Фарадея и Максвелла единственным правильным ответом будет самое категорическое „нет".
Ответ „да", казалось бы, заключает в себе нарушение основных геометрических свойств физического трехмерного пространства. Объяснить действие на расстоянии можно было бы только путем допущения обязательной связи физических реальностей, в данном случае зарядов q1 и q2, с какими-то процессами, происходящими


где-то за пределами нашего трехмерного пространства. Но такого рода объяснения мы не называем физическими, и рассмотрение их лежит вне темы настоящего доклада.
Ответ "нет" представляется совершенно естественным с физиче¬ской точки зрения и по существу вытекает из закона причинности и объемной характеристики всякой физической реальности. Строго говоря, ответ „нет" можно было бы обосновывать одной только обяза¬тельностью этой объемной характеристики, так как самый закон причинности в том виде, как мы его понимаем при изучении физических явлений, теряет всякий смысл, если мы допустим существо¬вание физической

реальности, не занимающей в нашем трехмерном пространстве никакого объема, т. е. являющейся одновременно фи¬зическим „ничто".
Цитированные выше слова профессора Эренфеста были сказаны именно по поводу вопроса, подобного тому, который мы теперь разбираем. Он кроме того выражал мнение, что спор между фарадее-максвелловским взглядом и точкой зрения действия на расстоянии должен быть раз¬решен при помощи какого-либо специального experimentum crucis. Мне же предста¬вляется, что этот спор может и должен быть разрешен пу¬тем простого логического рассмотрения простейших случаев. Какой бы experimentum crucis мы ни поставили, результаты его всегда можно пытаться трактовать мате¬матически н с той и с другой точки зрения. Подтверждение сказан¬ному можно найти в истории вопроса о распространении электро¬магнитных возмущений.
В качестве второго примера рассмотрим случай беспроволочной передачи электромагнитной энергии от некоторой радиостанции А (рис. 2), сигналы которой получаются приемной станцией В.

Предположим, что расстояние между этими станциями очень велико и равно, например, десяти световым годам. В то время, когда станция А посылает свои радиосигналы, приемная станция В, до¬пустим, еще не существует. После того, как станция А послала свою радиотелеграмму в окружающее пространство, мы можем ее совершенно разрушить, так что она больше не существует. Затем, по прошествии девяти лет приступим к сооружению приемной станции В и закончим ее до истечения десяти лет. Ясно, что ровно через десять лет с момента посылки радиосигналов станцией А мы примем эти сигналы станцией В.
Как необходимо понимать рассматриваемое явление с точки зрения Фарадея и Максвелла и с точки зрения действия на рас¬стоянии, на почве которой стоит современная электронная теория?
Фарадее-максвелловская точка зрения учит нас, что электро¬магнитная энергия, излученная радиостанцией А и являющаяся энер¬гией какого-то специфического сложного движения среды, вместе


с этим движением распространяется при ближайшем участии среды в более и более удаленных районах, и, в конце концов, некоторая доля первоначально излученной энергии достигнет приемной станции В, возбудив в ее антенне электрические колебания, усиливаемые далее надлежащим образом и воспринимаемые в качестве сигналов, по¬сланных станцией А.
Точка зрения действия на расстоянии, сильно поколебленная в своих позициях открытиями Герца, выходит из затруднений при объяснении рассматриваемого явления введением в физическую науку представления о так называемом запаздывающем действии на расстоянии. Таким образом, с этой точки зрения электроны, колеблющиеся вперед и назад вдоль антенны отправительной радио¬станции А, действием на расстоянии приводят в соответствующее колебание электроны в приемной антенне станции В, но только это действие на расстоянии запаздывает ровно на десять лет.
Внешне все как будто обстоит совершенно благополучно, и не может возникнуть никаких возражений с чисто формальной стороны. Однако, дело принимает совсем иной оборот, если мы попытаемся задать вопрос: а где в течение десяти лет пребывала излученная радиостанцией Л электромагнитная энергия? Ответ с фарадее-макс¬велловской точки зрения не нуждается в пояснениях. Позиция же современной электронной теории приводит к ряду безысходных противоречий. Действительно, если среда не принимает никакого участия в процессе передачи электромагнитной энергии от станции А до станции В, то необходимо утверждать, следовательно, что эта энергия, как таковая, вообще нигде не существует в течение десяти лет, другими словами, совершенно исчезает из нашего трехмерного пространства. Но в таком случае, по какой причине некоторая не¬значительная доля ее внезапно рождается в антенне станции В ровно через десять лет? Где даются директивы, во исполнение которых энергия вдруг появляется в физическом трехмерном

пространстве в точно указанный момент? Здесь мы имеем дело с несомненным нарушением закона сохранения энергии и закона причинности.

Необходимо отметить, что в современной квантовой теории волн приходится встречаться с указаниями на необходимость от¬каза от закона причинности в применении к явлениям, протекаю¬щим в микрокосмических условиях. Разобранный пример показывает, что уклонения от фарадее-максвелловской точки зрения приводят нас к отказу не только от закона причинности, но и от закона сохранения энергии даже в масштабах макрокосмоса.

С точки зрения действия на расстоянии необходимо считать в высокой степени непоследовательным, что электронная теория, чтобы как-либо избавиться от явных противоречий в отношении излученной электромагнитной энергии, в конце концов вынуждена прибегнуть к указанному Максвеллом объемному интегрированию, дающему количество энергии электромагнитного поля и имеющему физический смысл только с фарадее-максвелловской точки зрения, от которой современная электронная теория четко отмежевывается. В таком же затруднительном положении эта теория оказывается



и в ряде других случаев, между прочим, при решении вопроса о самом простом и самом важном случае проводимости, именно при рассмотрении сверхпроводимости, которая принципиально не может быть описываема на языке электронной теории, пока последняя будет игнорировать участие среды.

После всего изложенного выше можно в полной мере оценить глубокое значение слов О. Д. Хвольсона, который в своем „Курсе Физики" говорит: „Термином actio in distans, т. е. действие на рас¬стоянии, обозначается одно из наиболее вредных учений, когда-либо господствовавших в физике и тормозивших ее развитие....

9. В последнее время приходится иногда встречать указания, что физик должен синтезировать такие две противоположности, как точку зрения действия на расстоянии и фарадее-максвелловскую точку зрения. Не отрицая большого значения синтеза противопо¬ложностей как мощного средства, которым мы должны пользоваться в научной работе, я все же полагаю, что, прежде чем обращаться к синтезу, необходимо предварительно подвергнуть тщательному анализу самые противоположности с точки зрения их совместимости в данной области и соответствия природе вещей. Может оказаться, что некоторые две противоположности совершенно непримиримы. Например, вряд ли можно синтезировать в области тригонометрии два противоположных утверждения: cos□<1 и cos□>1. Но может случиться, что данные противоположности, не примиримые в одной области, могут быть синтезированы в другой. Это именно и имеет место в отношении точек зрения действия на расстоянии и фарадее-максвелловской. Они вполне примиримы, и их можно синтезировать в качестве методов математического анализа явлений природы. Как известно, Максвелл дал их математический синтез в своем " Трактате об электричестве и магнитизме" и показал, что обе точки зрения в ряде случаев математически совершенно экви¬валенты и приводят к одним и тем же результатам, хотя практи¬чески они и не во всех случаях одинаково удобны. Путем простых математических преобразований легко можно перейти от символов, определяемых одной точкой зрения, к символам, соответствующим другой. Но совершенно иначе обстоит дело, если мы будем пы¬таться синтезировать эти точки зрения в области физического мы¬шления в связи с вопросом о природе явлений. В этом случае они совершенно непримиримы и взаимно исключают одна другую. Одна, повидимому, соответствует природе вещей, а другая пред¬ставляет собою математическую абстракцию, не имеющую физи¬ческого смысла. Ведь в действительности имеет место некоторое совершенно определенное первичное физическое явление, которое не может быть либо тем, либо другим (в зависимости от нашей точки зрения), либо одновременно и тем и другим. Как можно синтезировать ответы „да" и „нет" на вопрос, относящийся к рис. 1? Мыслимо ли построить такую физическую теорию, чтобы можно было утверждать, что в слое между поверхностями S1 и S2 в одно

и то же время и происходит какой-то физический процесс и реши¬тельно ничего не происходит? Направляя нашу мысль на развитие обоснований такого утверждения, мы делали бы нечто подобное тому, как если бы мы, например, в области математики, стремились доказать одновременную справедливость двух положений: 2X2=5 и 2X2□5. Что либо одно: либо „да", либо „нет", в зависимости, так сказать, от „точки зрения". Никакой синтез противоположностей в рассматриваемом случае неприменим. Допуская противное, мы вступаем на очень опасный путь, чреватый весьма печальными по¬следствиями.

10. Перейдем теперь к рассмотрению одного из самых важных представлений, с которыми оперирует современная физика. Речь идет об идее квантования во всех физических процессах, вообще, и в области электромагнитных процессов, в частности. При этом термин „квантование" я понимаю в самом широком смысле. Трудно подыскать достаточно яркие слова для того, чтобы с необходимою отчетливостью выявить громадное значение этого основного воз¬зрения, которое должно признать поистине величайшим достиже¬нием современней физики, дающим нам ключ к углубленному пониманию явлений природы.

Сущность общего представления о квантовании заключается в признания того, что во всех наблюдаемых нами явлениях природы мы встречаемся с некоторыми элементарными реальностями, каждая из которых может быть рассматриваема в известном смысле как нечто самостоятельное целое. Так, мы имеем дело с молекулами и атомами материальных тел, с электронами и протонами, входя¬щими в состав материального атома, с определенными порциями лучистой энергии, применительно к которым и был впервые введен термин „квант". В волновой механике своего рода квантом является волновой пакет. С представлением о квантовании мы встречаемся в современной физике повсюду, в особенности при изучении микро¬физических явлений, к каковой области относятся и вопросы, касающиеся строения атома. Вне этого представления современная физическая мысль совершенно не может работать и развиваться.

Как известно, истоки идеи о квантовании надо искать в глубо¬кой древности в форме представления об атомах, из которых состоят все тела. Основные черты атомистического учения имеются в некоторых системах древнейшей индийской философии. У фило¬софов древней Греции — у Левкиппа, Демокрита, Эпикура — атом играет существенную роль в их представлениях о природе. Римский поэт и философ Лукреций пропагандирует атомистическое учение. В позднейшие времена идея об атоме, между прочим, весьма свое¬образно отразившаяся в натурфилософских построениях Декарта, мало-по-малу начинает приобретать все больше и больше сторон¬ников, и в конце концов теперь, после ряда великих открытий в области физики и химии, мы уже перестали говорить об атоме, как о некоторой гипотезе. Несомненно, современной физике мы обязаны последними, самыми трудными этапами на этом долгом и, подчас, извилистом пути.



Представление об элементарном количестве электричества пре¬емственно связано с атомистическим учением в области материи. Уже Фарадей, открывший законы электролиза, совершенно отчет¬ливо понял, что эти законы требуют для своего объяснения, с одной стороны, признания интимной связи между материей и электричеством и, с другой стороны, существования некоторого минимального количества электричества, которое должно быть ассоциировано с зарядом самого легкого, т. е. водородного, иона и кратные которого являются зарядами всех без исключения дру¬гих ионов. В связи с этим Фарадей определенно говорит об „абсо¬лютном количестве электричества" именно в том смысле, в каком мы теперь говорим о зарядах электрона и протона, и даже объясняет, по каким мотивам он избегает применять в отношении элементарного количества электричества термин „атом". После Фарадея те же законы электролиза дают повод Веберу, Максвеллу, Гельмгольцу и

другим ученым высказывать свои соображения по во¬просу об атомной структуре электричества, и, таким образом, идея об элементарном количестве электричества в значительной степени созрела к моменту, когда ряд открытий из различных областей — проводимость газов, явление Зеемана, радиоактивность — позволил современной физике выполнить важнейшую, заключительную часть работы и создать представление об электроне, безусловно отвечаю¬щее определенной физической реальности.

С именем Планка мы связываем введение в круг физики пред¬ставления о квантах лучистой энергии. Можно, конечно, усматривать преемственную связь между современной корпускулярной теорией излучения и ньютоновой теорией истечения, зерно истины в кото¬рой на долгие годы было заслонено классической волновой теорией света. Величайшая заслуга современной физики состоит в том, что она выявила это зерно истины и взрастила его, облекши в формы квантовой теории, которая, непрерывно развиваясь, привела к кван¬товой теории волн и, можно надеяться, закончит намечающийся уже теперь синтез корпускулярных и волновых представлений, обычно рассматриваемых в качестве некоторых противоположностей. Современная квантовая теория волн, по существу, подготавливает почву для этого синтеза не только в отношении электромагнитного излучения, но и в связи с нашими представлениями об элементах материального атома, каковыми являются электроны и протоны. Трудным местом в физическом освоении некоторых представлений этой теории является пока то обстоятельство, что она лишь в про¬стейших случаях оперирует с волновыми процессами, интерпре¬тируемыми как некоторые волны в пределах нашего трехмерного пространства, в общем же случае ее математические операции относятся к пространствам высших измерений. Но, конечно, кван¬товая теория волн является еще очень молодым, хотя и многообе¬щающим, детищем современной физики, и можно далеко итти в своих ожиданиях в связи с несомненным ее дальнейшим развитием.



Наконец, идея о квантовании сыграла очень большую роль в разработке современного учения о строении атома. Квантовым условиям подчиняются орбиты, по которым движутся электроны, входящие в состав атома. Надо полагать, что это должно будет найти себе объяснение в свойстве самих электронов претерпевать какие-то специфические изменения в пределах некоторых квантовых условий. Это тем более вероятно, что электрон теперь мыслится в качестве, недостаточно хотя еще изученного, сложного комплекса электромагнитного характера. Физически понять квантование орбит внутриатомных электронов иначе невозможно, так как орбиты, сами по себе, являются чисто геометрическими представлениями, при помощи которых мы лишь описываем поведение физических реаль¬ностей, образующих в совокупности атом. Но выяснение физиче¬ского смысла принципиально необходимых постулатов Бора есть дело будущего.

В ряде отделов квантовой теории остается еще, само собою разумеется, очень много весьма ответственной работы, однако, во вся¬ком случае то, что уже сделано, представляет собою одну из бле¬стящих страниц в истории физики вообще.

Так как, по существу, электромагнитная концепция физических явлений все более и более укрепляется, так как квантовая теория в конце концов всегда имеет дело с каким-то электромагнитным комплексом той или иной сложности, то будет уместно отметить истории вопроса о квантах, что первые указания на квантование в области процессов электромагнитного характера можно и, по моему мнению, необходимо усмотреть не только в соображениях Фарадея по поводу законов электролиза, но и в его идеях о физи¬чески существующих элементах магнитного потока. Хотя физиче¬ская наука нашего времени в большинстве случаев не оперирует с этим представлением Фарадея, играющим столь важную роль в практическом использовании магнитного потока, однако, общий ход развития этой науки позволяет думать, что она к нему так или иначе вернется, подобно тому, что мы можем уже констати¬ровать в отношении ньютоновой корпускулярной теории света, т. е. теории истечения.

11. Математический аппарат квантовой волновой теории изоби¬лует применением абстракций, многие из которых вряд ли могут претендовать на то, чтобы получить какое-либо физическое содер¬жание. Не говоря уже о том, что некоторые математические абстрак¬ции этой теории явно выходят за пределы нашего трехмерного пространства, возбуждает тревогу определенная тенденция к отрицанию грани между объектом и субъектом. Это замечание в осо¬бенности касается так называемого соотношения неопределенности, которое может служить наиболее современным примером объективирования представлений, возникающих на почве математического анализа данных физического опыта. Не подлежит ни малейшему сомнению, что делается большой шаг вперед благодаря установле¬нию пределов точности опытного определения отдельных положений электрона или какого-либо иного кванта, с которым мы встречаемся



в области микрофизики. Весьма важно знать пределы, которых нельзя перейти по соображениям принципиального характера и на¬ичие которых вносит известную неопределенность в наши сужде¬ния о результатах опыта. Все это завершает многолетнюю работу в области анализа и критики данных физического опыта и в указанном смысле является очень значительным достижением. Но, по моему мнению, необходимо отнестись весьма отрицательно к склон¬ности современной физической мысли объективировать соотношение неопределенности, играющее сравнительно большую роль в микро¬физических, явлениях. Почему, например, выдвигается положение, согласно которому понятие „траектория движущегося электрона" должно терять свой смысл для области малых квантовых чисел? Из того, что на опыте в этом случае мы можем определить, допу¬стим, одну единственную точку и то лишь с известной долей вероятности, отнюдь не вытекает отсутствие какого бы то ни было движения электрона в физическом трехмерном пространстве, если только представление об электроне соответствует некоторой физи¬ческой реальности. Ведь, если нам удастся определить только одно положение какой-либо впервые открытой малой планеты, и затем она по той или иной причине сделается недоступной для наблюдения, мы никак не можем лишить себя права рассуждать о вероятной траектории движения этой планеты или, в случае распадения ее на части, о вероятных траекториях движения отдель¬ных ее частей.

Можно было бы, конечно, говорить о том, что в области малых квантовых чисел или в каких-либо других условиях электрон лишь внезапно возникает в известном месте, а до этого момента и после него электрон, как таковой, вовсе не существует. Быть может, это иногда имеет место, в особенности, например, после момента наблюдения, когда мы воздействуем на электрон со стороны наблю¬дающей системы. Однако, в таком случае периоду небытия электрона, как такового, должен соответствовать некоторый процесс (волно¬вого, допустим, характера), и данный процесс должен иметь место не в области какого-то особого пространства высших измерений, вне пределов физического трехмерного пространства, а обязательно должен протекать именно в этом трехмерном пространстве, будучи надлежащим образом координирован относительно места последнего наблюдения электрона. Мы опять же будем иметь право говорить о траектории распространяющегося в пространстве процесса, пони¬мая все это в более общем смысле.

Отказываясь от какого бы то ни было прямого или распростра¬нительного представления о траектории электрона, объективируя соотношение неопределенности в этом и в ряде других случаев, а также, конечно, обязательно принимая все вытекающие отсюда последствия, физик рискует выйти весьма далеко за пределы физики и, в первую очередь, приходит к конфликту с законом причинности, о чем было упомянуто выше.

12. Представление о квантовании в самом широком его пони¬мании заключает в себе идею о пространственной прерывности

всех вообще физических процессов. И вместе с тем, оставаясь в области физической мысли и стремясь по возможности освобо¬диться от чисто математических абстракций, мы должны совер¬шенно отбросить какое бы то ни было оперирование с простран¬ством, абсолютно пустым, в полном смысле этого слова. Следова¬тельно, прерывность физических процессов мы не можем мыслить в связи с абсолютно пустыми промежутками между отдельными элементами — квантами, на которые мы расчленяем физическое содержание того, что происходит в природе. Подобные абсолютно пустые промежутки физически недопустимы. О них можно говорить только в пределах математического анализа. Таким образом, пре¬рывности физически мыслимы только на фоне физической же непрерывности.

Мы никак не можем ограничиться констатированием сосуще¬ствования прерывности и непрерывности, приняв его просто как основное положение, не требующее дальнейшего развития. Физиче¬ская мысль не может на этом успокоиться, а, наоборот, она должна стремиться и действительно стихийно стремится к синтезу этих противоположностей, каждая из которых несомненно выражает собою нечто объективно реальное. Должно признать, что на пути решения рассматриваемого, по существу, очень старого вопроса встречается много затруднений, кажущихся почти непреодолимыми. Но как раз именно развитие квантовой теории волн, которым современная физика может по справедливости гордиться, явно ведет к тому, чтобы был, наконец, выполнен физический синтез прерыв¬ности и непрерывности.

Собственно говоря, для простейшего случая, когда можно гово¬рить о пакете максвелловских волн, математический аппарат этой теории с формальной стороны уже выявил искомый синтез. Остается только задать вопрос: что именно колеблется в связи с волновым процессом? При этом, конечно, мы должны отрешиться от представления о простом колебательном движении, составлявшем предмет изучения в области классической волновой теории света, а иметь в виду колебательный характер какого-то специфического состояния той физической реальности, которой свойственно при¬обретать это состояние и которую мы на обычном нашем физиче¬ском же языке не умеем называть иначе, как некоторой средой. Помимо указанного пути трудно представить себе какой-либо иной метод физической трактовки понятий, вытекающих из квантовой теории волн. Необходимо подчеркнуть, что математик имеет полное основание не интересоваться тем, что именно колеблется, но для физика вопрос этот имеет принципиальное значение. Абсолютно пустое пространство, лишенное всякого физического содержания, не может служить ареной для распространения каких бы то ни было волн.

Развивая мысли в намеченном направлении и стремясь исполь¬зовать представление о волнах в трехмерном пространстве также в отношении самого общего случая, чего мы пока не умеем осуще¬ствить путем операций с уравнением Шредингера, мы можем



надеяться притти в конце концов к полному физическому синтезу указанных выше противоположностей—прерывности и непрерывно¬сти. При этом все прерывности представятся в форме каких-то, более или менее ярко выраженных пучностей в процессе, который про¬исходит на фоне физической непрерывности, заполняющей все трехмерное пространство, т. е. на фоне некоторой среды.

13. Мы подошли, наконец, к самому существенному вопросу, когда-либо занимавшему физическую мысль, — к вопросу о физиче¬ской среде, без которой наше трехмерное пространство являлось бы только какой-то чисто математической абстракцией.

Современная физика, склонная усматривать в действии на рас¬стоянии первичное физическое явление, относится отрицательно к этому вопросу. Представление о среде, заполняющей все про¬странство и непосредственно участвующей во всех физических процессах в качестве передатчика всякого рода взаимодействий, рассматривается теперь как некоторые, так сказать, леса, которые необходимы были при возведении здания современной физической теории. Когда сооружение здания закончено, леса могут быть разобраны и отброшены прочь, как нечто ненужное и

уже оконча¬тельно сыгравшее свою подсобную роль. Все это совершенно верно с точки зрения формально-математического понимания того, чем должна быть физическая теория. В этом отношении не может быть никаких возражений. Но дело представляется совсем в другом виде, если под физической -теорией разуметь строго обоснованную и не содержащую внутренних противоречий систему взаимно согласованных физических представлений. В этом случае роли меняются. Методы и язык математического анализа необходимо рассматривать только в качестве лесов, облегчающих возведение здания физической теории путем выявления количественных соотно¬шений и характеристик физических реальностей. С развиваемой мною точки зрения, леса, облегчавшие построение физической теории, по окончании этой работы мы разбираем, но не отбрасы¬ваем прочь, и в дальнейшем пользуемся материалом этих бывших лесов, т. е. приемами математического анализа, при некоторых ча¬стичных надстройках, могущих потребоваться в связи с новыми открытиями, а также при всякого рода описании и практическом использовании физической теории. Таким образом, с точки зрения природы вещей математические построения и формулировки не составляют сущности физической теории, а играют в ней лишь подсобную, хотя и весьма важную роль.

По целому ряду причин, о которых я уже достаточно говорил, построение физической теории, охватывающей весь материал, на¬копленный наукою, немыслимо без признания особенного значения среды, заполняющей все трехмерное пространство. На языке про¬шлых эпох, пережитых физикою, эта универсальная среда назы¬вается эфиром. За неимением другого, быть может, более под¬ходящего термина мы будем продолжать пользоваться словом „эфир" в смысле какой-то основной среды, непрерывно запол¬няющей пространство, хотя современная физика весьма тщательно



избегает представления об эфире, как бы совершенно в нем не нуждаясь.

Специальная и общая теории относительности отвергают эфир, и вместе с тем, однако, Эйнштейн признает, что геометрические свойства пространства не самостоятельны, а обусловлены материей. Казалось бы, что это утверждение Эйнштейна влечет за собою отрицание физического смысла в представлении о каком-либо объеме пространства, абсолютно свободном от материи. Тем не менее, из хода рассуждений общей теории относительности следует, что здесь речь идет лишь о гравитационной материи, а не о материи в более общей смысле некоторой физической среды, непрерывно заполняющей пространство. Такая универсальная среда не требуется согласно теории относительности, которая допускает существование областей трехмерного пространства, абсолютно ничем не заполнен¬ных. Все это, конечно, указывает на абстрактно-математический характер этой теории.

Теория относительности оперирует с полем тяготения. Совре¬менная теория электромагнитных явлений основана на развитии учения о полях электрических и магнитных. Но математическая теория силового поля, по существу, теснейшим образом связана с идеей действия на расстоянии, простого или запаздывающего. Поэтому современное представление о каком-либо силовом поле является такой же математической абстракцией, как и действие на расстоянии, и точно так же обычно объективируется без достаточ¬ных оснований. Вложить физическое содержание в учение о сило¬вых полях можно, только вернувшись к основным фарадее-максвелловским воззрениям, касающимся обязательного участия некоторой среды во всех взаимодействиях, и тогда современное учение о сило¬вом поле необходимо будет рассматривать в качестве весьма ценной математической характеристики физического силового поля. Итак, признание какой-то универсальной среды, скажем эфира, безусловно необходимо для развития физической мысли, которая в противном случае приходит к ряду существенных противоречий.

В настоящее время мы не располагаем достаточными материа¬лами для построения физической теории эфира. В этом отношении наибольшие затруднения возникают при рассмотрении вопроса о непрерывности эфира, который необходимо трактовать в качестве какой-то основной среды,

являющейся первичной физической реаль¬ностью и не оставляющей абсолютно незаполненными сколь угодно малые объемные участки нашего трехмерного пространства. Быть может, однако, мы никогда не будем в состоянии „понять" непре¬рывности эфира по чисто принципиальным причинам. Дело в том, что обычное „понимание" чего бы то ни было всегда так или иначе сопряжено с подчинением содержания данного объекта более обшей категории объектов. Так, например, понимание того, что представляет собою материальное тело, сводится к идее об атомах и об атомной структуре. Атомы мы понимаем как определенные комплексы электронов и протонов, а последние мы теперь стре¬мимся понять, хотя бы, как некоторые волновые пакеты. Мысля



о предельной физической субстанции, об эфире, мы не можем, повидимому, итти по этому проторенному пути, так как мы не можем себе представить существования сверхпредельной физической суб¬станции, некоторого над-эфира. Эфир, по моему мнению, является в отношении его непрерывности своего рода „непознаваемым". В этом, вероятно, кроется основная причина затруднений в по¬строении физической теории эфира, и я полагаю, ,что если это будет, наконец, когда-либо выполнено, то лишь на базе постулата о не¬прерывности эфира. Данный постулат несомненно должен быть внутренне связан с положением о физической немыслимости, о фик¬тивности абсолютно пустого пространства.

14. Из всего предыдущего вытекает, что создание физической теории, охватывающей самый широкий круг явлений, затруднительно и, вероятно, совершенно невозможно на почве отрицания первен¬ствующего значения среды и на основе объективирования действия, на расстоянии в качестве первичного физического явления. До настоящего времени общей физической теории еще не существует в законченном виде. Но можно с полным правом высказать уверен¬ность, что в будущем физическая мысль возвратится к принци¬пиальным воззрениям Фарадея и Максвелла, разовьет их путем учета всех новейших достижений и завершит построение общей физической теории. Действительно, уже намечается определенный, еще недостаточно осознанный, сдвиг в этом направлении. В под¬тверждение сказанного достаточно напомнить хотя бы только о квантовой теории волн, о метаморфозе ваших представлений об электроне и о диффракции материальных лучей. Но во всяком случае фарадее-максвелловская точка зрения по вопросу о непре¬менном участии среды во всех физических процессах представляется единственной мыслимой путеводной нитью для дальнейшего успеш¬ного развития современной физики, так много сделавшей и так. много обещающей сделать.



1) Faraday. Experimental Researches in Electricity, §§ 852, 869, 870.

1) О. Д. Хвольсон. Курс Физики, том 1, стр. 181, 1923.

1)Coulomb Collections de Mem relatifs a la Physique, 3, p. 321.

1) Электричество, 1930, № 8, стр. 349.

## ГЛАВА I. Магнитный поток.

### § 1. Общая характеристика магнитного поля.

Фарадей, один из творцов современного учения об электрических и магнитных явлениях, своими открытиями и опытными исследованиями, а также глубоким анализом этих явлений вложил физическое содержание в наши представления о том, что происходит в магнитном поле. 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 или магнитного характера, могут осуществляться не иначе, как при непременном участии той среды, которая находится между взаимодействующими телами и окружает их. Мысль об этом постоянно привлекала к себе внимание Фарадея. Он совершенно не допускал возможности руководствоваться идеей действия на расстоянии при изучении и объяснении каких бы то ни было явлений природы. В своих рассуждениях он неоднократно ссылался на авторитет Ньютона, который имел по этому поводу совершенно определенное мнение, выраженное, между прочим, однажды следующим образом: „Что тяготение должно быть врожденным, присущим и необходимым свойством материи, так что одно тело может взаимодействовать с другими на расстоянии через *пустоту,* без участия чего-то постороннего, при посредстве чего и через что их действие и сила могут быть передаваемы от одного к другому, — это мне кажется столь большим абсурдом, что я не представляю себе, чтобы кто-либо, владеющий способностью компетентно мыслить в области вопросов философского характера, мог к этому притти. Тяготение должно обусловливаться каким-то агентом, действующим постоянно согласно известным законам; но представляет ли собою этот агент что-либо материальное или нематериальное, это я предоставляю усмотрению моих читателей". (Третье письмо Ньютона к Бентли). Будет весьма уместно здесь же указать, что Кулон, который сформулировал на основании



своих экспериментов законы электрических и магнитных взаимодействий, по внешнему виду очень напоминающие ньютоновский закон тяготения, вовсе не склонен был видеть в установленных им математических соотношениях нечто большее, чем простое средство, дающее возможность описать и подвергнуть математическому анализу некоторые проявления электрических и магнитных полей, В одном из своих мемуаров он говорит: „Из этих экспериментов следует, что, *какова бы ни была причина магнитных явлений* , все эти явления могли бы быть истолкованы к подвергнуты анализу при посредстве допущения, что в стальных пластинках или в их молекулах находятся две магнитных 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...".

Совершенно подобно тому, как при изучении вопросов тяготения, вопреки взглядам самого Ньютона, с течением времени идея действия на расстоянии стала рассматриваться отвечающей сущности вещей, точно так же и в науке об электрических и магнитных явлениях сильно развившийся на основе законов Кулона формально-математический метод описания и анализа различных свойств электрических и магнитных полей привел к аналогичным результатам: мало-по-малу в этих формальных достижениях стали видеть объяснение того, что происходит в действительности. И в то время, когда представления Фарадея о роли и значении промежуточной среды в области электромагнитных явлений приобрели уже законченность, в полной мере отразившуюся в ряде его опубликованных трудов, другие научные работники в той же области все еще игнорировали это и продолжали печатать трактаты, а которых развивалась точка зрения действия на расстоянии.

Как известно, Фарадей не пользовался обычными математическими символами в процессе своей работы и при описании достигнутых результатов. Максвелл перевел мысли Фарадея на привычный всем математический язык и тем несомненно очень способствовал распространению его идей, ибо, благодаря увлечению чисто формальными методами исследования, мы нередко в значительной

степени утрачиваем способность правильно воспринимать мысли, изложенные простым языком. Во введении к своему „Трактату об Электричестве и Магнитизме" Максвелл говорит, между прочим, следующее:

„Когда я стал углубляться в изучение Фарадея, я заметил, что его метод понимания явлений также математичен, хотя и не представлен в условной форме математических символов. Я также нашел, 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 «иловые 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 явления 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 фарадеевскне идеи, в математическую форму, 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".

Приведенные слова Максвелла интересны прежде всего в качестве весьма авторитетного свидетельства о том, что метод Фарадея приводит во всем к совершенно точным результатам. Дальнейшее развитие фарадее-максвелловского учения вполне это подтверждает. Сверх того, для нас важно отметить, что по существу нет никаких противоречий между тем, что говорит Фарадей и что непосредственно вытекает из его идей, и тем, что мы можем получить путем чисто формальным, исходя из основных законов Кулона и органически связанных с ними других законов электрического и магнитного поля. Сущность же различия этих двух методов можно пояснить на следующем простом примере. Описывая при помощи закона Кулона механические взаимодействия, наблюдаемые в электрических и магнитных полях, мы оперируем с некоторым интегральным эффектом, являющимся результатом того процесса, который, по Фарадею, происходит в промежуточной среде. Фарадей, питавший глубокую антипатию к идее действия на расстоянии, рассматривал все эти притяжения к отталкивания, как проявления какого-то вынужденного состояния среды. По Фарадею, подобное действие одного центра на другой передается, вообще говоря, по кривым путям, которые он назвал *силовыми линиями* и которые в его окончательном представлении рисуются не как какие-то математические траектории, а как *физические силовые линии,,* т.-е. как линии, существующие в действительности, физически. По Фарадею, притяжение или отталкивание наэлектризованных тел или магнитных полюсов обнаруживается потому, что со стороны среды, окружающей взаимодействующие тела, эти последние по всей своей поверхности испытывают тяжения. Суммарное, т.е. интегральное, действие этих тяжений мы и воспринимаем как силу кулоновского притяжения или отталкивания, в зависимости от характера распределения тяжений по поверхности. Таким образом, один метод, будучи чисто формальным, оперирует с внешним эффектом, обнаруживаемым в явлении, в фарадеевском же методе главным объектом внимания служит общая обстановка, при наличии которой и благодаря которой возникает рассматрива-



емое явление. Ясно поэтому, что *метод Фарадея должен приводить исследователя к более тесному контакту с тем, что в действительности происходит в природе.*

Итак, по существу, в отношении получаемых результатов нет никакого разногласия между двумя методами, обычно противопоставляемыми при изучении электрических и магнитных явлений. Ярким тому примером служит весь максвелловский „Трактат об Электричестве и Магнитизме", где достижения чисто формальной научной мысли нашли себе вполне достаточную оценку и приличное место. Было бы поэтому нецелесообразно воздерживаться от пользования формальными приемами там, где это упрощает описание и расчет, и если мы вместе с тем отдаем себе отчет в условности допущений, которые бывают нам необходимы для математических выводов. Так, нередко оказывается выгодным пользоваться представлением о магнитной массе, хотя таковой не существует на самом деле. Закономерное применение основных кулоновских допущений ни к каким недоразумениям привести не может. Вместе с тем есть много случаев, как, например, явления электромагнитной индукции, когда только фарадеевский метод описания и анализа явления дает нам возможность вести наши рассуждения просто, и, повидимому, в полном соответствии с действительной природой того, что происходит.

Выше мы упоминали уже, что Фарадей рассматривал „силовые линии" как нечто, играющее существенную) роль в тех явлениях, которые наблюдаются в электрическом и магнитном поле. К концу своей научной деятельности Фарадей все чаще и чаще возвращался к вопросу о реальном существовании силовых линий. Особенно много внимания он считал необходимым уделять *физическим силовым линиям магнитного поля,* т. е. тому, что мы в настоящее время мыслим как элементы магнитного потока. Количество и густота распределения „силовых магнитных линий" имеют, по Фарадею, большое значение, как обстоятельства, от которых зависит интенсивность всего того, что в магнитном поле происходит, например, интенсивность явления электромагнитной индукции тока. Физические силовые линии ведут себя, как упругие нити, они стремятся сократиться и взаимно отталкиваются, будучи расположены параллельно. Они *полярны,* т. е. обладают противоположными свойствами по противоположным направлениям.

В своих заключительных работах: „О физическом характере линий магнитной силы" и „О физических линиях магнитной силы", относящихся к 1852 году, Фарадей вновь подвергает весьма обстоятельному анализу все известные ему опытные факты и окончательно утверждается в мысли, что „силовые линии", которые мы можем себе представить в магнитном поле, обладают всеми признаками каких-то физических индивидуумов. В § 3297 первой работы Фарадей совершенно определенно ставит вопрос в следующих словах: „Что касается важного вопроса, подлежащего рассмо-



трению, то он заключается только в том, имеют **ли** линии магнитной силы *физическое существование* или нет". (Здесь 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 линнй в пространстве, окружающем магнит, так же, как и внутри него".

На основании всего вышеизложенного мы, стремясь возможно ближе держаться взглядов Фарадея, будем представлять себе магнитное поле как пространство, по которому распределены „физические силовые линии", в дальнейшем нами называемые просто магнитными линиями. Все проявления магнитного поля мы будем рассматривать, как результат особых свойств магнитных линий.

Совокупность магнитных линий мы называем *магнитным потоком.* Таким образом, мы можем сказать, что *магнитное поле есть пространство, занятое магнитным потоком.*

***[1]) Faraday, Experimental Researches in Electricity, Vol. III.***

***1) Курсив переводчика.***

**§ 2. Основные определения и соотношения.**

В настоящем параграфе мы даем сводку определений и соотношений, которыми обычно пользуются при количественном описании различных свойств магнитного поля или, иными словами, магнитного потока. Так как математическая теория магнитного поля развилась, как выше было указано, на почве приложений закона Кулона, то и вся относящаяся к этой области терминология в значительной степени проникнута условностями точки зрения действия на расстоянии. Последнее обстоятельство нисколько, конечно, не мешает понятиям, возникшим под влиянием этой точки зрения, быть весьма ценными при выводе различных математических зависимостей, и потому мы будем ими нередко пользоваться. Ограничимся следующими основными определениями и соотношениями:

*а) Закон Кулона* позволяет вычислить величину силы механического взаимодействия магнитных полюсов. Он гласит:

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

где $m_1$ и $m_2$ суть *магнитные массы* полюсов, r есть расстояние между ними, *f*—сила механического взаимодействия, а *k* — коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора единиц и от свойств среды.

В абсолютной электромагнитной системе единиц принимают для пустоты численное значение коэффициента *k,* равное единице. Таким образом, *для пустоты закон Кулона* численно выражается следующим образом:

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



Если все пространство, в котором наблюдается магнитное поле, заполнено *однородной и изотропной средой,* то в той же абсолютной электромагнитной системе будем иметь:

$$k = \frac{1}{\mu},$$

где μ есть так называемая *магнитная проницаемость* среды (см. пункт ж настоящего параграфа), являющаяся физической величиной, характеризующей свойства среды в магнитном отношении. Из сопоставления с предыдущим ясно, что для пустоты в абсолютной электромагнитной системе магнитная проницаемость равна единице. Магнитную проницаемость пустоты принято обозначать специальным символом $\mu_0$ Таким образом, имеем:

$\mu_0=1$

Итак, *закон Кулона в общей форме для случая какой угодно однородной и изотропной среды* выражается так:

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

Для пустоты же точная формулировка закона Кулона получает следующий вид:

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

*б) Единица магнитной массы или количества магнитизма,* Рассмотрим случай пустоты и положим: $m_1=m_2=m$. На основании закона Кулона получаем:

$$m = r\sqrt{\mu_0 f}.$$

Примем теперь за единицу расстояния сантиметр, за единицу силы дину и допустим, что: $r=1$ и $f=1$.

Кроме того, мы знаем, что:
$\mu_0=1$.
Таким образом, имеем:
m=1.
Итак, абсолютная электромагнитная единица магнитной массы представляет собою такую магнитную массу, которая *в пустоте* взаимодействует с другою, равною ей, магнитною массою, находящеюся на расстоянии одного сантиметра, с силою в одну дину.
Отметим здесь же, что представление о магнитной массе является наиболее ярким примером тех условностей, с которыми


мы сейчас имеем дело. Как показал Фарадей (см. § 31), в действительности никаких магнитных масс не существует. Не существует также, следовательно, изолированных магнитных полюсов одного знака, и если мы говорим, например, о единице положительной (северной) магнитной массы или, как иногда называют, о единице положительного (северного) магнитизма и при этом оперируем с ней, как с чем-то совершенно обособленным и самостоятельным, то условность этого допущения всегда следует иметь в виду и пользоваться им можно только при чисто формальных выводах, а не в тех случаях, когда мы пытаемся сосредоточить внимание на действительно происходящих в магнитном поле явлениях.
*в) Магнитная сила,* или *напряженность магнитного поля (Н) в* некоторой точке, есть отношение механической силы /, с которой поле действовало бы на северную (положительную) магнитную массу m, помещенную в рассматриваемой точке поля, к величине этой массы, причем предполагается, что внесение этой массы не изменяет общих условий, от которых зависит данное поле. Направление магнитной силы принимается совпадающим с направлением f. На основании определения можем, следовательно, написать:
$H=f/m$.
Из последнего равенства видно, что магнитная сила в данной точке численно равна механической силе, действующей в этом месте на единицу северного магнитизма. Магнитная сила есть вектор. Единица магнитной силы в абсолютной электромагнитной системе называется *эрстедом,*
Вышеприведенные определения магнитной силы имеют совершенно общий характер. Во избежание недоразумений в отдельных частных случаях необходимо иметь в виду следующее. Данное определение *Н* 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* (см., напр., предыдущий п. *б).* Следовательно, если в объеме, заполненном некоторой средой, находится магнитная масса, то для определения численного значения этой магнитной массы необходимо представить себе ее перенесенной из данной среды в пустоту. При соблюдении этого условия основное определение *Н* в полной мере применимо к случаю однородной и изотропной среды. В случае же среды неоднородной, например, если мы имеем железный стержень, помещенный в магнитном поле, и хотим определить *Н* в некоторой точке внутри железа, обыкновенно сводят дело к определению *Н* в пустоте в некоторых эквивалентных условиях. Именно, представляют себе внутри железа беспредельно тонкую нитевидную выемку („пещерку первого вида") ограниченной длины, расположенную так, чтобы „наведенная" магнитная масса на внутренней поверхности пещерки была беспредельно мала. Под магнитной силой в железе в данной точке разумеют магнитную силу


внутри описанной воображаемой нитевидной пещерки, так образованной, чтобы рассматриваемая точка оказалась в пустоте, внутри этой пещерки. Таким образом, можем 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 северного магнитизма, если бы обычное вещество перестало существовать в магнитном поле, но все магнитные массы, как образующие основное поле, так и *наведенные* на поверхности железа и других материалов, сохранились полностью.

*г) Магнитным моментом (M)* магнита называется произведение магнитной массы одного полюса магнита на расстояние между его полюсами.

*д) Напряженностью намагничения (I)* называется магнитный момент, приходящийся на единицу объема. Представим себе (рис. 3) в пустоте прямоугольный параллелепипед из некоторого магнитного вещества, с основанием s и длиной *l*, равномерно намагниченный в направлении ребер.

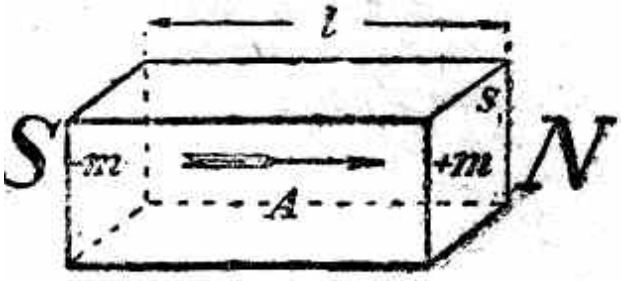



Рис. 3.

За направление напряженности намагничения *I* принимается направление от S к *N,* как показано на рисунке стрелкой. Такое именно направление для напряженности намагничения *I* необходимо избрать в связи с анализом опыта с „ломанием магнита", в данном случае — намагниченного параллелепипеда. Если обследовать поверхность средней его части, в промежутке между полюсами *N* и *S,* то на этой поверхности мы не обнаружим никаких магнитных масс. Если же разломать этот параллелепипед на две части по плоскости, проходящей через точку *A* перпендикулярно оси *NS,* каждая из частей окажется обладающей магнитными массами в месте излома, и эти новые магнитные массы будут в точности равны и противоположны одна другой и другим магнитным массам, принадлежащим соответственно той же части. Сблизив две половины намагниченного параллелепипеда так, чтобы в месте излома образовалась узкая щель, мы будем иметь в щели некоторую магнитную силу, определяемую наличием новых магнитных масс на плоскостях, ограничивающих щель. Направление этой магнитной силы будет именно такое, какое показано на рис. 3 стрелкой. Беспредельно уменьшая ширину щели, мы можем совершенно уничтожить внешнее проявление магнитных масс, образовавшихся на месте излома, т.-е. восстановить то, что было до излома. Характерное же направление, обусловленное магнитным состоянием вещества, остается неизменным. Его мы и должны принять за направление напряженности намагничения *I*, являющейся характеристикой этого магнитного состояния вещества. Если магнитное состояние вещества поддерживается под влиянием внешней магнитной силы, то принятое выше положительное направление напряженности намагничения совпадает с направлением этой внешней магнитной силы.



Допустим теперь, что количество магнитизма на каждом из оснований будет *m.* Тогда магнитный момент параллелепипеда будет.

$M=ml.$

Объем его будет:

$v=sl.$

Согласно определению имеем:

$$I=\frac{M}{v}=\frac{ml}{sl}=\frac{m}{s}=\sigma,$$

т.-е. напряженность намагничения *I* равна поверхностной плотности магнитизма σ на поверхности, перпендикулярной к напряженности намагничения, на границе с пустотой.
В пустоте, при отсутствии какого-либо вещества, наличие магнитной силы *H* свидетельствует о существования в пространстве какого-то особого магнитного процесса. Назовем его основным. Напряженность намагничения *I* характеризует то добавление к основному магнитному процессу, которое привносится веществом. Таким образом, для пустоты мы имеем всегда:
$I=0$.
Для вещества же, вообще говоря, мы имеем:
$I\neq0$,
причем по абсолютной величине *I* изменяется в широких пределах
в зависимости от природы вещества и многих добавочных условий. Для диамагнитных материалов:
$I < 0$.
Для парамагнитных материалов:
$I>0$.
Для железа и других ферромагнитных материалов (см. главу II) *I* имеет сравнительно очень большие значения.
*е) Магнитная индукция (B)* есть величина, служащая мерой того магнитного процесса, который имеет место в пространстве, занятом магнитным полем. Все проявления магнитного поля зависят от интенсивности этого процесса. В случае пустоты связь между магнитной индукцией *B* и магнитной силой *H* выражают следующим образом:
$B=\mu_0 H$.
Такую же по форме связь между *B* и *H* принимают и в случае какого угодно вещества, заполняюшего пространство, занятое магнитным полем, а именно:
$B=\mu H$.


Соотношение, связывающее в общем случае магнитную индукцию *B* с магнитной силой *H* и напряженностью намагничения *I*, можно установить следующим образом. Рассмотрим некоторую точку А внутри тела, изображенного на рисунке 3. Допустим, например, что это тело есть кусок однородного железа соответствующей формы. Магнитная сила *H* в точке *A* определяется согласно п. *в* настоящего параграфа. Представим себе далее беспредельно узкую щель („пещерку второго вида"), внутри которой находится точка *A* и которая ориентирована перпендикулярно магнитной силе *H* и напряженности намагничения *I*. На внутренних поверхностях щели обнаружатся магнитные массы, поверхностные плотности которых обозначим через+σ и -σ. Если теперь поместим в точку *A* единичную магнитную массу, то она будет испытывать действие не только от основной магнитной силы *H,* но еще и со стороны магнитных масс, которые возникли благодаря образованию пещерки. Путем элементарного подсчета, пользуясь законом Кулона, можно показать, что помещенная в точке *A* единица магнитизма будет испытывать со стороны магнитных масс, расположенных на одной из двух поверхностей, ограничивающих беспредельно узкую щель, силу, равную

$$\frac{1}{\mu_0}\cdot 2\pi\sigma \quad \text{или} \quad \frac{1}{\mu_0}\cdot 2\pi I.$$

В сумме магнитные массы, расположенные на обеих этих поверхностях, будут действовать на единичную магнитную массу в точка *A*
*с* силою, равною $1/\mu_0 \cdot 4\pi I$. Эта добавочная сила есть не что иное,
как именно проявление того, что привносит вещество, в данном: случае железо, в результирующий магнитный процесс, происходящий в точке *A.* Таким образом, полная магнитная сила *H'* внутри рассматриваемой пещерки будет слагаться из двух частей: основной
магнитной силы *H* и составляющей $(1/\mu_0)\cdot(4\pi I)$, привносимой магнитными состоянием вещества, т.-е.

$$H' = H + \frac{1}{\mu_0} \cdot 4\pi I.$$

Магнитная индукция *B* в пещерке, в которой мы имеем пустоту будет, согласно предыдущему, выражаться следующим образом:

$B=\mu_0 H'$.

Подставляя в это выражение значение H', получаем:

$$B = \mu_0 H + 4\pi I. \qquad (1)$$

Это и есть искомое соотношение, определяющее величину магнитной индукции *B* внутри вещества в зависимости от основной-магнитной силы *H* и напряженности намагничения *I*.



Магнитная индукция *B* есть вектор так же, как *H* и *I*. В среде однородной и изотропной направление вектора *B* совпадает с направлением вектора *H*.

В абсолютной электромагнитной системе единиц магнитная индукция измеряется в *гауссах.* В пустоте магнитной силе в один эрстед соответствует магнитная индукция в один гаусс. При наличии вещества численные значения магнитной силы и магнитной индукции могут быть весьма различны.

*ж) Магнитная проницаемость* ($\mu$) и *магнитная восприимчивость* ($\chi$). Разделив обе части соотношения (1) на *H*, мы получим:

$$\frac{B}{H} = \mu_0 + 4\pi \frac{I}{H}.$$

Имея в виду, что левая часть равенства представляет собою *магнитную проницаемость:*

$\mu=B/H$,

и вводя новую физическую величину—*магнитную восприимчивость:*

$\chi=I/H$, получаем:

$\mu=\mu_0+4\pi\chi$. (2)

Для пустоты в абсолютной электромагнитной системе принимается:

$\mu_0=1$

и

$\chi=0$. Для диамагнитных материалов:

$\mu<1$

и

$\chi<0$.

Для парамагнитных материалов:

$\mu>1$

и

$\chi>0$.

*з) Теорема Гаусса.* Рассмотрим прежде всего пространство, в котором нет обычной материи, т.-е. пустоту. Предположим, что магнитная масса *m* расположена в точке *O,* и пусть r будет расстояние некоторой точки *P* от точки *O.* Магнитная сила в точке *P*

будет направлена по линии *OP* и будет равна:

$$H = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m}{r^2}.$$

Проведем прямую линию из точки О по любому направлению в бесконечность. Представим себе теперь некоторую замкнутую поверхность S. Если точка *O* лежит вне этой замкнутой поверхности, проведенная прямая линия либо вовсе не пересечет поверхности, либо столько же раз пересечет поверхность, входя в нее, как и выходя из нее. Если же точка О находится внутри поверхности (рис. 4), прямая, идущая от этой точки, должна сначала выйти из поверхности и затем может произвольное число раз входить и выходить попеременно, но в конце концов выйдет из поверхности.

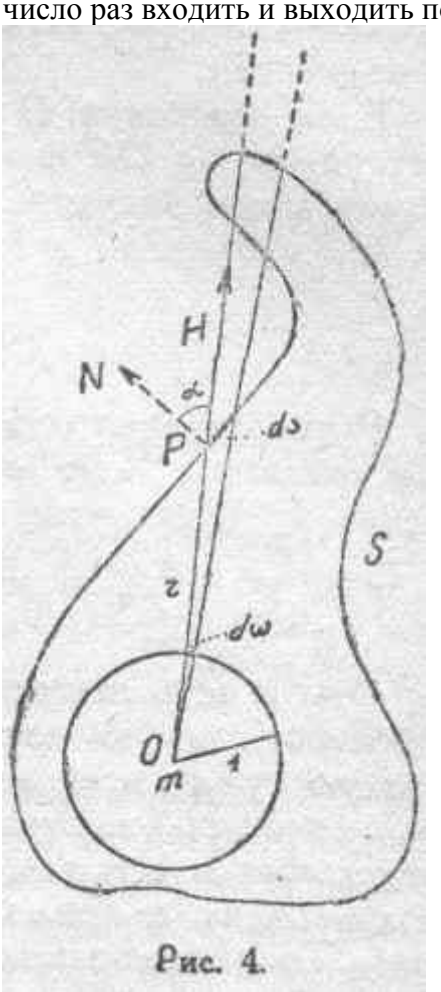


Рис. 4.

Пусть α будет угол между *OP* и внешнею нормалью *PN* к поверхности в той точке, где линия *OP* пересекает ее. В таком случае там, где эта прямая выходит из поверхности, cosα будет положителен, а там, где входит, cosα будет отрицателен.
Опишем теперь радиусом, равным единице, сферическую поверхность вокруг точки О, как центра, и пусть прямая *OP* опишет коническую поверхность, охватывающую малый телесный угол и имеющую вершину в точке *O*. Этот конус вырежет бесконечно малый элемент $d\omega$ из поверхности сферы и бесконечно малые элементы $ds_1$ $ds_2$ и т. д. из рассматриваемой замкнутой поверхности в различных местах, где линия *OP* ее пересекает. Тогда некоторый из этих элементов *ds* пересечет беспредельно тонкий конус на расстоянии *r* от точки *O* под наклоном, определяемым углом α, и мы можем написать:
$\cos\alpha ds = \pm r d\omega$.
Далее, так как:

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

мы получаем:

$$H \cos\alpha \, ds = \pm \frac{1}{\mu_0} \cdot m d\omega,$$

причем положительный знак берется, когда прямая *OP* выходит из замкнутой поверхности, и отрицательный — когда она входит внутрь поверхности. ,

Если точка *O* находится вне замкнутой поверхности, число положительных значений равно числу отрицательных, так что для любого направления будет:

$$\Sigma H \cos\alpha \, ds = 0$$

43

и, следовательно:

$$\int_s H \cos\alpha \, ds = 0,$$

причем интегрирование распространяется по всей замкнутой поверхности.

Если же точка О расположена внутри замкнутой поверхности, радиус-вектор ОР сначала выходит из поверхности, давая этим положительное значение величине $md\omega$, а затем имеет равное количество вхождений и выходов, так что в этом случае:

$$\Sigma H \cos\alpha \, ds = \frac{1}{\mu_0} m d\omega.$$

Распространяя интегрирование по всей замкнутой поверхности, мы включим всю сферическую поверхность, величина которой равна 4π, так что:

$$\int_s H \cos\alpha \, ds = \frac{1}{\mu_0} \cdot 4\pi m.$$

Это и есть *теорема Гаусса для случая пустоты.*

Ясно, конечно, что под *m* мы можем подразумевать алгебраическую сумму всех магнитных масс, находящихся внутри некоторой замкнутой поверхности, ибо можем рассмотреть по очереди все отдельные массы так, как будто бы каждая из них существует только одна, и приложить к ним теорему Гаусса, а затем все сложить. Тогда под знаком интеграла получим нормальную составляющую результирующей магнитной силы, а множителем у 4π будет сумма всех магнитных масс, т- е. Σm.

В случае среды неоднородной и неизотропной, например, если в магнитном поле имеются постоянные магниты, части, из железа и т. п., в полной мере применима формулировка теоремы Гаусса, дан-

44

ная для пустоты, при условии такого определения магнитной силы *H,* как это было разъяснено в конце пункта *в* настоящего параграфа.

Если рассматриваемая замкнутая поверхность находится в пространстве, которое заполнено однородным и изотропным веществом с постоянной магнитной проницаемостью μ, то для некоторой точки *P* будем иметь:

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

и теорема Гаусса для этого случая может быть представлена в виде:

$$\int_s H \cos\alpha \, ds = \frac{1}{\mu} \cdot 4\pi m.$$

Так выражается *теорема Гаусса для случая однородной и изотропной среды.*
При этом по существу игнорируются те дополнительные магнитные массы, которые „наводятся" (см. глава II, § 31) на границе соприкосновения среды и полюсов, несущих на себе основные магнитные массы, принимаемые во внимание в теореме Гаусса. Введением в правой части равенства множителя $1/\mu$, собственно говоря
достигается тот же результат, как если бы мы вообразили, что материальная среда отсутствует, но все магнитные массы, *в том числе и наведенные,* сохранились полностью.
Так как в последнем случае $\mu$ постоянно, то можем написать:

$$\int_s \mu H \cos\alpha \, ds = 4\pi m$$

или

$$\int_s B \cos\alpha \, ds = 4\pi m,$$

т. е. полная магнитная индукция сквозь любую замкнутую поверхность *в однородной и изотропной среде* равна $4\pi$ раз взятой магнитной массе, находящейся внутри этой поверхности.
В виду того, что в действительности магнитных масс нет, и нам только кажется, что мы их в том или другом случае наблюдаем, последнее выражение, дающее величину полной магнитной индукции сквозь замкнутую поверхность, надо понимать как чисто формальное соотношение, имеющее *совершенно условный характер.* Каково истинное значение этого интеграла во всякой реальной обстановке, об этом будет подробно сказано в ближайших параграфах (§§ 4, 5 и 6 ).
45

***[1]) Так как при формальном изучении электрического поля также исходят из соответствующего выражения закона Кулона, выведенная для магнитного поля теорема Гаусса может быть распространена и на электрическое поле, но только вместо магнитной силы должна быть введена электрическая сила, вместо магнитной массы — количество электричества, и, наконец, вместо магнитной проницаемости — диэлектрическая постоянная.***

***[1]) Наличие коэффициента $4\pi$ во всех важнейших формулах учения об электрических и магнитных явлениях происходит от несколько неудачного построения системы единиц. Это неудобство было бы устранено, если бы в формулировке закона Кулона***

$$f = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m \cdot m'}{r^2}$$

***был введен в знаменателе множитель $4\pi$. Мы получили бы тогда в знаменателе величину $4\pi r^2$, т. е. поверхность сферы, что имело бы определенный физический смысл, так как состояние среды, которое мы называем электрическим или магнитным полем и которое порождает механическую силу $f$, распространяется во все стороны вокруг некоторого центра. Отсутствие множителя $4\pi$ в формулировке закона Кулона привело к появлению этого коэффициента во всех других соотношениях, связанных так или иначе с этим законом, причем величина $4\pi$, входящая в то или иное данное соотношение, играет в нем лишь роль численного множителя, ни в малейшей степени не связанного с физической сущностью этого***

***соотношения. Английский физик Хивисайд пользовался в своих трудах системой единиц, в которой коэффициент $4\pi$ был исключен, но введение такой рациональной системы единиц в технику связано со столь большими практическими затруднениями, что приходится от него отказаться.***

**§ 3. Магнитный поток.**

Представим себе произвольный замкнутый контур и некоторую поверхность s, ограничиваемую этим контуром. Полная магнитная индукция сквозь рассматриваемую поверхность *s,* т. е. поверхностный интеграл:

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

называется *потоком магнитной индукции* или просто *магнитным потоком* сквозь поверхность *s* или сквозь контур, ограничивающий эту поверхность. Величину магнитного потока принято обозначать через *Ф.* Таким образом, можем написать:

$$\Phi = \int_s B \cos\alpha \, ds. \qquad (3)$$

В этом выражении мы имеем непосредственную связь между физической величиной, представление о которой вытекает из фарадеевской точки зрения на магнитное поле, т. е. между магнитным потоком, и понятиями, которые можно рассматривать как результат чисто формального анализа магнитного поля. Дальнейшее углубление в смысл соотношения (3) достигается проще всего в связи с представлением *о линии магнитной индукции,* которая изображает собою линию, так построенную в магнитном поле, что в каждой точке элемент этой линии совпадает по направлению с вектором магнитной индукции в данной точке. Общий характер расположения линий магнитной индукции в пустоте или в воздухе, как известно, очень наглядно иллюстрируется *магнитными спектрами,* получаемыми при посредстве железных опилков.

Трубчатая поверхность, образующими которой являются линии магнитной индукции, называется *трубкой магнитной индукции.* Пользуясь теоремой Гаусса, не трудно показать, что магнитный поток сквозь любое поперечное сечение трубки магнитной индукции есть величина постоянная, т.-е.

$\Phi$=const.

*Единичной трубкой магнитной индукции* называется такая трубка, для любого сечения которой имеем:

$$\Phi_1 = \int_s B \cos\alpha \, ds = 1. \qquad (4)$$

Ясно, что величина магнитного потока выражается числом единичных трубок магнитной индукции, входящих в состав этого потока.

То, что мы теперь называем единичной трубкой магнитной индукции, вполне соответствует содержанию идеи Фарадея о „фи-



зической силовой линии магнитного поля". В настоящее время этот старый фарадеевский термин не применяется. И вместо термина „единичная трубка магнитной индукции" мы, ради краткости и для

связи с терминологией Фарадея, будем пользоваться термином *магнитная линия,* имея в виду ось единичной трубки и оставляя при этом в стороне вопрос о том, каковы истинные поперечные размеры реально существующих нитеобразных элементов магнитного потока, о которых мыслил Фарадей.

Итак, магнитная линия является единицей магнитного потока. В качестве таковой она называется *максвеллом.* Максвелл есть единица магнитного потока в абсолютна и электромагнитной системе. В практической же электромагнитной системе за единицу магнитного потока принимается *прамаксвелл,* равный $10^8$ максвеллов. Приставка „пра", послужившая при образовании наименования практической единицы магнитного потока, является первым слогом слова „практический".

В связи со всем вышеизложенным мы, следовательно, можем повторить данное в § 1 определение: *магнитный поток есть совокупность магнитных линий.*

Обратимся к вышеприведенному основному соотношению (3) и предположим, что элемент поверхности *ds* перпендикулярен вектору *B.* Беря производную от обеих частей этого соотношения по s, получаем:

$B=d\Phi/ds$.

Таким образом, *магнитная индукция есть не что иное, как плотность магнитного потока.* В однородном магнитном поле величина магнитной индукции равна числу максвеллов, приходящихся на один квадратный сантиметр поверхности, перпендикуляр-вой направлению магнитного потока.

В тех случаях, когда пользуются формальным представлением о магнитных массах, говорят, что магнитный поток исходит из северной (положительной) магнитной массы и заканчивается на южной (отрицательной) магнитной массе. На основании теоремы Гаусса мы можем утверждать, что из положительной магнитной массы, равной *m,* исходит поток в $4\pi m$ максвеллов, а из магнитной массы, равной +1, исходит поток, равный $4\pi$ максвеллов.

***[1]) В среде однородной и изотропной линии магнитной индукции совпадают с так называемыми силовыми линиями магнитного поля.***

**§ 4. Принцип непрерывности магнитного потока. Опыты Фарадея.**

Фарадею принадлежит *заслуга* установления очень важного принципа, соблюдающегося во всех случаях существования магнитного потока. Это — принцип замкнутости или непрерывности магнит-ных линий, непрерывности магнитного потока.

Всегда, когда мы имеем дело с магнитным потоком, каждая магнитная линия, его составляющая, и весь поток в целом пред-



ставляют собой замкнутый контур. В ряде случаев, когда магнитное поле создается в воздухе или, вообще говоря, в среде, доступной наблюдению, мы легко можем убедиться в справедливости этого положения. Например, если мы имеем проводник с током (на рис.5 он взят перпендикулярным к плоскости чертежа), мы можем непосредственно убедиться, что магнитные линии представляют собою концентрические окружности с центром, лежащим на оси проводника.

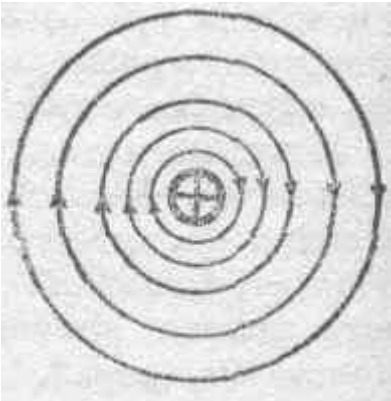


Рис. 5.

Сложнее обстоит дело в случае потока, связанного с телами, внутрь которых мы проникнуть не можем, например в случае потока, проходящего через железо, или потока, связанного с постоянным магнитом. Утверждать что-либо a priori мы не можем и должны поэтому подвергнуть поток внутри железа специальному обследованию. Фарадей первый это сделал. Хотя опыты его, сюда относящиеся, не кажутся теперь вполне убедительными, хотя мы теперь несколько иначе доказываем принцип непрерывности магнитного потока, но тем не менее будет чрезвычайно поучительно познакомиться с ходом мыслей Фарадея, этого величайшего экспериментатора, с его подходом к исследованию данного вопроса.

Первые опыты Фарадея, положенные в основу формулированного им принципа замкнутости магнитного потока, относятся к 1832 году. Позднее, лет через 20, он еще раз вернулся к этому вопросу и тогда окончательно сформулировал указанный принцип.

В этих опытах Фарадея, схематически здесь описанных, наиболее ярко выявляется сущность его идеи. Фарадей брал постоянный магнит цилиндрической формы (цилиндрической, чтобы при вращении магнита вокруг оси сохранялась геометрическая форма составленного им контура, в то время как вещество перемещалось бы). Над этим магнитом (рис. 6) он поместил диск *D* (из проводящего материала), к периферии которого прилегала щеточка. Другая ще-



точка касалась оси диска.

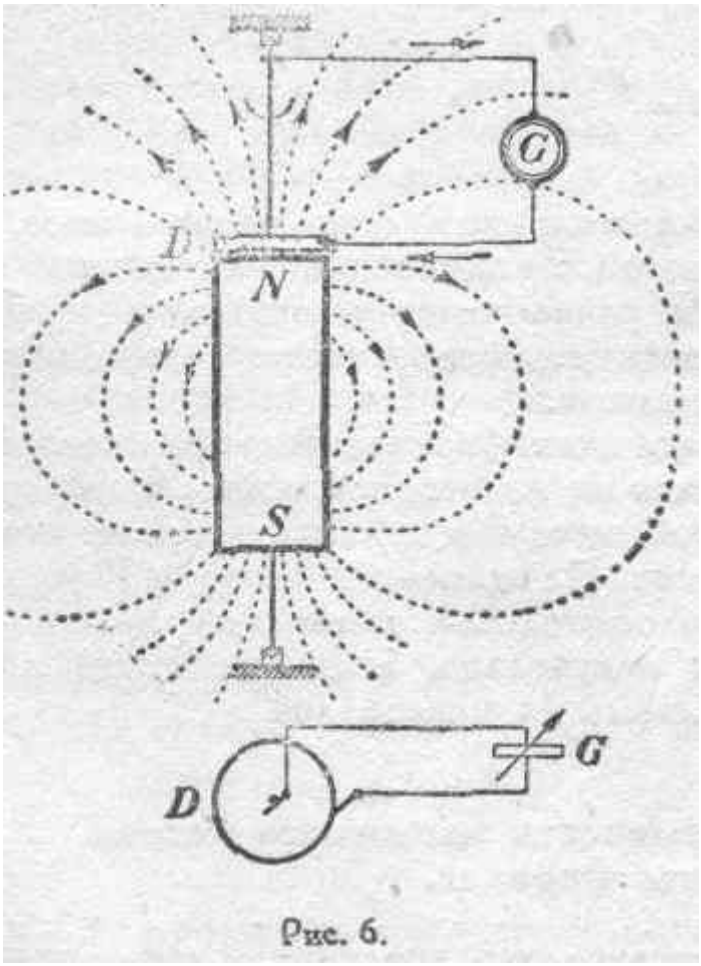


Рис. 6.

В цепь между щетками был включен гальванометр G. Фарадей прежде всего вращал один диск над неподвижным магнитом. При этом гальванометр давал отклонения, зависящие от скорости вращения диска; при перемене направления вращения показание гальванометра меняло свой знак. После этого Фарадей повторил свой опыт в следующем виде: он склеил диск с магнитом (посредством непроводящего материала) и стал вращать всю систему, как одно целое. К большому своему удивлению, он получил тот же эффект: при той же скорости вращения гальванометр давал то же отклонение; опыт приводил к заключению, что возникновение ЭДС в данном случае не зависит от того, вращается ли диск относительно магнита или нет.

Для более точной проверки полученного результата Фарадей решил повторить опыт, более полно утилизируя магнитный поток. Фарадей разнообразил обстановку опыта всевозможными способами. По существу дело можно свести к тому опыту, в котором он заменил диск металлическим стаканом. Расположение опыта показано схематически на рис. 7.

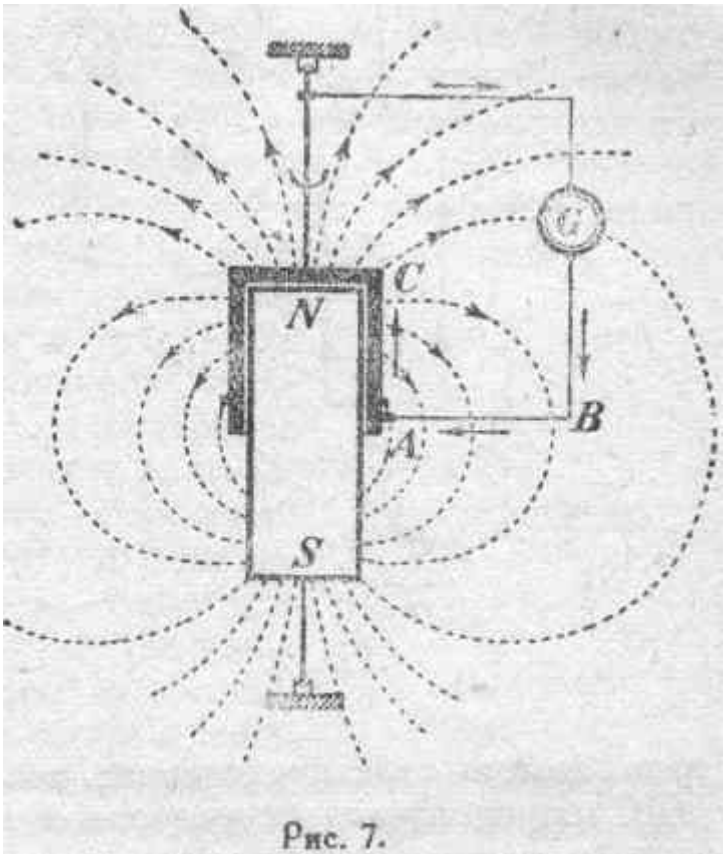


Рис. 7.

При вращении стакана *C* вокруг неподвижного магнита ЭДС должна была возникать за счет пересечения магнитных линий радиусами дна стакана и образующими цилиндрической его части, в результате чего в цепи гальванометра должен получаться электрический ток. И в данном случае, при склеивании Стакана с магнитом и вращении всей системы, величина и направление отклонения гальванометра получались те же самые, как если бы магнит был неподвижен, а стакан вращался один.

Если действительно все происходит в количественном и качественном отношении одинаково независимо от того, вращается ли стакан относительно магнита или нет, то естественно, кажется, сделать заключение, которое и сделал Фарадей, а именно, что при вращении магнита вокруг его геометрической оси магнитный поток остается в пространстве неподвижным, как бы будучи в отношении ориентировки связанным с некоторыми неподвижными мировыми координатными осями, а не вращается вместе с магнитом.



Возникает вопрос: если магнитный поток остается в пространстве неподвижным и если этот магнитный поток существует и внутри магнита, то элементы вращающегося магнита тоже режут магнитные линии, и, следовательно, в этих элементах должна индуктироваться ЭДС. Для проверки этого заключения Фарадей проделал третью серию опытов. В этих опытах он вращал только магнит, введенный

Возникает вопрос: если магнитный поток остается в пространстве неподвижным и если этот магнитный поток существует и внутри магнита, то элементы вращающегося магнита тоже режут магнитные линии, и, следовательно, в этих элементах должна индуктироваться ЭДС. Для проверки этого заключения Фарадей проделал третью серию опытов. В этих опытах он вращал только магнит, введенный в цепь при помощи двух контактов: одного — у поверхности магнита в нейтральной его зоне, другого — в центральной точке на оси магнита, как показано на рис. 8.

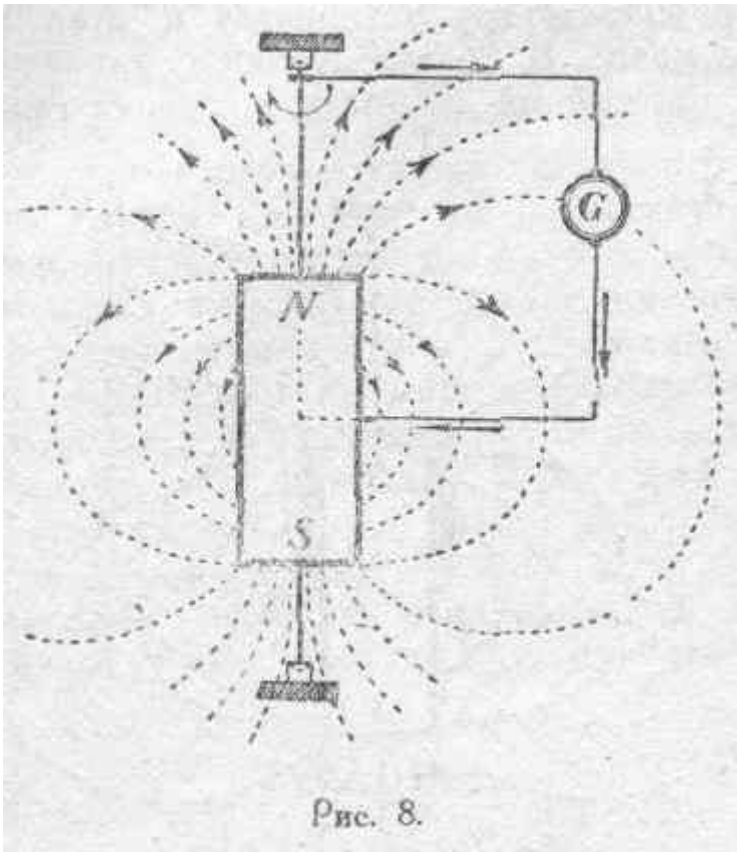


Рис. 8.

При вращении магнита получалось то же, что и в предыдущем опыте при вращении стакана. Этот результат можно объяснить только предположением, что число магнитных линий, пересекаемых за один полный оборот, осталось прежним, что, в свою очередь, возможно, по Фарадею, только в том случае, если *все магнитные линии замыкаются внутри, тела магнита.* В самом деле, схематизируя путь тока внутри магнита, можно себе представить, что вся действующая в данном случае ЭДС определяется пересечением магнитных линий радиальным элементом тела магнита, лежащим под щеткой (не трудно убедиться, что, предполагая путь тока иным, мы получим тот же результат).

Таким образом, в результате своих опытов Фарадей пришел к заключению, что все магнитные линии, исходящие из северного полюса постоянного магнита и входящие в южный полюс, замыкаются внутри тела магнита, что и сформулировал следующим образом:

„Внутри магнита существуют (физические) силовые линии той же природы, как и вне его. Даже более того, количество внутренних линий строго равняется количеству внешних. Направление внутренних линий связано с направлением внешних, и, собственно говоря, внутренние линии составляют, продолжение внешних, имея совершенно ту же природу, насколько это можно исследовать опытом. Поэтому каждая (физическая) силовая линия, на каком бы расстоянии от магнита мы ее не взяли, должна быть рассматриваема, как замкнутый контур, проходящий некоторою своею частью через магнит и имеющий одинаковую активность в каждом месте на своем протяжении".



[1]) ***Faraday, Experimental Researches in Electricity, Vol. III, § 3117.***

***[1]) Здесь мы имеем, по существу, прообраз дисковой униполярной машины: радиусы диска „режут" магнитные линии, и в них индуктируется электродвижущая сила.***

**§ 5. Анализ опытов Фарадея.**

Выше мы указали, что во время своих опытов по установлению принципа непрерывности магнитного потока Фарадей пришел к заключению, что, при вращении магнита вокруг его геометрической оси, магнитный поток, связанный с ним, остается в пространстве неподвижным (не вращается). Необходимо, однако, иметь в виду, что результаты опытов Фарадея, как указал Прэстон, могут быть истолкованы и с другой точки зрения. Прэстон разъяснил, что все явления, наблюдавшиеся Фарадеем, должны были бы иметь место и в том случае, если бы магнитный поток магнита был жестко связан с ним и вращался вместе с ним в пространстве.

Рассмотрим случай рис. 7 (применительно к тому опыту Фарадея, когда стакан склеен с магнитом). Допустим, что вращение происходит по часовой стрелке (если смотреть сверху). Фарадей предполагал, что неподвижные магнитные линии пересекаются элементами стакана, в результате чего получается ЭДС, численно равная числу пересечений в единицу времени. Рассматривая явление с точки зрения Прэстона, т. е. предполагая магнитный поток жестко связанным с магнитом и вращающимся вместе с ним, мы приходим к заключению, что элементы стакана не будут резать магнитных линий (не забудем, что стакан вращается вместе с магнитом). Но зато все магнитные линии в своем вращении будут пересекать неподвижные элементы электрического контура, т. е. проводники, составляющие внешнюю цепь между щетками. При атом скорость пересечения останется тою же самою. Следовательно, в этих проводниках будет индуктироваться ЭДС, по величине точно такая же. Легко показать, что и направление ЭДС точно так же останется неизменным. В самом деле: применим правило трех пальцев правой руки. В первом случае, считая поле неподвижным, получим (рис. 9) для бокового элемента стакана *АС,* имея в виду движение по часовой стрелке: направление движения — к нам, направление поля — направо, направление ЭДС — вверх.

Рис. 9.

Во втором случае, применяя это правило, будем иметь в виду, что оно говорит о движении проводника *относительно поля.* Следовательно, при том же направлении вращения, относительное перемещение проводника (рассматриваем проводник *АВ)* в поле будет направлено от нас (рис. 10).

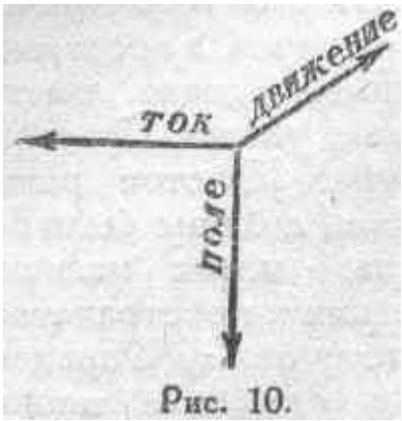


Рис. 10.

Поле в этом случае имеет направление сверху вниз, следовательно, направление ЭДС будет от *B* к *A,* т. е. ЭДС в контуре будет того же направления.

Рассматривая третий опыт Фарадея (вращение магнита в своем собственном магнитном поле), мы убедимся, что и в этом случае величина и направление ЭДС должны быть одинаковы, независимо от того, будем ли мы считать, что элементы магнита пересекают неподвижные магнитные линии, или предположим, что вращающиеся



магнитные линии пересекают внешние части электрического контура.

Работа Прэстона вызвала чрезвычайный *интерес к* многочисленные попытки обосновать ту или иную точку зрения при помощи опыта с электромагнитной индукцией. Однако, все попытки этого рода кончились полнейшей неудачей, и в настоящее время эти опыты оставлены, как оставлены попытки построить perpetuum mobile или решить задачу *о* квадратуре круга, ибо несомненно, что как бы мы ни ставили опыт, необходимость иметь замкнутый контур тока приведет неизбежно к возможности объяснения результатов опыта и с той и с другой точки зрения. Никаким опытом из области электромагнитной индукции нельзя доказать справедливость той или иной точки зрения, и поэтому положение Фарадея о неподвижности магнитного потока, связанного с цилиндрическим магнитом, вращающимся вокруг своей оси, может быть экспериментально обследовано только при помощи каких-либо явлений, из другой области.

***[1]) Подробный анализ всего вопроса в целом помещен в статье Л. Б. Слепяна — Проблема униполярной индукции. Известия Петроградского Политехнического Института, отдел техники, естествознания и математики, 1914, том XXII, стр. 55.***

***[2]) См. гл. III, § 46. Непрерывность электрического тока.***

**§ 6. Математическая формулировка принципа непрерывности магнитного потока.**

Итак, мы видели, что обоснование принципа замкнутости магнитного потока, предложенное Фарадеем, вызвало целый ряд сомнений, которые до сих пор не могли быть разрешены путем непосредственных экспериментов. Надо было подойти к этому вопросу как-то иначе. Максвелл первый дал математическое обоснование принципа непрерывности магнитного потока. Сущность рассуждений Максвелла сводится к следующему. Возьмем именно тот случай, когда магнитное поле, существующее внутри тела, недоступно наблюдению, для чего рассмотрим постоянный магнит (рис. 11).

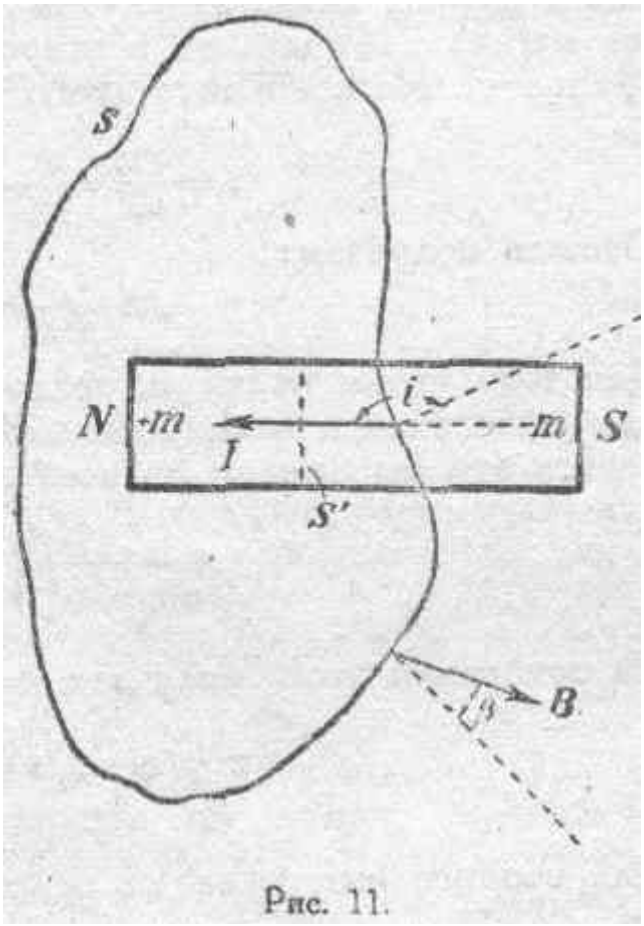


Рис. 11.

Магнитные массы, явно участвующие в процессе создания магнитного поля постоянным магнитом, сосредоточена на полюсах N и S. Обозначим эти магнитные массы через +*m* и -*m*. Представим себе замкнутую поверхность S, охватывающую один из полюсов, например северный (сечение этой поверхности, изображено на рис. 11). Рассмотрим для данной замкнутой поверхности величину

$$\Phi_s = \int_s B \cos\beta \, ds,$$



где β— угол между направлением вектора магнитной индукции и внешнею нормалью к элементу поверхности *ds,* и, следовательно, Bcosβ— нормальная составляющая магнитной индукции. Выражение ®то представляет собою полный магнитный поток, пронизывающий данную поверхность. Попытаемся рассчитать этот поток. Вернёмся к известному уже нам соотношению (1):

$$B = \mu_0 H + \frac{1}{2} I.$$

Все три члена, входящие в него, суть векторы, т. е. величины, имеющие некоторое направление. В случае однородной, изотропной среды они совпадают по направлению, и мы имеем право говорить об алгебраической сумме их. Но в более сложной обстановке *B, H* и *I* могут и не совпадать по направлению, и тогда суммирование их должно производиться по правилам сложения векторов, т. е. геометрически, что будем отмечать, ставя черту над соответствующими величинами. Итак, в общем случае можем написать.

$$B = 4\pi\bar{I} + \mu_0\bar{H}.$$

Если $\bar{B}$ есть геометрическая сумма $4\pi\bar{I}$ и $\mu_0\bar{H}$, то проекция *B* на какую угодно ось будет равна алгебраической сумме проекции $4\pi\bar{I}$ и $\mu_0\bar{H}$ на ту же ось. Возьмем за ось проекций направление нормали к элементу поверхности. Тогда на основании вышесказанного имеем:

$$B\cos\beta = 4\pi I\cos i + \mu_0 H\cos\gamma,$$

где *B, I* и *H* суть абсолютные величины (тензоры) векторов $\bar{B}, \bar{I}$ и $\bar{H}$

в некоторой точке поверхности s, а *i* и γ— углы, образуемые направлениями $\bar{I}$ и $\bar{H}$ с направлением нормали. Таким образом, интеграл

$$\int B\cos\beta\, ds$$

можно разбить на сумму двух интегралов:

$$\Phi_s = \int_s B\cos\beta\, ds = 4\pi\int_s I\cos i\, ds + \mu_0\int_s H\cos\gamma\, ds.$$

Чтобы определить величину первого интеграла

$$(4\pi\int_s I\cos i\, ds),$$

представим себе, что данный магнит расчленен на бесконечное число нитеобразных магнитов, причем эти нити ориентированы так, что они везде касательны к вектору напряженности намагничения $(\bar{I})$, характеризующему магнитное состояние вещества. Таким обра-



зом получим ряд бесконечно тонких магнитов длиною *l* с магнитными массами *dm* на концах. Произведение *l•dm* даст магнитный момент, относя который к единице объема, получим напряженность намагничения.

Если *ds'* есть поперечное сечение нитеобразного магнита, перпендикулярное его длине, то объем его будет *l•ds'*. Тогда напряженность намагничения будет

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

Заменим нормальное сечение элементарного магнита *ds'* через элемент рассматриваемой замкнутой поверхности s. Очевидно, *ds'*=-*ds*•cosi (знак минус берем потому, что *I* внутри магнита в данном случае, когда замкнутая поверхность охватывает северный полюс магнита, направлена в сторону внутренней нормали к нашей поверхности). На основании этого можем написать:

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

Отсюда получаем:

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

Для того чтобы найти *m,* полную величину магнитной массы, находящейся внутри замкнутой поверхности s, необходимо проинтегрировать это выражение по всей замкнутой поверхности, так что:

$$m = -\int_s I \cos i \, ds.$$

На основания этого получаем для величины первого интеграле:

$$4\pi \int_s I \cos i \, ds = -4\pi m.$$

Для второго интеграла на основании теоремы Гаусса (см. § 2) имеем:

$$\int_s H \cos\gamma \, ds = \frac{1}{\mu_0} \cdot 4\pi m.$$

В результате, интересующий нас магнитный поток, пронизывающий рассматриваемую поверхность, будет:

$$\Phi_s = -4\pi m + 4\pi m = 0,$$

или

$$\int_s B \cos\beta \, ds = 0,$$

что и является математической формулировкой принципа непрерывности магнитного потока.

54

Таким образом, *полный магнитный поток, проходящий через любую замкнутую поверхность в направлении внешней нормали, равен нулю.*

Рассмотрим, каков физический смысл полученного математического соотношения. Во всех элементах замкнутой поверхности, лежащих вне магнита, магнитное поле доступно нашему наблюдению, а мы непосредственным опытом можем убедиться в том, что в рассматриваемом случае магнитная индукция вне магнита всегда имеет положительную составляющую в направлении внешней нормали поверхности s. Следовательно, для того, чтобы полученное равенство имело физический смысл, мы должны мыслить магнитный поток внутри магнита направленным в сторону внутренней нормали той же замкнутой поверхности s. Обозначим через $\Phi_{s0}$ поток, пронизывающий часть поверхности *s,* лежащую вне магнита, а через $\Phi_{s1}$ — поток, пронизывающий поверхность внутри магнита. Общий поток $\Phi_s$, выразится их суммой:

$$\Phi_s = \Phi_{s_0} + \Phi_{s_1}.$$

На основании (5) имеем:

$$\Phi_{s_0} + \Phi_{s_1} = 0,$$

$$\Phi_{s_0} = -\Phi_{s_1}.$$

Знак минус говорит нам о различной ориентировке этих двух составляющих потока относительно нормали к поверхности. Составляющие эти равны по абсолютной величине.

Итак, мы получили математическое обоснование вывода, сделанного Фарадеем в результате ряда его опытов:

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

[3]) ***Maxwell, Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II. § 402.***

**§ 7. Формулировка закона электромагнитной индукции.**

Фарадей, открывший в 1831 году явления электромагнитной индукции, в XXVIII серии своих „Опытных Исследований по Электричеству" в § 3115 устанавливает следующее основное положение: „... количество электричества, протекшее по цепи (индуктированного) тока, прямо пропорционально числу перерезанных (этой цепью) магнитных линий.

55

Еще в I серии своих „Исследований" Фарадей в § 213 устанавливает 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, доказывается, я полагаю..." (далее следует ссылка на ряд опытов с различными проводящими материалами).

Таким образом, мы можем в следующем виде представить *основной закон электромагнитной индукции:*

q=-N/r. (6)

Здесь *q* — количество электричества, протекшее в течение некоторого промежутка времени через любое поперечное сечение контура, проводящего индуктированный ток, *N*—число магнитных линий, перерезанных контуром в это время, и r—электрическое сопротивление контура. Знак минус (-) мы вводим в соответствии с данными непосредственного опыта, в целях соблюдения правила, связывающего положительное направление тока в контуре с положительным направлением магнитного потока, пронизывающего контур (правило штопора). При этом числу *N* будем приписывать положительные значения в случае, когда процесс перерезывания магнитных линий влечет за собою увеличение магнитного потока, сцепляющегося с контуром проводника, и отрицательные значения в противном случае.

Пользуясь соотношением (6), легко можно найти выражение для индуктированной ЭДС. Действительно, беря производные от обеих частей равенства (6) по времени, имеем:

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{1}{r} \cdot \frac{dN}{dt}.$$

Так как;

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

где i—сила тока, то получаем:

*ri=dN/dt.*

Но *ri* представляет собою не что .иное, как ЭДС, расходуемую в данном случае на преодоление сопротивления цепи, именно:

*ri=e.*

На основании этого окончательно можем написать:

e=-dN/dt, (7)

56

т. е. *электродвижущая сила, индуктируемая в некотором контуре, не зависит от вещества, формы и размеров проводника, из которого контур состоит. Эта ЭДС зависит исключительно от скорости перерезывания магнитных линий контуром.*

Так как настоящая 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 индукции тока, в дальнейшем мы будем соотношение

$E=-dN/dt$

называть фарадеевской формулировкой закона электромагнитной индукции.

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 закона сохранения энергии. Во всех этих работах авторы пришли к выражению индуктированной электродвижущей силы в виде производной повремени 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, охватываемом данным контуром (сцепляющимся с данным контуром). Таким образом, предложенная Максвеллом формулировка закона электромагнитной индукции гласит:

$e=-d\Phi/dt,$ (8)

где e — индуктированная в данном контуре ЭДС, а $\Phi$ — полный магнитный поток, сцепляющийся с контуром.

С математической точки зрения преобразование первой формулировки (фарадеевской) во вторую (максвелловскую) представляет собою не что иное, как преобразование линейного интеграла, распространенного по замкнутому контуру, в поверхностный интеграл, распространенный по площади, ограниченной контуром. При этом следует иметь в виду, что такое преобразование одного интеграла в другой имеет смысл и возможно *только при условии,* что рассматриваемый контур не претерпевает никаких изменений,



нарушающих его непрерывность, как строго определенного контура. Только в этом случае обязательно всегда будет:

$dN=d\Phi,$

и мы можем написать:

$e=-dN/dt=-d\Phi/dt.$

Если же условие о непрерывности и неизменности контура электрической цепи не выполняется, то соотношение

$-dN/dt=-d\Phi/dt$ может и не иметь места.

***[1]) Faraday, Exp. Res., 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. .."***

***[1]) Faraday, Experimental Researches in Electricity, Vol. III, § 3115. .... the quantity of electricity, thrown into a current is directly as the amount of curves intersected".***

**§ 8. Вопрос об условиях тождественности фарадеевской и максвелловской формулировок закона электромагнитной индукции.**

Указанный вопрос имеет весьма важное значение для правильного понимания того, что происходит во всех электромагнитных механизмах. Недостаточно отчетливое понимание существа дела нередко приводило к серьезным недоразумениям. Бывали примеры того, что весьма опытные электрики, работавшие над расчетом электрических машин, ошибались, утверждая, что формулировки, данные Фарадеем и Максвеллом, выражают собой два различных физических явления.

Спор, между прочим, однажды возник по поводу процесса индуктирования ЭДС в зубчатых арматурах электрических машин. Якори электрических машин в первоначальных конструкциях представляли собой, как известно, гладкие железные цилиндры, на поверхности которых по образующим укладывались составлявшие обмотку провода (схематический рис. 12).

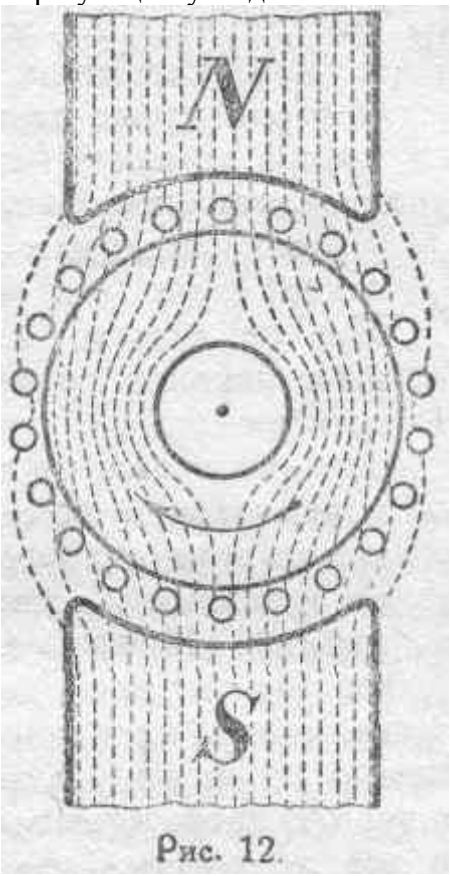


Рис. 12.

При вращении якоря в магнитном поле эти проводники резали магнитные линии, причем величина индуктированной ЭДС обычно определялась при расчете числом пересечений в 1 секунду, т. е. применялась формула (7):

$e=-dN/dt.$

Однако, механические усилия, приложенные к проводам обмотки, особенно в случаях коротких замыканий и т. п. ненормальных режимов, оказывались при таком расположении обмотки настолько значительными, что вопрос о креплении ее на барабане якоря представлял большие практические трудности. С развитием динамо-строения техника выработала новый тип якорей, так называемые зубчатые арматуры, в которых проводники обмотки укладываются во впадинах барабана (рис. 13).

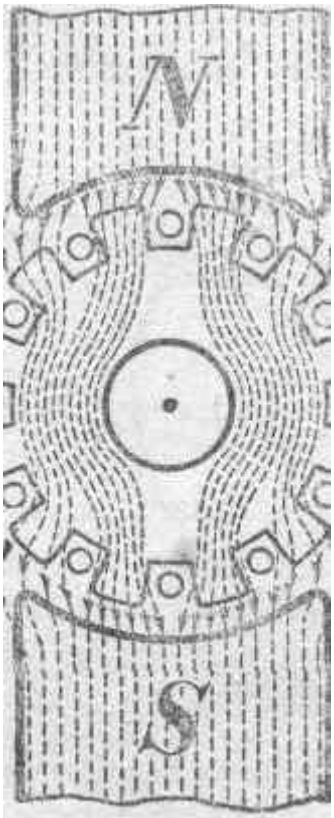


Рис. 13.

При такой конструкции якоря магнитный поток, входя в якорь, не распределяется равномерно по его окружности, а вследствие большей магнитной проводимости железа направляется главным образом через зубцы. Проводники же,



утопленные во впадинах, оказываются при этом в магнитном поле, в сотни раз более слабом, чем в случае гладкой арматуры. Казалось бы, что движение проводников, находящихся в очень слабом магнитном поле, должно сопровождаться незначительным числом пересечений этих проводников магнитными линиями, а следовательно, и незначительной величиной индуктированной ЭДС. Опыт, однако, показывает, что, при прочих равных условиях, машина с зубчатой арматурой дает в точности такую же ЭДС, что и машина с гладким якорем. Это именно обстоятельство в свое время и вызвало большие споры и разногласия в среде электротехников. Для объяснения создавшегося противоречия некоторыми было даже выдвинуто следующее положение: в случае зубчатой арматуры ЭДС индуктируется не в силу пересечения проводниками магнитных линий (что якобы в этом случае почти не имеет места), а вследствие изменений потока, пронизывающего витки якоря, и что величину ЭДС в этом случае надо рассчитывать *по* формуле (8):

$e=-d\Phi/dt.$

Одним словом, делались указания, будто бы две, приведенные нами выше формулировки закона электромагнитной индукции (7) и (8) выражают различные физические явления. Между тем подобное утверждение в корне неверно. Сущность процесса генерирования ЭДС в обоих случаях совершенно одинакова. Ниже, в § 14, мы подробнее разберем физический смысл экранирования проводников от магнитного поля (ослабления магнитного поля в непосредственной близости к проводнику — применением железной брони, роль которой

в рассматриваемом случае играют зубцы якоря). Пока же рассмотрим вопрос с чисто геометрической точки зрения и поясним то» что было сказано в § 7, а именно, что *всякое* изменение магнитного потока, охватываемого строго определенным контуром, может произойти *только* за счет пересечения контуром магнитных линий, причем число пересеченных линяй в точности равно изменению потока (напомним, что поток измеряется числом магнитных линий), т. е. всегда в случае строго определенного контура:

$\Delta\Phi = \Delta N$

Это утверждение непосредственно вытекает из принципа замкнутости магнитного потока. В самом деле, замкнутый неизменяемый электрический контур (а всякий контур электрического тока является замкнутым) и каждая связанная с ним магнитная линия, которая также всегда замкнута по своей природе, представляют собой как бы два связанных между собой звена цепи (см. рис. 14).

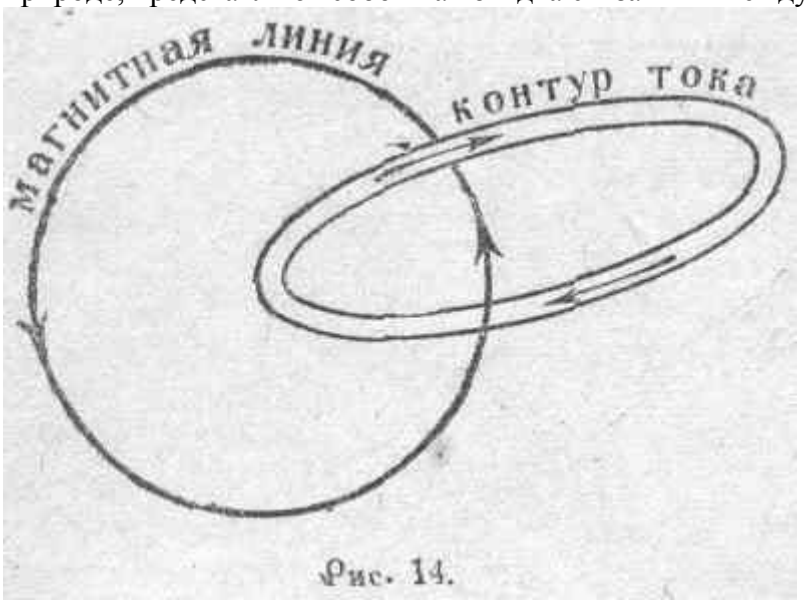


Рис. 14.

Мы не можем, не нарушая законов трехмерного пространства, расцепить эти два звена, не приведя их в интимное соприкосновение друг с другом, т.-е. не прибегая к „перерезыванию". Иными словами, мы не можем изменить величину магнитного потока, пронизывающего неизменяемый контур, ни на одну линию без того, чтобы эта линия не пересекала контура. В настоящее время это нам должно быть совершенно ясно. Но все же до сих пор время от времени появляются работы, основанные на непонимании универсальности и непреложности принципа замкнутости магнитного потока и поэтому естественно приводящие авторов к парадоксальным результатам. Между тем осознание этого принципа совершенно необходимо при рассмотрении процессов, происходящих в электромагнитных механизмах.

Итак, обе формулировки закона электромагнитной индукции (7) и (8) в случае строго определенного и неизменного контура тока совершенно тождественны и выражают собой один и тот же физический процесс. Существование двух формулировок объясняется тем, что на практике в различных случаях мы видим более отчетливо то одну, то другую сторону этого процесса. В приведенных выше примерах, в случае гладкой арматуры, мы имеем явное пересечение проводником магнитных линий, а в случае зубчатого якоря явление пересечения замаскировано, и на первый план как будто бы выступает эквивалентное ему явление изменения потока, охватываемого контуром.



**§ 9. Случай изменяемого контура.**

В качестве еще одного примера приведем опыт, проделанный автором настоящей книги в 1901 году с целью уяснения основного закона электромагнитной индукции.

Было взято железное кольцо *A* с равномерно распределенной на нем обмоткой из некоторого числа витков изолированной проволоки (рис. 15), через которую пропускался электрический ток от батареи.

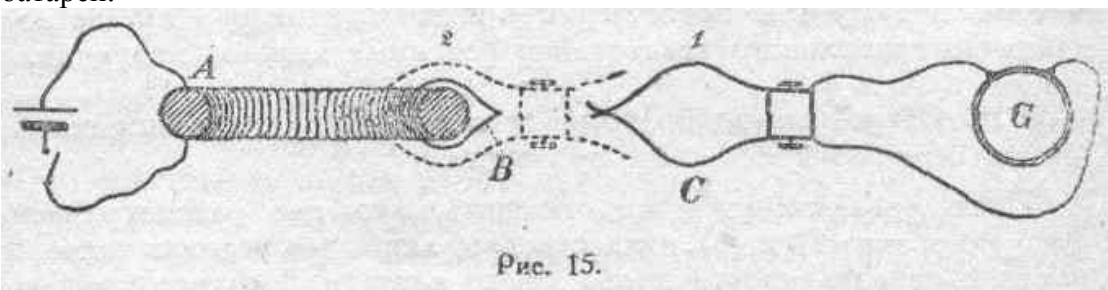


Рис. 15.

Так как в данном случае мы имеем симметричный кольцевой соленоид, то все магнитные линии расположены, как известно, внутри него. На кольцо был надет медный челнок *B* указанной на чертеже формы, электрически не связанный с основной цепью соленоида. Второй контур составлялся из баллистического гальванометра с двумя проводниками, заканчивающимися двумя пружинящими контактными пластинами в виде щипцов *C*. В первом положении эти контакты замыкали контур гальванометра на себя. В этом положении с контуром гальванометра не связан никакой магнитный поток. В дальнейшем контакты надвигались на челнок, и,

таким образом, получалась возможность, не разрывая электрически цепи гальванометра, простым продвижением челнока между контактными пластинами ввести в контур цепи магнитный поток соленоида (положение 2). Опыт должен был ответить на вопрос, возникнет ли, индуктированная ЭДС при таком введении магнитного потока в контур гальванометра. Казалось бы, что изменение магнитного потока, связанного с контуром ($\Delta\Phi\neq0$), должно вызвать возникновение ЭДС. Однако, при осуществлении опыта гальванометр не дает никакого отклонения. Не трудно убедиться, что его и :не должно быть. В самом деле, постановка опыта такова, что при :внесении соленоида в контур гальванометра, *пересечение магнитных линий проводником не имеет места.* Что же касается кажущегося изменения магнитного потока, связанного с контуром, то необходимо :помнить, что Максвелл в своей формулировке закона электромагнитной индукции имел в виду *неизменяемый* контур, ибо только в этом случае, как указано выше, возможен математический переход

-от формулы (7): $e=-dN/dt$ к формуле (8): $e=-d\Phi/dt$

В обстановке произведенного опыта контур гальванометра не является неизменным, в чем не трудно убедиться, рассмотрев схему



рис. 16, по существу совершенно аналогичную схеме поставленного опыта. Ясно, что поочередное замыкание и размыкание ключей 1 и 2 вполне соответствует выведению соленоида из контура гальванометра или введению его в этот контур при помощи челнока.

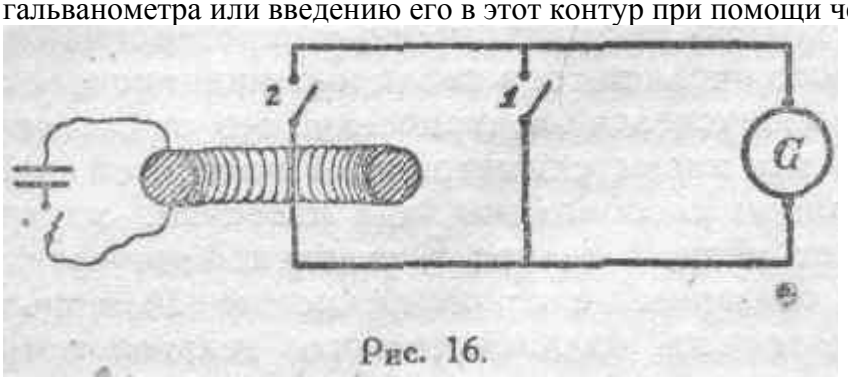


Рис. 16.

В то же время изменение контура во втором примере выступаем с совершенной очевидностью. Подобная подмена контура нередко встречается при постановках различных опытов, имеющих

целью то или иное использование явления электромагнитной индукции и приводящих к недоразумениям в случае недостаточно правильного трактования основных законов индукции.

**§ 10. Общий вывод по вопросу о законе электромагнитной индукции.**

Итак, чрезвычайно важно помнить, что две рассматриваемые формулировки (7) и (8) тождественны лишь при условии непрерывности и определенности проводящего контура. В случае каких-либо переключений в этом контуре тождество формулировок (7) и (8) может и не иметь места. При этом фарадеевская формулировка (7):

$e=-dN/dt$ является как бы более универсальной. Она приложима независимо от того, есть ли коммутация в рассматриваемой цепи или нет. Во всех сложных случаях электромагнитной индукции тока мы обычно легче разбираемся, обращаясь к первичной формулировке Фарадея. Он мыслил индукцию как результат непосредственного взаимодействия магнитного потока и проводящего контура, т. е. как результат пересечения магнитного потока проводником. Если мы это пересечение имеем — есть и ЭДС индукции. Если пересечения нет — нет и ЭДС, не может быть и индуктированного тока в замкнутом контуре. Сказанное отнюдь не имеет целью умалить значение максвелловской формулировки (8): $e=-d\Phi/dt$. Последняя представляет собою совершенно точное выражение индуктированной ЭДС, приложимое ко всем случаям, когда мы имеем дело с определенным неизменяемым контуром. Весьма часто максвелловская формулировка оказывается при математическом анализе явлений даже более удобной, чем формулировка фарадеевская. Но всегда, во всех электромагнитных устройствах, в которых мы имеем дело с какими-либо изменениями в области расположения магнитного потока, внимательное рассмотрении схемы и анализ физического процесса неминуемо должны приводить нас к картине относительного движения проводника и магнитных линий и так называемого „пересечения" их проводником. Это — необходимое следствие из принципа замкнутости магнитного потока.



**§ 11. О преобразованиях магнитного потока.**

Во всех без исключения электромагнитных механизмах (динамомашинах, электродвигателях и т. п.) всегда вообще, когда мы имеем дело с преобразованием механической энергии в энергию электрического тока или обратно, а также с перераспределением или изменением запаса энергии, связанной с наличием магнитного потока, — во всех этих случаях мы встречаемся с какими-либо изменениями конфигурации магнитного потока в целом ила в отдельных частях системы. В справедливости этого утверждения мы с несомненностью убеждаемся при тщательном обследовании электромагнитных процессов. Всякое изменение конфигурации магнитного потока мы будем называть *преобразованием магнитного потока.*

Из всего комплекса фарадеевских представлений о магнитных. линиях особо существенное значение имеет представление об их непрерывности. Как было выше разъяснено (§ § 4, 5 и 6), магнитные линии всегда образуют обязательно замкнутые контуры. Каждый элемент магнитного потока, т.-е. каждую магнитную линию, мы должны мыслить, как замкнутый контур, ни в коем случае не могущий быть прерванным. Эту замкнутую магнитную линию мы должны сверх того мыслить, как весьма эластичную нить, могущую претерпевать какие угодно деформации и изменения, но только не разрыв. Концов магнитной линии мы не можем себе представить, и, насколько нам известно, в природе их не существует.

Итак, строго придерживаясь воззрений Фарадея, мы должны принять, что, какие бы превращения магнитная линия ни претерпевала, она всегда непрерывна и контур ее неизменно сохраняется замкнутым.

Отметим между прочим, что магнитные линии в отношении непрерывности ведут себя подобно замкнутым вихревым нитям. Гельмгольца, представляющим собой контуры,

которые никаким способом не могут быть, разорваны. Как известно, вихревою нитью в какой-либо жидкости называется совокупность частиц жидкости, заключающаяся в некотором объеме трубчатой формы с чрезвычайно малым сечением и вращающаяся вокруг оси этого трубчатого элемента объема. Гельмгольц подверг математическому обследованию свойства вихревых нитей и показал, что в идеальной жидкости, т.-е. в жидкости без внутреннего трения, вихревая нить может существовать только или в виде замкнутого кольца, или же заканчиваясь на границах данной идеальной жидкости. В безграничной идеальной жидкости возможны только замкнутые вихревые кольца, которые, следовательно, никоим образом не могут быть разрезаны. Вместе с тем, по Гельмгольцу, такие вихревые кольца, раз возникшие в идеальной жидкости, абсолютно неуничтожаемы. Вдоль оси всякой вихревой нити существует стремление к сокращению, или тяжение, а в поперечном направлении — стремление к расширению, или давление на окружающие участки среды. Все это в значительной степени соответствует известным нам свойствам



магнитных линий. Сверх того, серьезным доводом в пользу признания за этим соответствием чего-то большего, чем простая аналогия, служит, по мнению Максвелла, открытое Фарадеем явление магнитного вращения плоскости поляризации, свидетельствующее о существовании в магнитном поле какого-то вращения вокруг осей, совпадающих с силовыми линиями этого поля, В виду изложенного Максвелл в ряде своих работ, посвященных вопросу о природе магнитного поля и явлений, в нем наблюдаемых, рассматривал магнитные линии, как вихревые нити в некоторой идеальной среде. Представление о ней мы можем связать с идеей „мирового эфира". Хотя в последнее время в науке и проявлялась тенденция отрешиться от понятия „мировой эфир", тем не менее идея эта продолжает оставаться весьма полезной и даже совершенно необходимой в целом ряде случаев и, в частности, когда мы строим предположения о вероятном механизме электромагнитных явлений.

При преобразованиях магнитного потока в целом ряде случаев 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 два обособленных замкнутых же магнитных звена, либо, обратно, соединение двух обособленных магнитных звеньев в один общий замкнутый контур. Подобного рода преобразования магнитных линий были рассмотрены в свое время Фарадеем, и он описывает их в III томе „Опытных Исследований по Электричеству". В следующих параграфах, данных здесь в переводе, довольно определенно выражено мнение Фарадея по этому поводу, явившееся результатом длительного и тщательного изучения физических свойств магнитного поля.

3226. „Силовые линии различных магнитов, в случае благоприятного расположения их друг относительно друга, соединяются (сращиваются)".

*С* 3227. „При этом соединении не имеет места какое бы то ни было возрастание активности линий; поток между двумя сближаемыми полюсами обладает тою же активностью (в отношении индуктивных действий), как и совокупность линий, исходящих из полюса постоянного магнита, когда мы имеем дело лишь с ним одним (3217)...".

3230. „Линия магнитной силы, рассматриваемая как замкнутая цепь (3117), проходит в своем протяжении через оба магнита, когда они располагаются так, что действуют друг на друга в благоприятном смысле, т.-е. когда их линии сближаются и соединяются. Соединение это не есть прибавление одной силовой линии к другой в *отношении активности,* но оно представляет собою их объединение в общую цепь".

3294. Сближение магнита с магнитом и все, что этим обусловливается (3218), происходит в полной гармонии, насколько я мог обнаружить, с идеей о физической линии магнитной силы...". Итак, при

анализе ряда конкретных случаев таких преобразований мы будем руководствоваться взглядами Фарадея на характер этих процессов. Основным моментом в непрерывном пре-


образовании одной замкнутой магнитной линии в два обособленных магнитных звена или в обратном преобразовании двух магнитных звеньев в один общий контур является момент контакта двух участков магнитных линий противоположного направления. В месте контакта происходит как бы нейтрализация двух противоположных магнитных состояний среды, сопровождающаяся исчезновением магнитного состояния в точке контакта и преобразованием первоначальной конфигурации магнитных линий в новую. Момент контакта соответствует неустойчивому состоянию системы, подобно тому как в случае слияния или разделения двух капель жидкости мы встречаемся также с неустойчивым состоянием и именно в момент контакта. От этого неустойчивого состояния система стремится перейти к устойчивому в ту или другую сторону от состояния контакта, в зависимости от общего направления процесса преобразования.

Проследим теперь отдельные стадии интересующего нас процесса преобразования магнитных линий. Рассмотрим два постоянных подковообразных магнита (рис. 17), расположенных сначала вдали один от другого, т. е. допустим при этом, что расстояние между линиями $A_1B_1$ и $A_2B_2$ очень велико.

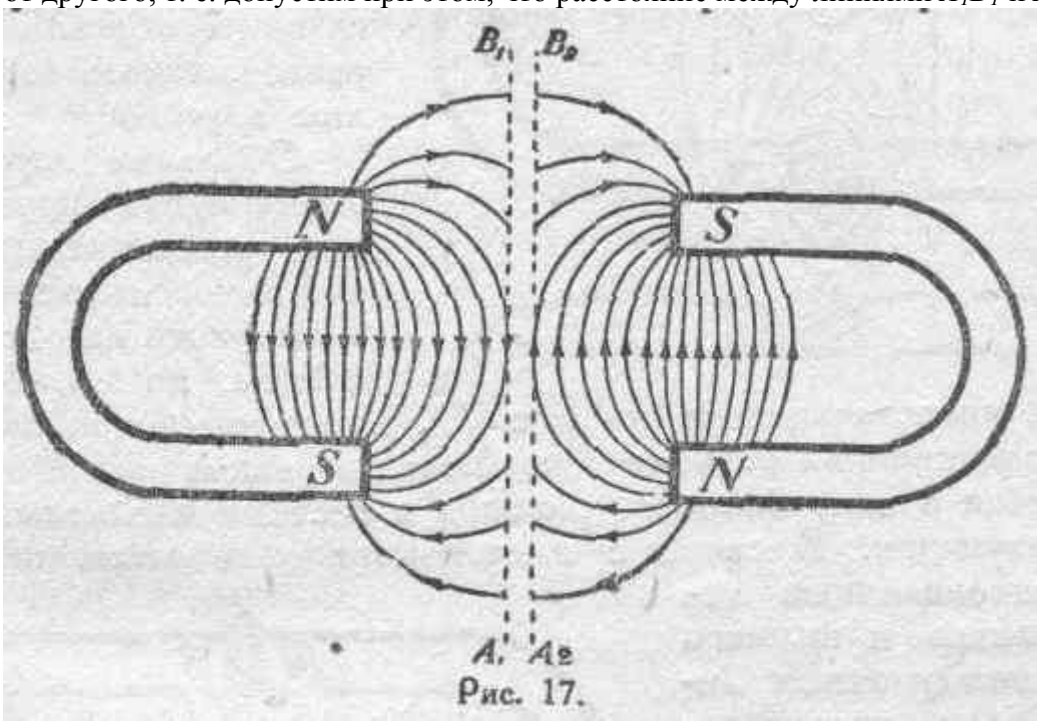


Рис. 17.

В таком случае мы имеем два обособленных магнитных потока, каждый из которых связан с соответствующим магнитом. Магнитные линии, исходящие из северного полюса одного из магнитов, направляются к южному полюсу того же магнита. Расположение полюсов на рис. 17 намеренно взято таким, что в одном магните между полюсами магнитные линии идут сверху вниз, а в другом — снизу вверх. Будем теперь сближать магниты. Противоположно направленные магнитные линии двух потоков в процессе сближения будут, по Фарадею, находиться в условиях „благоприятных" для слияния и в своем стремлении слиться они будут взаимно притягиваться, приходя попарно в контакт одна с другой. В месте контакта происходит слияние двух магнитных линий, образующих до этого каждая свой особый замкнутый контур, в один общий контур, проходящий через

оба магнита. На рис. 18 схематически представлена картина расположения магнитных линий в случае, когда магниты несколько сближены.

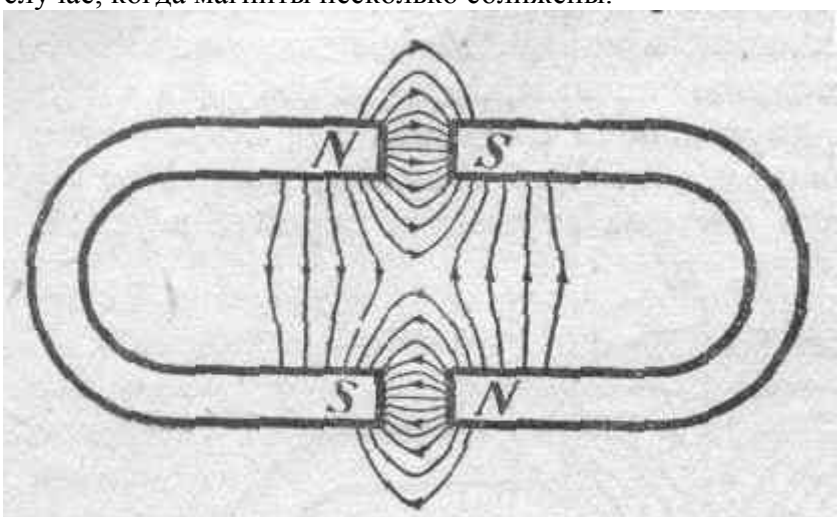


Рис. 18.

Часть магнитных линий двух обособленных потоков уже претерпела преобразование и слилась, образовав общие контуры, часть же сохранила еще свою самостоятельность и попрежнему соединяет полюсы одного и того же магнита. При дальнейшем сближении магнитов мы должны притти *к* пределу такого рода преобразований (рис. 19).

Рис. 19.

Почти все магнитные линии сольются: исходя из северного полюса одного магнита, они направляются главным образом в близ расположенный южный полюс другого.

Обратные преобразования будут происходить при раздвигании магнитов: от расположения, изображенного на рис. 19, мы дойдем до наибольшего удаления, представленного на рис. 17. При этом пучок магнитных линий, соединяющих разноименные полюсы разных магнитов, будет расширяться в силу бокового распора в системе магнитных линий, его образующих. В связи с этим начнут сближаться противоположно направленные линии верхнего и нижнего пучков, между этими линиями будут последовательно происходить контакты и слияния в новые комбинации из отдельных частей замкнутых магнитных линий, образовывавших до того общие для двух магнитов контуры.

В результате мы будем иметь восстановление двух первоначальных обособленных магнитных потоков. Рис. 18 мы можем рассматривать теперь как промежуточную стадию этого обратного преобразования, а рис. 17 иллюстрирует окончательный результат. Итак, контур магнитной линии может претерпевать всякого рода деформирования и преобразования вплоть до отделения новых замкнутых магнитных линий или, обратно, контур данной магнитной линии может сливаться с контуром другой магнитной линии и в результате образовывать единый контур, и все это происходит без каких бы то

ни было нарушений непрерывности магнитных линий, т. е. без их разрывов, без обнажения их концов.
Аналогию этому можно привести и из области электрических цепей. Действительно, всякий замкнутый контур постоянного тока


можно *без перерыва тока и даже без всякого изменения тока* преобразовать в два отдельных и электрически совершенно не связанных проводящих контура, если только в основном контуре есть хотя бы две точки, между которыми разность потенциалов равна нулю. Это практически может иметь место, если в основном контуре тока существуют хотя бы два независимых источника электродвижущей силы, действующие в контуре в одну и ту же сторону. Подобрав надлежащим образом сопротивление отдельных частей цепи, всегда можно получить искомые две точки. Коротко соединяя эти две точки между собою, мы ни в малейшей степени не изменим силы тока в какой бы то ни было части рассматриваемой системы. Но при этом мы по существу будем уже иметь два независимых контура, лишь соприкасающиеся в одной общей точке и могущие совершенно разделиться при соответствующем разрезании проводов в этой точке. В то же время электрические токи, протекающие по этим двум контурам, остаются неизменными и ни на момент не прекращающимися. Подобным образом можно осуществить *непрерывное преобразование* некоторого контура тока в два независимых и не связанных друг с другом контура с токами. В случае сверхпроводящего контура такое преобразование может повторяться сколь угодно большое число раз, так как все точки сверхпроводящей цепи, некоторой протекает постоянный электрический ток, всегда имеют один и тот же потенциал. И обратно: путем непрерывного преобразования *без* изменения сил токов можно слить сколь угодно большое число электрических цепей, по которым протекают токи одной и той же силы, в один общий контур.
Повидимому, в рассматриваемых случаях преобразования магнитных линий и электрических токов происходит нечто подобное разделению и слиянию струй в материальной жидкости, где из замкнутого контура основной струи может выделиться новый замкнутый контур самостоятельной замкнутой струи, а также может произойти обратное воссоединение этих струй при полном сохранении непрерывности движения жидкости: всякая частица жидкости, участвующая в движении, может во все время преобразования струй продолжать свое движение, ни на момент не останавливаясь. В качестве иллюстрации к сказанному можно предложить такого рода эксперимент. Представим себе вместо подковообразных магнитов две трубки такой же формы с помещенными внутри них пропеллерами. Вся система располагается в сосуде с водой. Надлежащим образом согласованное вращение двух пропеллеров создает поток воды общий для двух трубок: струи этого потока будут замыкаться между концами обеих сближенных трубок, как показано на рис.20.

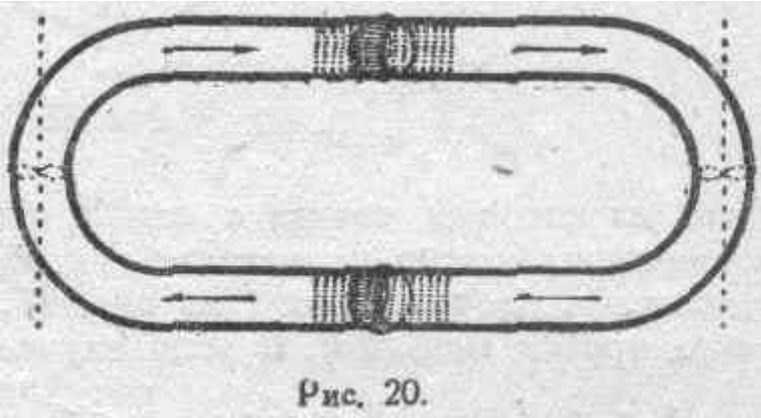



Рис. 20.

Начнем затем удалять подковообразные трубки одну от другой, переходя в конце концов к расположению, представленному схематически на рис. 21. Во все время этого раздвигания, *без какого бы то ни было нарушения непрерывности движения любой частицы жидкости,* мы будем иметь такое преобразование струй, которое приведет нас к двум обособленным замкнутым потокам воды, каждый из которых связан с одной только трубкой. Описываемый эксперимент можно произвести и в обратном порядке, идя от расположения, изображенного на рис. 21, к состоянию полного сближения трубок (рис. 20).

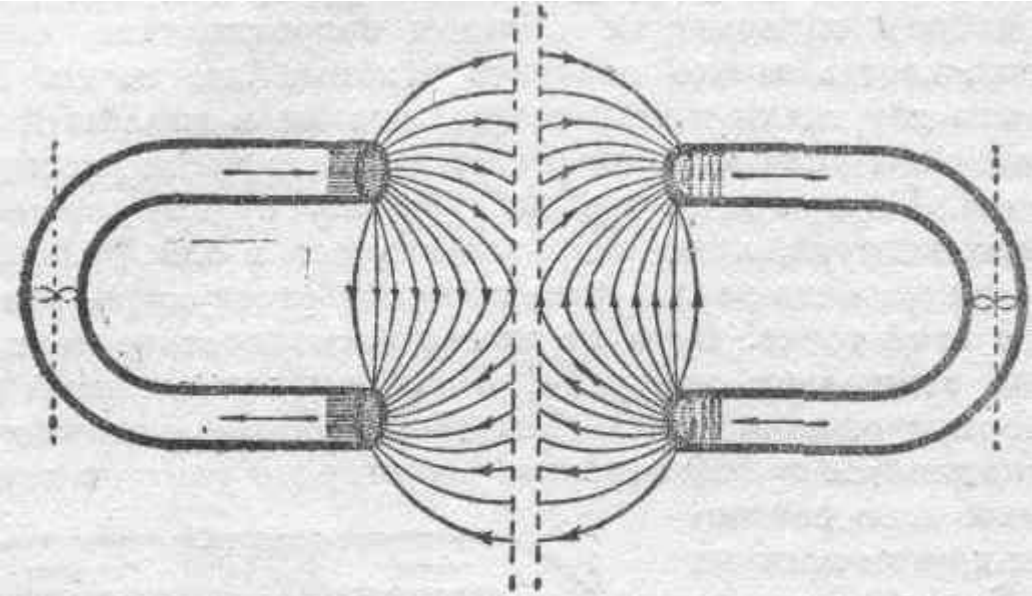


Рис. 21.

В этом случае произойдет обратное преобразование струй: из двух обособленных потоков воды мы получим один общий.

Рассмотрим еще общую схему преобразования магнитных линий, связанных с двумя сближенными витками, по которым текут токи одинакового направления. Как показано на рисунке 22, большая часть магнитных линий является общей для обоих витков.

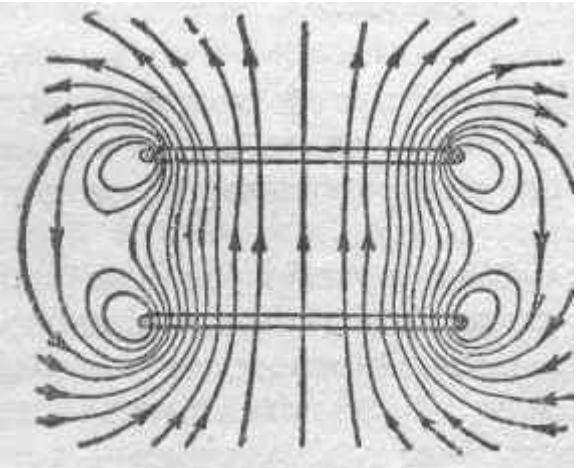


Рис. 22.

Будем раздвигать эти витки. Для большей наглядности сосредоточим внимание на какой-либо общей для обоих витков линии. На рис. 23 вверху схематически представлены следы двух раздвигаемых проводов, разрезанных плоскостью рисунка, и одна охватывающая их магнитная линия.

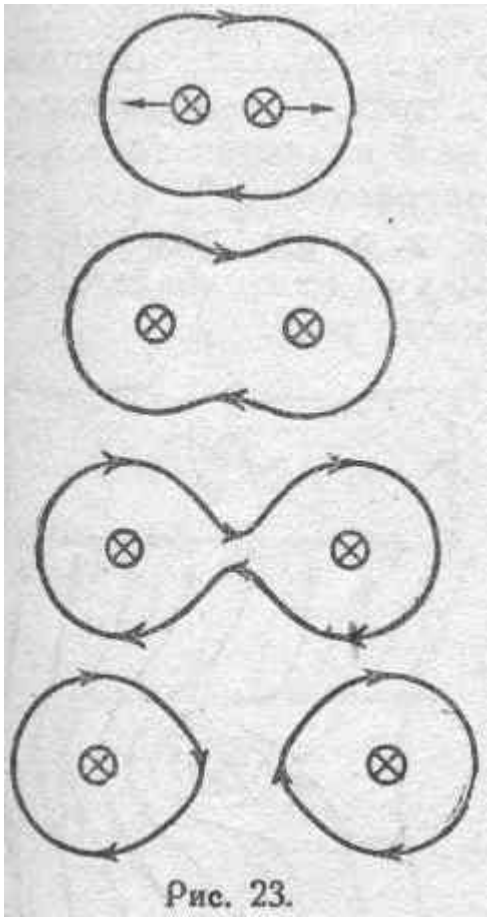


Рис. 23.

Ниже представлено деформирование магнитной линии в несколько продвинувшейся стадии. Противоположно направленные части одной и той же замкнутой магнитной линии в промежутке между проводами стремятся сблизиться. Еще ниже это сближение изображено в стадии, непосредственно предшествующей неустойчивому состоянию контакта и слияния в перехвате, за которым следует разделе-



ние исходной магнитной линии на два обособленных магнитных звена, сцепляющихся каждое со своим витком (рис. 23, внизу).

В конце концов, при достаточном раздвижении витков подобному преобразованию последовательно подвергнутся все магнитные линии, общие для обоих витков, и получатся два совершенно, обособленных магнитных потока, каждый из которых сцепляется только с одним витком.

При сближении проводников, несущих электрические токи одинакового направления, происходит обратное явление (рис. 24).

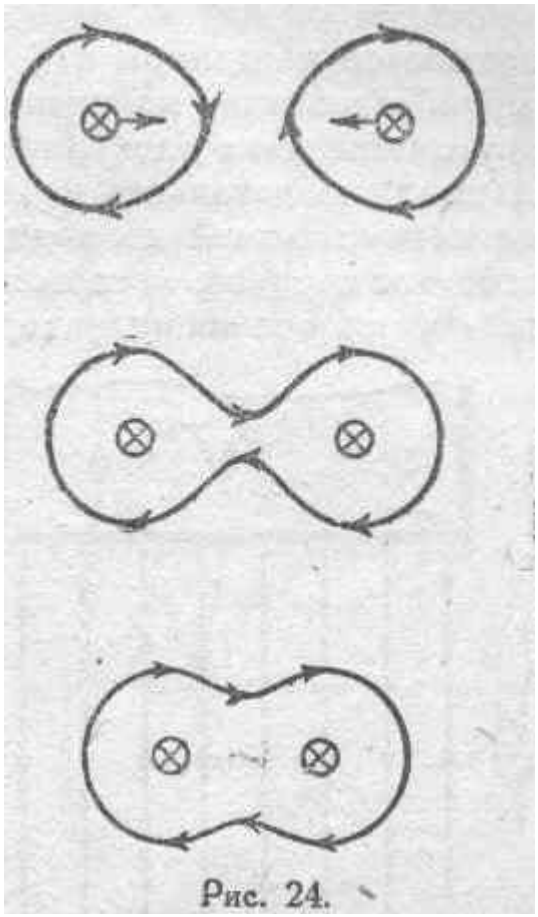


Рис. 24.

А именно, путем слияния двух замкнутых магнитных линий, изображенных вверху, образуется одна, сначала в виде восьмерки, затем она немедленно приобретает более устойчивую форму, бисквитообразную. При этом мы получаем магнитную линию, охватывающую оба проводника. Здесь опять мы не имеем дела с разрывом магнитных линий, а лишь с преобразованием их, основанном на слиянии.

Все рассмотренные выше схемы распределения магнитных линий в различных стадиях их преобразования (рисунки 17 — 24) в общем вполне соответствуют тому, что может быть получено либо путем магнитных спектров, либо путем аналитического решения вопроса о силовых линиях магнитного поля в каждом частном случае. Отметим при этом, что стадия контакта магнитных линий может быть без всяких затруднений обследована только аналитическим методом. Магнитные же спектры в этом случае не могут дать отчетливой картины, ибо как раз в месте контакта магнитная сила

в точности равна нулю, а вблизи этого места почти равна нулю, и, следовательно, в этой области отсутствует или почти отсутствует та ориентирующая сила, которая должна надлежащим образом располагать железные опилки.

**§ 12. Механизм перерезывания магнитных линий проводником.**

Основываясь на данном в § 11 общем анализе основных случаев преобразования магнитного потока, мы обратимся теперь к вопросу о механизме электромагнитной индукции тока и покажем, как надлежит представлять себе „перерезывание", или „пересечечение", магнитных линий проводником, т. е. как надлежит представлять себе тот процесс, который по Фарадею, является основной причиной генерирования индуктированного тока.

Рассмотрим движение проводника поперек внешнего магнитного поля. На рис. 25 схематически представлен магнитный поток, исходящий из северного полюса некоторой магнитной системы и входящий в южный.

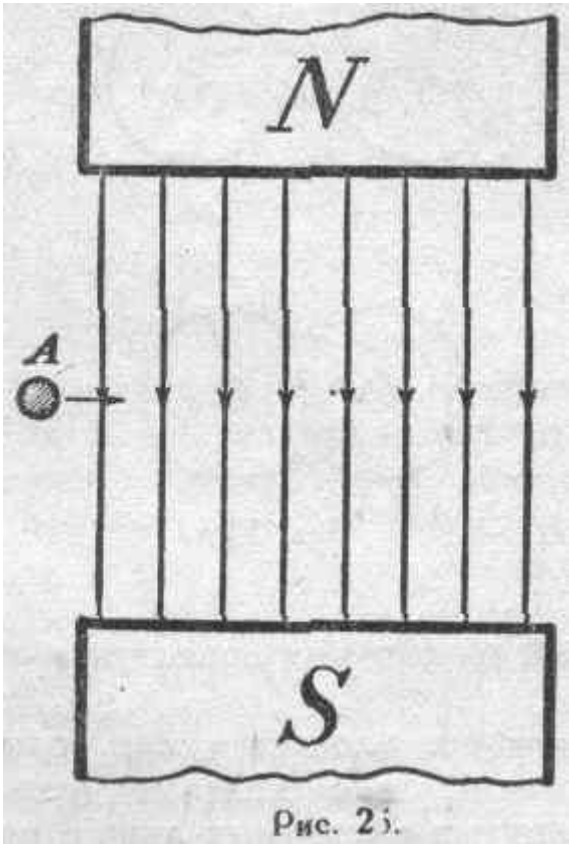


Рис. 25.

Пусть *A* представляет собою сечение прямолинейного проводника, перпендикулярного плоскости рисунка. Допустим, что этот проводник, двигаясь слева направо, как показано стрелкой, должен перерезать все магнитные линии поля. При этом могут быть два случая. Первый случай — проводник разомкнут, т. е. не входит в состав замкнутого проводящего контура. В этом случае, оставляя в стороне начальный момент, мы можем сказать, что в проводнике не будет поддерживаться индуктированный электрический ток, и мы имеем все основания представлять себе, что во время движения проводника поперек магнитного поля магнитное линии, нисколько не деформируясь, проходят



сквозь вещество проводника. Второй случай — проводник замкнут. Создаются условия для длительного прохождения по проводнику индуктированного электрического тока. В случае достаточной силы этого тока проводник может быть окружен непосредственно к нему

прилегающими кольцевыми магнитными линиями тока (рис. 26), причем направление этого тока будет в данном случае от нас за плоскость рисунка.

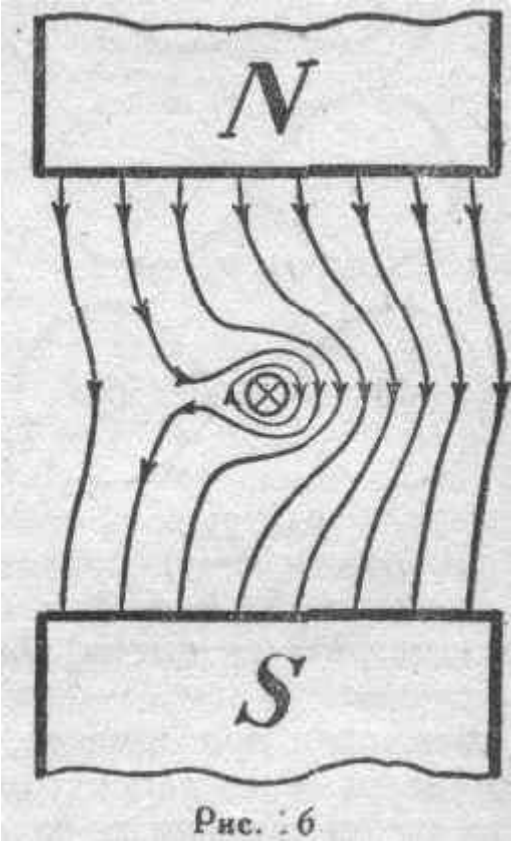


Рис. 26

В силу бокового распора между магнитными линиями, проводник с током оказывается как бы забронированным от проникновения внутрь него магнитных линий внешнего поля. Эти последние должны вследствие этого деформироваться при движении проводника, как показано на рис. 26, 27 и 28.

Последовательность явлений необходимо представлять себе в этом случае так: от схемы, изображенной на рис. 26, мы со „скачком" переходим к схеме рис. 27.

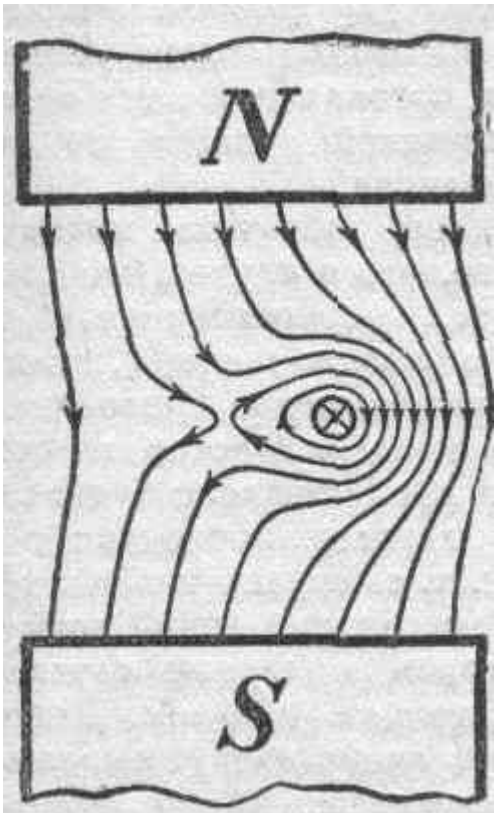


Рис. 27.

Стадия процесса, изображенная на этом рисунке, представляет момент отделения „отпочкования" от второй (слева) магнитной линии одного магнитного звена, которое оказывается нанизанным на проводник подобно другим магнитным линиям тока. Таким образом, вторая магнитная линия, бывшая справа от проводника, оказывается теперь слева. Той же участи последовательного деформирования, отпочкования и перекидывания справа от проводника налево подвергаются по очереди (рис. 28) все „перерезываемые" линии внешнего магнитного поля.

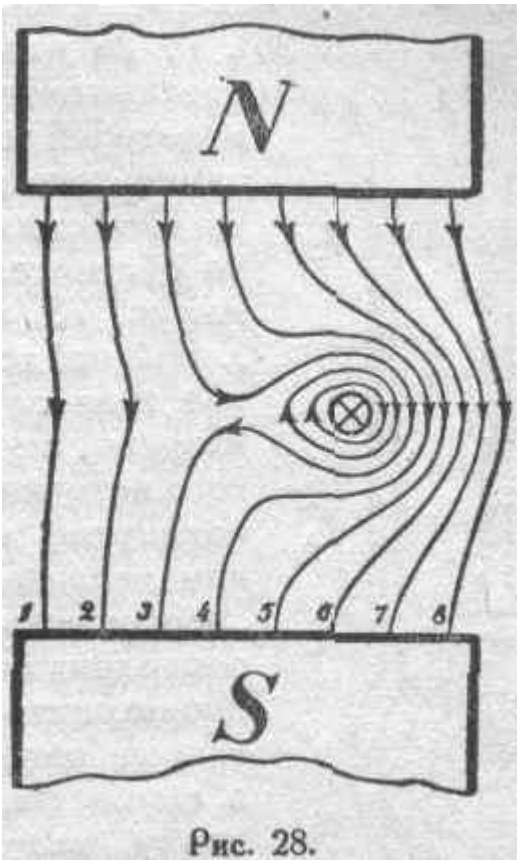


Рис. 28.

Так надлежит представлять себе в общем случае, *в полном соответствии с идеями Фарадея,* процесс „перерезывания" магнитного потока движущимся проводником, по которому идет индуктированный ток. Что в дальнейшем происходит с магнитными звеньями, нанизывающимися на проводник в процессе электромагнитной индукции тока, об этом мы скажем в главе V: „Природа электрического тока". Что же касается вопроса о самом возникновении индуктированного тока, т. е. о том, как совершается переход от картины, изображенной на рис. 25, к сложной схеме деформированного магнитного потока (рис. 26), то об этом пока можно только сказать, что повидимому, деформирование внешнего потока начинается вследствие некоторой механической реакции со стороны замкнутого проводника.

Необходимо еще обратить внимание на то обстоятельство, что в случае, изображенном на рис. 28, процесс преобразования магнитных линий пойдет в обратном порядке, если внешняя сила прекратит движение проводника слева направо, но ток поддерживается за счет другого источника, и предоставлено будет электромагнитной силе двигать проводник в обратном направлении, т. е. справа налево. Процесс „перерезывания" магнитных линий движущимся проводником с током в данном случае будет происходить следующим образом. Деформированные магнитные линии начнут выпрямляться, и самое это стремление их сократить свою длину, выпрямиться, именно и является, по Фарадею, причиной возникновения электромагнитной силы. Ясно, конечно, что по мере выпрямления, скажем, линии 3 и продвижения проводника с током справа налево находящаяся слева от проводника линия 2 начнет сближаться с некоторым магнитным звеном, нанизанным на проводник (рис. 27). На основании предыдущего понятно, что это сближение закончится слиянием этого звена с магнитной линией 2, которая при этом получит вид линии 3 на рисунке 28 и т. д. Одним словом, электромагнитный процесс, которым мы так широко пользуемся в электродвигателях, сопровождается снятием с токоведущего проводника магнитных звеньев, обязанных своим происхождением тому, что внешний генератор энергии возбуждает в цепи рассматриваемого проводника электрический ток. Энергия этого тока, расходуемая в электродвигателе, притекает извне от генератора к тому месту, где она преобразуется в механическую работу в процессе выпрямления деформированных магнитных линий, как это было выше указано.

Разберем еще один простейший случай преобразований магнитного потока в процессе электромагнитной индукции. Имеем (рис. 29) два параллельных проводника $A_1B_1$ и $A_2B_2$, составляющие части



двух замкнутых проводящих контуров.

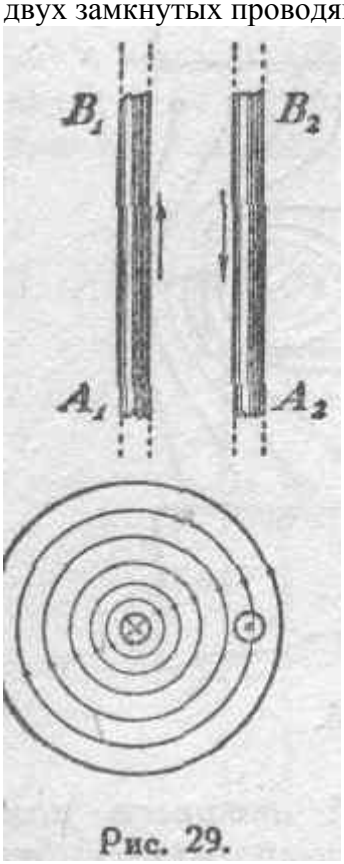



Рис. 29.

Как известно, при всяком изменении силы тока в первом из них, во втором возникает ЭДС. Эта ЭДС имеет такое направление, что ток, вызываемый ею, создает магнитный поток, стремящийся воспрепятствовать изменению силы тока в первом проводнике.

Рассмотрим случаи замыкания и размыкания первичной цепи. Стоя на точке зрения Фарадея и Максвелла, мы должны представлять себе, что основной энергетический процесс, характеризующий явление, которое мы называем электрическим током, имеет место не в самом проводнике, а в диэлектрике, его окружающем. Несомненно, далее, что когда мы имеем в какой-либо цепи электрический ток, то все, что происходит в самых отдаленных частях этой цепи, есть результат первичного процесса, имеющего место в генераторе. Мы имеем, вообще говоря, передачу энергии от генератора к приемнику и можем сказать, что энергия течет в этом направлении. Как именно течет, это — вопрос особый. Прежде уделялось преимущественное внимание тому, что происходит внутри проводника, и в связи с этим предполагалось, что электрическая энергия течет по проводникам подобно тому, как вода течет по трубам. В настоящее время мы признаем, что проводник играет лишь роль своего рода направляющей и что энергия передается по диэлектрику (известно, что мы имеем случаи передачи энергии и без проводов). Таким образом, появление магнитного поля в пространстве, окружающем проводник с током, можно рассматривать как результат притока Энергии от генератора к данному месту через диэлектрик, окружающий проводник. Во время установления электрического тока в проводнике мы имеем усиление магнитного поля вокруг него. Естественно предположить, как это и сделал Фарадей, что магнитные линии сначала появляются в непо-

средственной близости к проводнику и затем распространяются дальше: магнитные линии как бы раздуваются в радиальном направлении, заполняя пространство вокруг проводника. Это изменение диаметра контуров магнитных линий является одной из стадий преобразования магнитного потока в рассматриваемом случае. При замыкании первичной цепи и возникновении в ней тока, мы получим во втором проводнике *($A_2B_2$)* ЭДС как результат пересечения его круговыми магнитными линиями, удаляющимися от первого проводника. При направлении тока в проводнике *$A_1B_1$,* указанном на чертеже стрелкой, мы найдем направление кольцевых магнитных линий по правилу штопора. Направление ЭДС в проводнике $A_2B_2$ найдем, применяя правило трех пальцев правой руки и имея в виду движение проводника *$A_2B_2$ относительно* магнитных линий. Эта ЭДС и создаваемый ею ток будут иметь направление, указанное на чертеже стрелкой, т. е. обратное направлению тока, возникающего в проводнике .$A_1B_1$.

При размыкании тока в проводнике *$A_1B_1$* процесс исчезновения магнитного поля происходит, по Фарадею, так, как будто упругие



магнитные линии в процессе -.преобразования магнитного потока стягиваются к проводнику со слабеющим током. В этом случае проводник *$A_2B_2$* пересекается магнитными линиями в противоположном направлении, и по тому же правилу трех пальцев мы найдем, что индуктированная в нем ЭДС создает ток того же направления, что и в проводнике $A_1B_1$.

Говоря здесь о „пересечении" проводника магнитными линиями, мы под этим процессом должны понимать рассмотренный выше «процесс почкования магнитных линий, являющийся другой стадией

преобразования магнитного потока в данном случае. А именно, возникающая (рис. 30) или исчезающая (рис. 31) магнитная линия, соответственно раздуваясь или стягиваясь, встречает на своем пути проводник *$A_2B_2$,* В результате встречи с проводником она может деформироваться и, вообще говоря, образовывать охватывающую проводник петлю, обращенную внутрь, т. е. к оси магнитных линий, в случае возникновения первичного тока, и наружу—в случае его исчезновения (рис. 30 и 31).

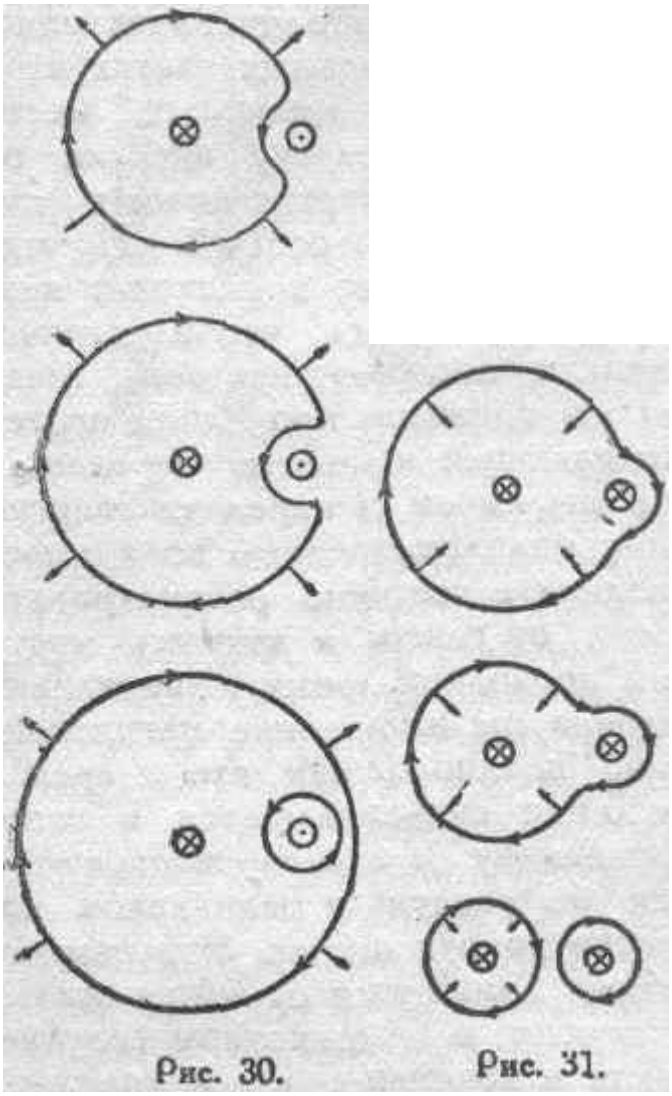


Рис. 30. Рис. 31.

В дальнейшем, в результате слияния петель в перехвате, основные магнитные линии восстанавливаются в первоначальной кольцеобразной форме, на проводнике же $A_2B_2$ остается отпочковавшееся магнитное звено. Направление магнитной линии, составляющей это звено, очевидно, определяется направлением магнитной линии, от которой это звено отпочковалось, и, в свою очередь, дает нам непосредственно направление индуктированного тока (правило штопора). Таким образом мы видим, что можно найти направление ЭДС и тока, возникающих в проводнике в результате электромагнитной индукции, и не применяя различных мнемонических правил (напр., правила трех пальцев). Вообще, в тех случаях, когда применение этих правил почему-либо затруднительно (напр., в случае сложности схемы), следует представить себе картину движения и почкования магнитных линий; направление магнитной линии, составляющей отпочковавшееся звено, дает нам в связи с основным правилом штопора непосредственно направление возникающего в проводнике индуктированного тока.



***[1]) Faraday, Experimental Researches in Electricity, Vol. 1, § 238.***

***[1]) Рисунки 26, 27 и 28 представляют собою по существу не что иное, как именно картину результирующего магнитного поля, получающегося от наложения поля тока на внешнее***

***магнитное поле. Такого рода картину в весьма полной форме дал Максвелл в своем „Трактате об электричестве и магнитизме" в приложении ко второму тому (см. таблицу XVII). То же, хотя и более грубо.***
***можно получить и при помощи железных опилков.***

**§ 13. Преобразования магнитного потока в трансформаторе.**

Рассмотрим теперь *явления, происходящие в трансформаторе.* Здесь мы имеем две обмотки, электрически между собой не связанные, намотанные на один общий железный сердечник. Ради упрощения схемы допустим, что первичная и вторичная обмотки разнесены возможно дальше одна от другой (рис. 32). При описании явлений, происходящих в данном случае, обычно говорят, что изменение тока в первичной обмотке вызывает изменение магнитного потока, пронизывающего вторичные витки, что и является причиной возникновения в них ЭДС. Такое описание совершенно правильно, и ЭДС можно рассчитывать по формуле:

$e=-d\Phi/dt.$

Ясно, конечно, что и формула

$e=-dN/dt$

в этом случае также может быть применена, так как и тут изменение магнитного потока, пронизывающего вторичную обмотку, сводится к пересечению магнитными линиями элементов этой обмотки. Рассмотрим подробнее физический процесс, происходящий в данном: случае. Действительно, при возрастании тока в первичной обмотке от 0 до максимальной величины магнитные линии, возникая у каждого отдельного витка первичной обмотки, в процессе преобразования магнитного потока почти все сливаются в один общий для всех ее витков магнитный поток, который, распространяясь в окружающем пространстве и устремляясь в железо сердечника (сплошная стрелка на рис. 32), пересекает все элементы вторичной обмотки.

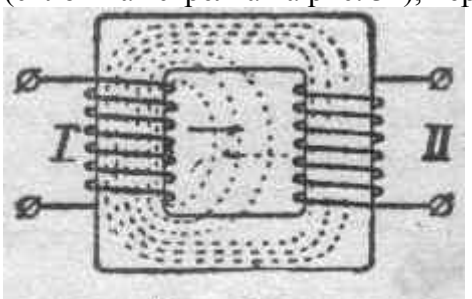


Рис. 32.

Тот же процесс преобразования магнитного потока, но в обратном порядке (пунктирная стрелка), имеем при убывании тока в первичной обмотке. Ясно, что это движение магнитных линий при усилении и ослаблении намагничивающего тока является причиной пересечения витков вторичной обмотки и в случае более близкого расположения обеих обмоток, как это обычно делается во всех трансформаторах. Наконец, при генерировании тока во вторичной обмотке трансформатора имеет еще место и рассмотренная в предыдущем параграфе стадия преобразования магнитного потока, состоящая в отпочковывании от первичного потока магнитных звеньев, нанизывающихся на элементы вторичной обмотки.

**§ 14. Роль магнитных экранов.**

Рассмотрим теперь некоторые примеры магнитного экранирования. Принцип непрерывности магнитных линий помогает нам разобраться в сущности явлений, происходящих в этих случаях.

В качестве первого примера возьмем магнитное экранирование, имеющее место, например, в зубчатых арматурах электрических машин (см. § 8). В этом случае зубцы экранируют утопленные во впадинах проводники, и последние находятся поэтому в сравнительно очень слабом магнитном поле. Однако, при прочих равных условиях, ЭДС, индуктированная в обмотках зубчатых арматур, в точности равна ЭДС, индуктированной в обмотках машин с гладким якорем. Рассмотрим указанное явление подробнее. Для упрощения рассуждений возьмем отдельный разомкнутый проводник, движущийся в магнитном поле (проводник перпендикулярен плоскости чертежа, рис. 33).

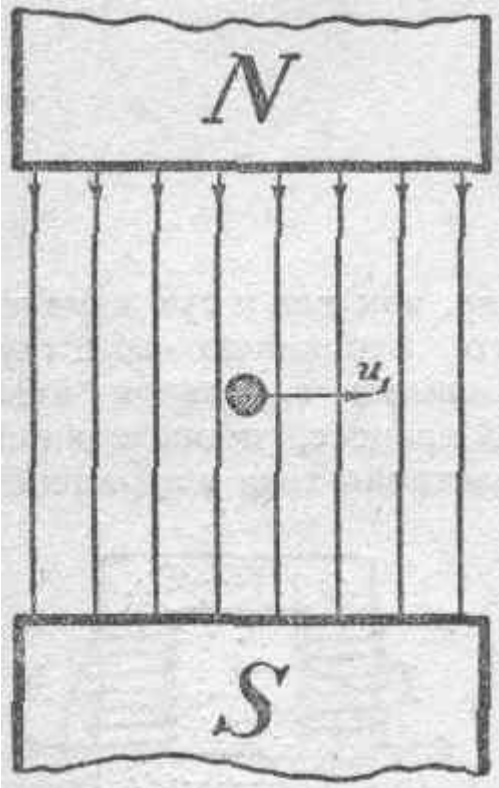


Рис. 33.

Пусть движение проводника происходит слева направо, перпендикулярно направлению поля и длине проводника, со скоростью $u_1$ в неподвижном магнитном поле. Если длина проводника есть $l$, то произведение $lu_1$ представит собою площадь, описанную при движении проводником в единицу времени; если далее $B_1$ — величина магнитной индукции, то число магнитных линий, пересеченных проводником в единицу времени, будет $B_1lu_1$, и для величины ЭДС будем иметь выражение:

$e=B_1lu_1$.

Чтобы яснее разобраться в явлении магнитного экранирования, нарисуем теперь приблизительную картину распределения магнитного поля в случае наличия экрана. Имеем то же самое магнитное поле, но проводник, движущийся с тою же видимою скоростью $u_1$, *в* данном случае окружен магнитной броней, т. е., например, помещен на всем протяжении поля в трубку из материала с большой магнитной проницаемостью μ (схематический рис. 34). Ясно, что броня изменит характер распределения магнитного потока, и общая однородность поля нарушится, так как вследствие большей магнитной проницаемости материала трубки последняя как бы втянет в себя магнитные линии как из участка поля вне трубки, так и из пространства внутри нее. Получится несомненное сгущение магнитного потока в стенках трубки и разрежение внутри нее, т. е. около проводника.

Применяя тот же прием расчета ЭДС, что и раньше, получаем:

$e=B_2lu_2$.

Здесь $B_2$ — величина магнитной индукции в пространстве около проводника в случае наличия магнитной брони; $u_2$—скорость движения проводника относительно магнитных линий, о величине которой мы пока ничего не знаем. Опыт показывает, что в случае одинаковой видимой скорости движения проводника ЭДС, индуктированная в нем, имеет в обоих случаях одну и ту же величину, т. е. мы имеем право написать:

$B_1 l u_1 = B_2 l u_2.$

Справедливость этого равенства подтверждается повседневным опытом. Но столь же очевидно, что в полости внутри брони магнитная индукция обычно в согни раз меньше, чем вокруг незабронированного проводника. На основании предыдущего равенства имеем:

$u_1 B_1 = u_2 B_2,$

а отсюда

$u_2/u_1 = B_1/B_2$ (9)

Так как $B_2$ во много раз меньше, чем $B_1$, то равенство (9) приводит нас к заключению, что скорость $u_2$ должна быть во столько же раз больше $u_1$. Однако, мы условились, что забронированный проводник движется с той же видимой скоростью, что и проводник без брони в первом случае. Получается парадокс, попытки объяснения которого заполняли в свое время страницы многих электро-технических журналов. Рассчитывая величину индуктированной ЭДС по формуле $e=Blu$, понимая под $B$ магнитную индукцию в полости внутри брони и под u—видимую скорость движения проводника в магнитном поле, получаем результаты, не соответствующие действительности. Для получения правильного результата расчетная скорость пересечения проводником магнитных линий ($u_2$) должна быть в случае наличия брони принята во столько раз большей, чем $u_1$, во сколько раз магнитная индукция слабее в полости внутри брони.

Отсюда мы приходим к заключению, что в случае брони мы имеем добавочную скорость встречного движения магнитных линий $\Delta u$, т. е.

$u_2 = u_1 + \Delta u.$

Появление добавочной скорости $\Delta u$ объясняется тем, что область внутри брони оказывается как бы, сравнительно слабо проводящей магнитные линии, и для того, чтобы все магнитные линии успели пересечь проводник за время его перемещения, необходима некоторая добавочная скорость их движения.

Рис. 34 и 35 схематически поясняют происходящий при этом процесс.

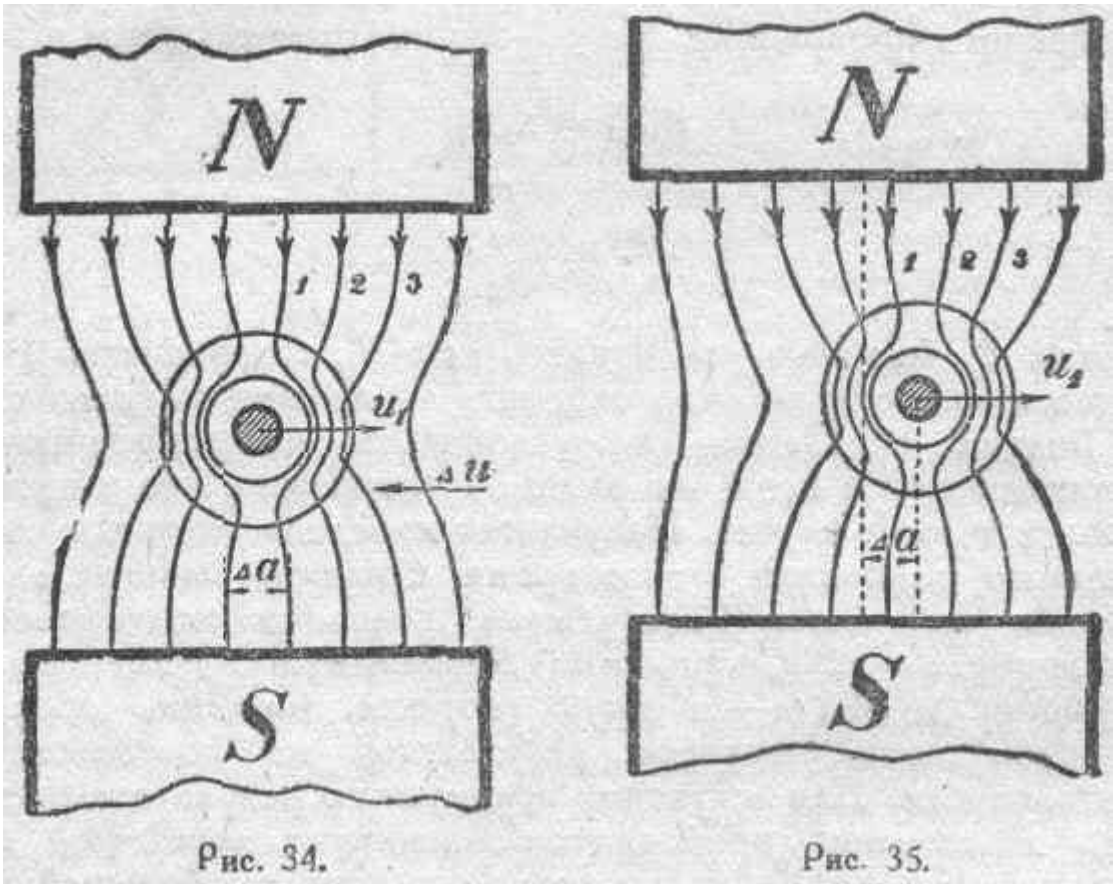


Рис. 34. Рис. 35.

Рассмотрим проводник в положении рис. 34. Магнитная линия № 1 при таком положении проводника проходит через правую часть сечения брони. Через некоторый промежуток времени, в течение которого проводник переместится на расстояние Да вправо, та же магнитная линия № 1 займет другое положение



и будет проходить через левую часть трубы (рис. 35), т. е. за тот же самый промежуток времени магнитная линия переместится влево на расстояние, приблизительно равное диаметру трубы. Ясно, что это может иметь место только в том случае, если магнитная линия будет иметь некоторую добавочную, встречную по отношению к движению проводника, скорость. Подобного рода добавочная скорость имеет место всегда, когда на пути движения какого-либо потока встречается местное сопротивление. Так, например, вода в реке, вместе сужения русла, получает добавочную скорость.

Для уяснения приведем еще одну аналогию, где механизм явления совершенно такой же. Представим себе некоторый цилиндр, заполненный водою (рис. *36,* I).

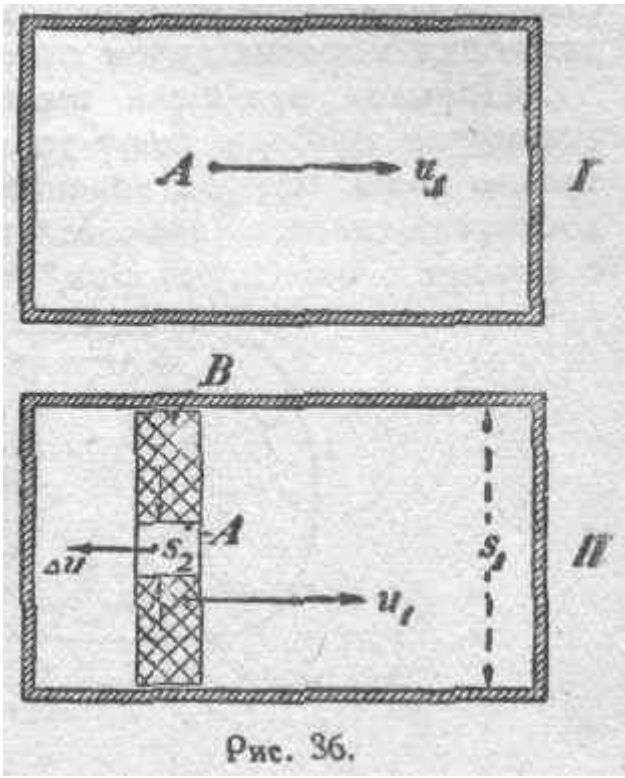


Рис. 36.

Пусть некоторая точка *A* движется вправо со скоростью $u_1$. Это будет скорость, с которой точка *A* перемещается относительно воды. Теперь представим себе другую картину: тот же сосуд, но с движущимся внутри него поршнем *B* (рис. 36, II), в середине которого сделан канал с поперечным сечением $s_2$. Если наша точка *A* жестко связана с внутренностью канала в поршне, то при движении поршня со скоростью $u_1$ точка *A* будет иметь ту же скорость $u_1$, т. е. свою прежнюю скорость. Но скорость ее относительно воды будет в этом случае другая. В самом деле, благодаря меньшей „проницаемости" (меньшему сечению) канала, вода, переходя из правой половины цилиндра в левую, получит при движении в канале добавочную скорость. И скорость встречи точки *A* с водой, т. е. скорость движения воды в канале поршня относительно самого поршня, будет:

$u_2=u_1+\Delta u$,



причем ясно, что

$u_2/u_1=s_1/s_2$,

где $s_1$ — поперечное сечение цилиндра.

Совершенно подобным же образом происходит дело и в случае движения забронированного проводника в магнитном поле. За промежуток времени $\tau$, при видимой скорости движения $u_1$, будет пройден путь:

$a=\tau u_1$.

При этом проводник пересечет весь поток, встречающийся по длине этого пути, и ни одна магнитная линия не избегнет пересечения. Но плотность потока в непосредственной близости от проводника (т. е. индукция *B)* будет различна в случаях экранированного и неэкранированного проводников, различна будет также и относительная скорость пересечения ими магнитного потока. Понимание происходящего процесса затруднительно для нас потому, что мы не можем видеть магнитных линий следовательно, не можем видеть и их добавочного движения. Но только так, как изложено выше, можно понимать механизм рассматриваемого явления, если исходить из принципа непрерывности магнитного потока и фарадеевского представления о физически существующих магнитных линиях.

В качестве не аналогии и не примера, а только иллюстрации, рекомендуется проделать следующий опыт. Проведем ряд параллельных линий на равном расстоянии друг от друга (рис. 37).

Рис. 37.

Если мы станем рассматривать эти линии через лупу, видимое расстояние между ними увеличится. Будем двигать лупу слева направо. При этом все линии пройдут перед нашими глазами, причем мы ясно ощутим добавочную скорость, с которою линии перебегают справа налево. Такую же картину мы, вероятно, увидели бы в случае (рис. 34), если бы обладали способностью видеть магнитные линии.

Сопоставляя содержание настоящего параграфа с тем, что сказано выше о тождественности двух формулировок закона электромагнитной индукции (7) и (8), мы приходим к заключению, что так называемое экранирование по существу не изменяет ни качественного ни количественного характера происходящего явления, так как при этом число перерезываемых проводником магнитных линий в общем совершенно



не меняется при наличии экрана. Это положение значительно помогает нам разбираться в устройстве и действии различных электромагнитных механизмов с железом.

В качестве примера неправильного истолкования роли экрана и игнорирования принципа непрерывности магнитного потока упомянем об имевшей лет 20 тому назад место попытке осуществления электрического тахометра, указывающего скорость движения морских судов относительно земли.

Попытка эта была вызвана тем обстоятельством, что существующие приборы дают только скорость движения судна относительно воды. Существование морских течений, скорость которых достигает иногда значительной величины, не дает возможности с помощью этих приборов, не прибегая к специальным поправкам, определить действительное расстояние, пройденное судном. Принцип устройства проектированного тахометра заключался в следующем (рис. 38).

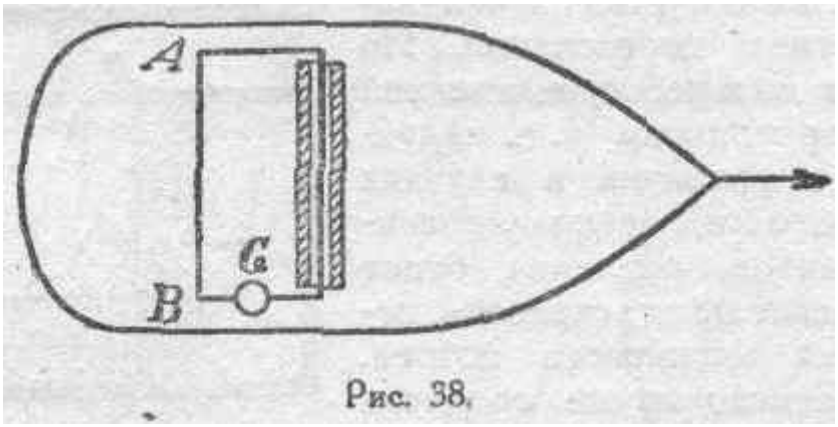


Рис. 38.

Если протянуть поперек судна провод *AB,* то при движении корабля этот провод будет пересекать вертикальную составляющую земного магнитного поля. В результате пересечения мы будем иметь индуктированную ЭДС, которую, казалось бы, можно обнаружить, включив в цепь указанного проводника гальванометр G. Однако, очевидно, что при таком осуществлении схемы в проводнике, замыкающем цепь, также будет индуктироваться ЭДС, по величине равная, но по направлению противоположная той, которая будет возникать в проводе *AB.* В результате гальванометр не дает никакого отклонения. Тут-то и возникла мысль уменьшить эту обратную ЭДС, заключив соответствующую часть проводника в броню (напр., уложив его в железную трубу). К удивлению изобретателей, такая предохранительная мера ни к чему не привела: гальванометр попрежнему не давал никаких отклонений. После всего изложенного выше нам должно быть ясно, что иного результата и нельзя было ожидать.

Теперь вернемся еще раз к вопросу о гладких и губчатых арматурах, чтобы отметить одно крайне любопытное обстоятельство. Напомним, что переход к зубчатым арматурам был вызван осознанной необходимостью более надежно укрепить обмотку машины. Не трудно убедиться, что приложенные к отдельным элементам обмотки электромагнитные силы, т. е. силы взаимодействия между магнитным полем и проводником, несущим ток, направлены



по касательной к окружности якоря. В случаях коротких замыканий эти силы достигают очень больших значений и могут быть причиной разрушения гладкой арматуры. Укладывая проводники во впадины арматуры, мы создаем опору, препятствующую этим силам смещать проводники.

Сравним теперь величины электромагнитных усилий для проводника, лежащего на гладкой поверхности якоря, и для проводника, утопленного во впадине. Величина электромагнитной силы, приложенной к одному такому проводнику, будет:

$f=Bli\sin\theta,$

где $B$ — магнитная индукция, $l$ — длина проводника, i — сила тока в проводнике и θ — угол между проводником и направлением $B$. В рассматриваемом случае $\theta=90°$, а следовательно, $\sin\theta=1$. Сравнивая величину механического усилия, рассчитанного по этой формуле для случая арматур гладкой и зубчатой и принимая во внимание что, при наличии зубцов, величина магнитной индукции вокруг проводника значительно меньше, мы приходим к заключению, что в случае зубчатой арматуры сила, стремящаяся сорвать проводник с якоря, будет также соответственно меньше, чем при гладком якоре. Это заключение подверглось тщательной проверке в опытах английского электротехника Мордэя, подтвердившего, что механические усилия, приложенные к утопленному во впадине проводнику, действительно ничтожны. Таким образом, мы приходим к несколько парадоксальному выводу: укрепляя проводник зубцами якоря, мы тем самым как бы делаем это крепление в значительной степени ненужным. Точное обследование показало, что точка приложения

электромагнитной силы переносится в случае зубчатой арматуры *с* проводника на зубцы якоря. Это явление можно объяснить неравномерным распределением магнитного поля в междужелезном пространстве, а именно сгущением магнитных линий против зубцов якоря и вместе с тем нарушением общей симметрии магнитного поля под влиянием реакции якоря, как это схематически изображено на рис. 39.

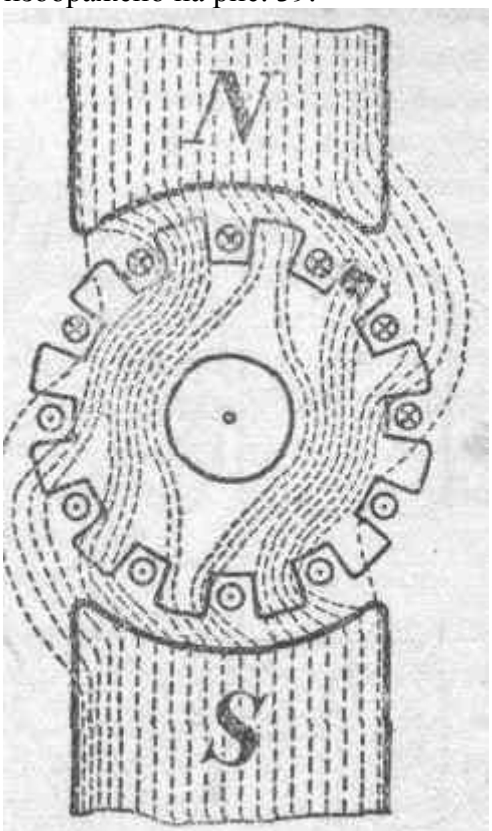


Рис. 39.

***[1]) Ясно, что физический характер явления не зависит от того, движется ли проводник или же магнитная система. В современных электромагнитных механизмах встречается и то и другое: в обычных динамомашинах постоянного тока якорь движется в магнитном поле, в больших альтернаторах вращаются магниты.***

**§ 15. Проблема бесколлекторной машины постоянного тока.**

В заключение наших рассуждений о различных случаях электромагнитной индукции тока займемся вопросом о возможности осуществления бесколлекторной машины постоянного тока.



До настоящего времени встречаются изобретатели, которые работают над разрешением этой неразрешимой проблемы. Попытки подобного рода вызываются тем обстоятельством, что коллектор в машине постоянного тока является наиболее сложной конструктивной деталью, уход за которой доставляет не мало забот при эксплоатации машины.

Все указанные попытки основаны на игнорировании сущности закона электромагнитной индукции, на упущении из вида того, что невозможно путем чистой индукции без всякой коммутации получить постоянную, сколь угодно длительно существующую ЭДС.

В самом деле, известно, что величина индуктированной в контуре ЭДС определяется соотношением (8):

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

Из этой формулы ясно, что для получения ЭДС постоянного направления совершенно необходимо, чтобы изменение магнитного потока, охватываемого контуром, было все время одного знака, Создать такой непрерывно и беспредельно возрастающий (или убывающий) магнитный поток мы не в состоянии, а следовательно, и получение путем чистой электромагнитной индукции постоянной ЭДС невозможно в случае неизменяемого контура.

Для ясности дальнейшего изложения необходимо оговориться, что диск Фарадея или униполярная дисковая машина не являются машинами бесколлекторными. В этом случае мы имеем непрерывное коммутирование, ибо под щетку все время подходят новые и новые радиальные элементы диска. Таким образом, здесь мы имеем коллектор в скрытом виде; когда же говорят о бесколлекторной машине постоянного тока, то электрическую цепь предполагают неизменяемою в тех местах, где индуктируется ЭДС.

Многочисленные проекты бесколлекторных машин постоянного тока, не давшие, как и следовало ожидать, никаких практически результатов, можно разбить на две главных группы. В основу проектов первой группы обычно положена бронировка части проводников от магнитного поля. Пример подобной машины изображен на рис. 40 в двух проекциях.

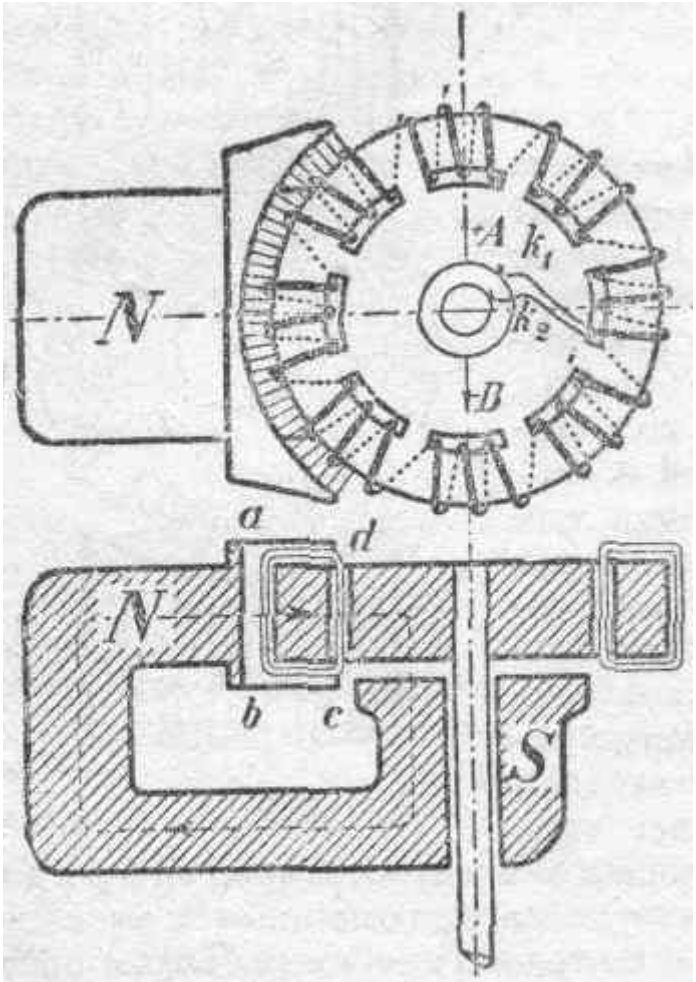


Рис. 40.

В качестве подвижной части машины был взят железный диск, вращавшийся вокруг оси. В диске имелся ряд прорезов, сквозь которые пропускалась обмотка, более или менее равномерно покрывавшая обод. Арматура помещалась в поле подковообразного магнита или электромагнита, расположенного как показано на рис. 40, причем магнитные линии, исходящие из северного полюса, пройдя через междужелезное пространство, пронизывали тело диска и исходили из него в центральной части, лишенной обмотки. В силу большой магнитной проницаемости железа, магнитные линии должны замыкаться главным образом через сплошные части диска, и поэтому элементы обмотки, расположенные в прорезах, окажутся в очень слабом магнитном поле. Поэтому при расчете подобных машин авторы проектов ошибочно принимали во внимание только элементы обмотки на участке *ab,* лежащие непосредственно против полюса, предполагая, что в проводниках, помещенных в прорезах диска, никакой или почти никакой ЭДС индуцироваться не будет. Осуществление машины на практике жестоко обмануло ожидания конструкторов. Построенная машина давала, вместо ожидаемой постоянной ЭДС значительной величины, переменную ЭДС порядка десятых долей вольта. Для нас должно быть ясно, что иных результатов и нельзя было ожидать, так как ослабление магнитного поля в прорезах диска происходит лишь вследствие перераспределения основного потока, а не за счет уменьшения его на части пути. Принцип замкнутости магнитного потока приводит нас к заключению, что применение экрана ни в малейшей степени не уменьшает числа перерезываемых проводником магнитных линий за время одного оборота арматуры. В данном случае элементы обмотки, находящиеся в прорезах (на участке *cd),* пересекут за время одного оборота диска такое же число магнитных линий, как и расположенные вне прорезов (на участке *ab).* Найдя по правилу трех пальцев правой руки направление индуктированной ЭДС, мы убедимся в наличии в контуре двух

ЭДС, равных по величине и обратных по направлению. Можно сказать, что вообще все подобные проекты, пытающиеся использовать экранирование проводников, основаны на недоразумении, как это ясно из §§ 8 и 14. В более сложных и запутанных схемах разобраться бывает гораздо труднее, но в принципе все они грешат одним и тем же.

Появление небольшой по величине переменной ЭДС объясняется присутствием на диске прорезов. Поток, создаваемый магнитной системой, встречает благодаря этому в разные моменты разное сопротивление и получает таким образом пульсирующий характер. Пульсация потока и является причиной возникновения переменной ЭДС. Разберем теперь другой тип проектов бесколлекторных машин постоянного тока, а именно машины, построенные на принципе синхронного изменения самоиндукции контура. Пусть в некотором замкнутом контуре генерируется переменная ЭДС и пусть закон изменения этой ЭДС будет:

$e=E_m \sin\omega t$,



где $e$ — мгновенное значение ЭДС, а $E_m$ — ее наибольшее значение. Мы знаем, что изменение во времени такой ЭДС графически можно изобразить кривой, указанной на рис. 41.

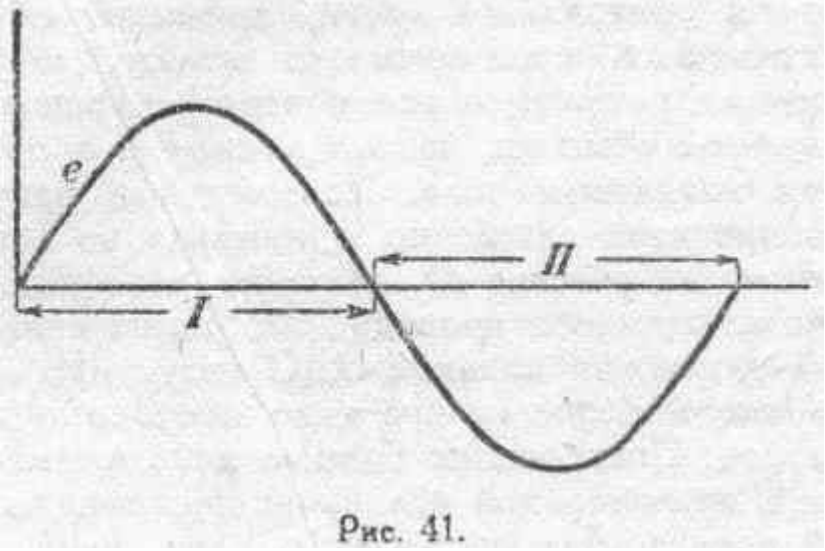



Рис. 41.

Представим себе, что в цепь, в которой индуктируется переменная ЭДС $e$, включена некоторая система с коэффициентом самоиндукции $L$ (рис. 42), изменяющимся синхронно с изменением $e$ так, что во время первой половины периода $L$ меньше, чем во время второй.

Рис. 42.

На практике подобную систему с переменным коэффициентом самоиндукции можно легко осуществить.

Мы знаем, что если при наличии некоторой постоянной ЭДС замкнуть цепь, обладающую коэффициентом самоиндукции $L$ и сопротивлением г, то сила тока не устанавливается мгновенно, а нарастает до величины

$\frac{e}{r}$ постепенно по закону:

$$i = \frac{e}{r}\left(1 - \varepsilon^{-\frac{r}{L}t}\right),$$

где ε — основание натуральных логарифмов. В начальный момент времени, когда t=0 и i=0. В дальнейшем сила тока растет, ассимптотически приближаясь к величине — (рис. 43).

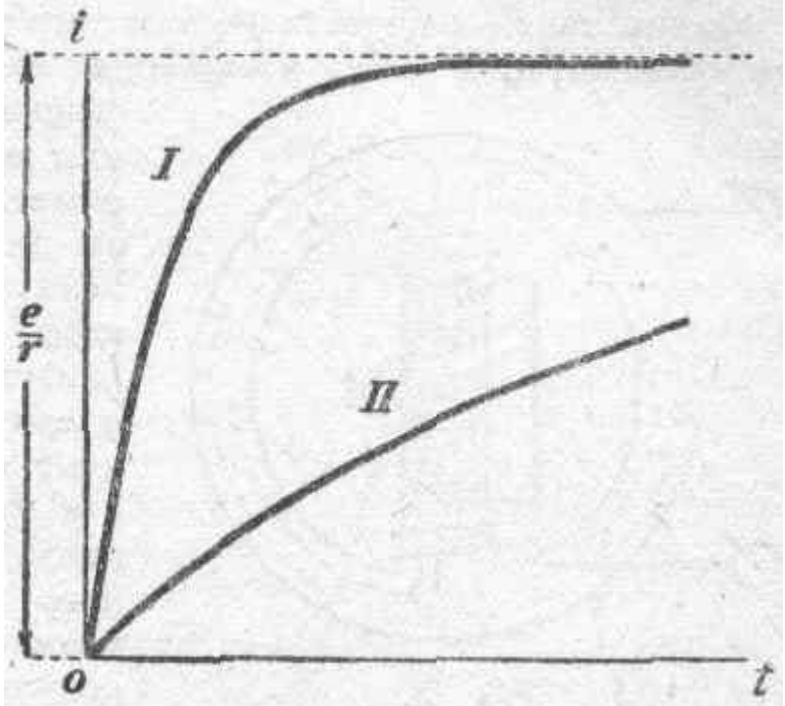



Рис. 43.

Теоретически процесс нарастания тока продолжается бесконечно долго. Та же аналитическая зависимость между $i$, $t$, $L$ показывает, что чем больше коэффициент самоиндукции $L$, тем медленнее возрастает сила тока в цепи. На рис. 43 кривая I изображает закон нарастания силы тока в цепи с малым коэффициентом самоиндукции, а кривая II — в цепи с большим коэффициентом самоиндукции.

Вернемся к рассматриваемому проекту бесколлекторной машины постоянного тока. Осуществляя синхронно изменяющийся коэф-



фициент самоиндукции так, чтобы для первого и второго полупериодов (рис. 41) было

$L_1 < L_2$,

мы получаем различные условия для установления силы тока в течение первой и второй половины периода. Казалось бы, что за время положительной полуволны (рис. 44), когда $L_1$ мало, сила тока свободно возрастает до величины $i_1$, а за время отрицательной полуволны, благодаря наличию боль-

шого коэффициента самоиндукции, сила тока не в состоянии будет возрасти до величины $i_1$, и мы достигнем за вторую половину периода силы тока равной $i_2$, причем $i_2<i_1$.

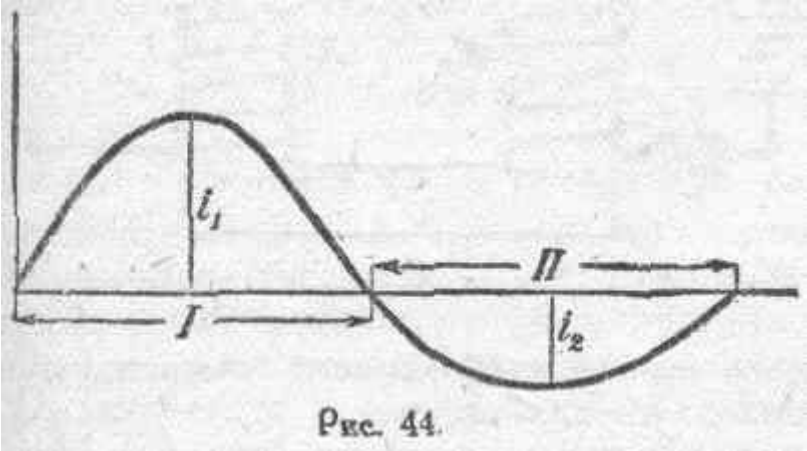


Рис. 44.

Средняя сила тока за полный период, определяемая выражением

$$I=\frac{1}{T}\int_0^T idt$$

и равная для обычного симметричного переменного тока нулю, в данном случае как будто должна иметь некоторое определенное конечное значение. Физически это соответствовало бы наложенную на волну переменного тока некоторой постоянной составляющей.

Отсеивая в дальнейшем переменную составляющую, мы могли бы получить чистый постоянный ток.

Оставим пока разбор этого утверждения и займемся вопросом о практическом осуществлении системы с синхронно изменяющимся коэффициентом самоиндукции, над чем именно и работали обычно некоторые изобретатели бесколлекторных машин постоянного тока. Одной из простейших систем такого рода может служить статор указанной на рис. 45 формы, между полюсами которого помещен железный сердечник *A*.

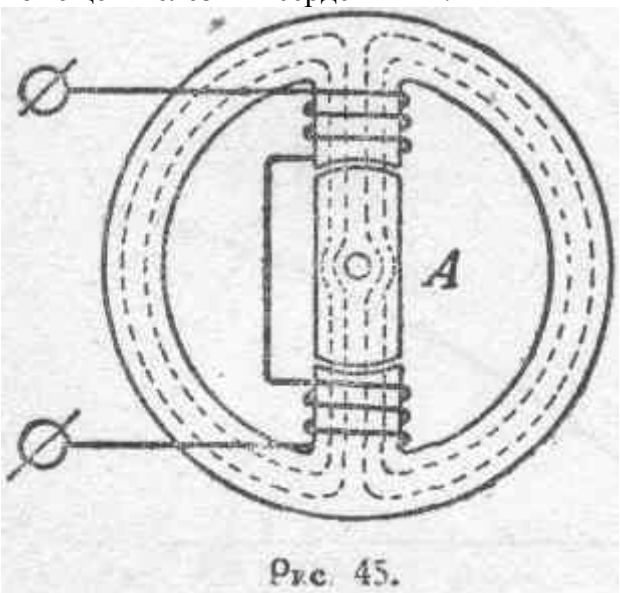


Рис. 45.

Изменение коэффициента самоиндукции этой системы достигается вращением сердечника вокруг оси, перпендикулярной к плоскости рисунка. В самом деле, коэффициент самоиндукции системы будет наибольший, когда сер-

дечник находится на линии полюсов, и наименьший, когда он расположен перпендикулярно к ней. Если для вращения сердечника применить синхронный двигатель или, что еще проще, закрепить сердечник на валу соответствующего альтернатора, генерирующего интересующую нас ЭДС, то изменение коэффициента самоиндукции описанной системы будет происходить синхронно с изменением ЭДС.

Можно также осуществить систему с переменным коэффициентом самоиндукции и без вращающих частей, используя явление насыщения железа. Возьмем, например, железный сердечник с двумя обмотками $K_1$ и $K_2$, изображенный на рис. 46, и будем питать обмотку $K_1$ от источника постоянного тока.

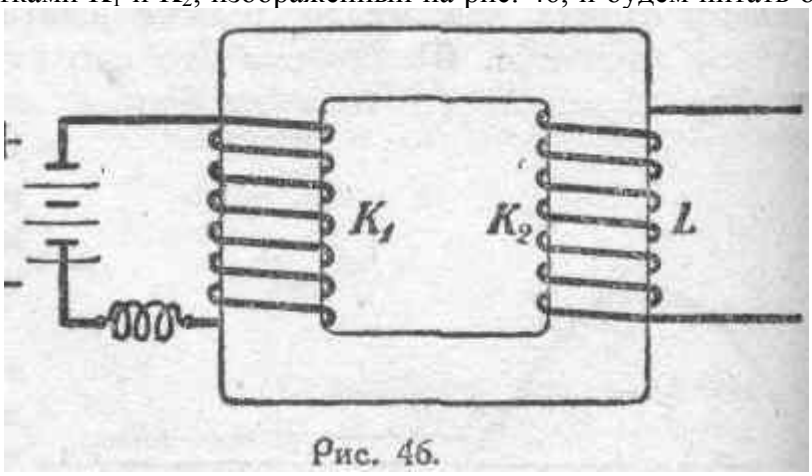


Рис. 46.

Обратимся к кривой намагничения железа (рис. 47) и допустим, что в некоторый момент в обмотке, предназначенной для переменного тока, сила тока равна нулю.

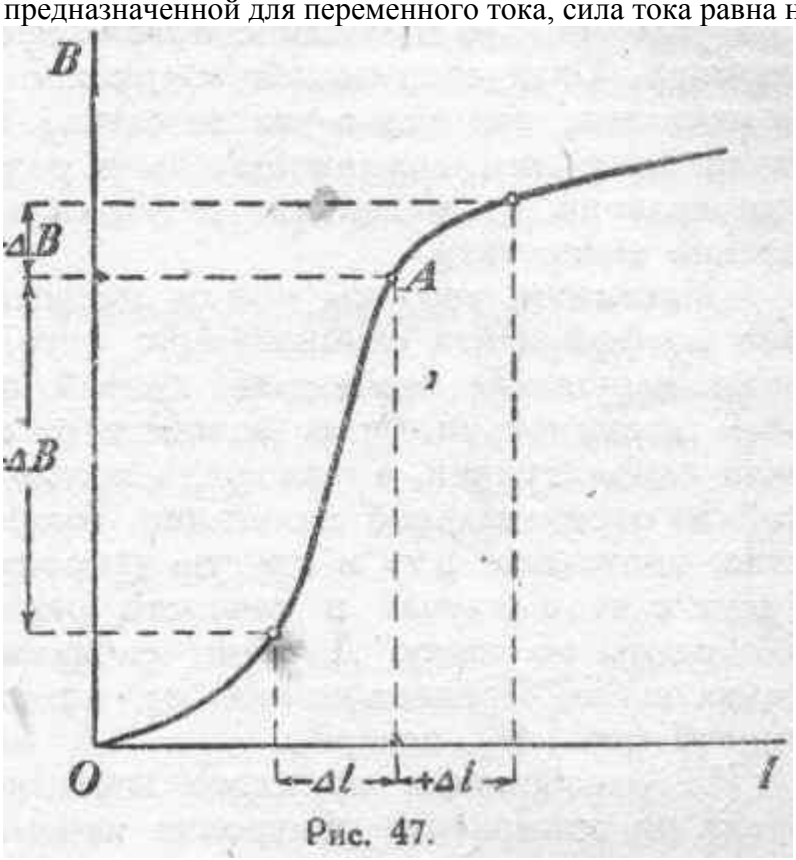


Рис. 47.

Пусть силе постоянного тока, проходящего по обмотке $K_1$, соответствует магнитное состояние сердечника, определяемое точкой *A* кривой намагничеиия. Приложим теперь к обмотке $K_2$ переменную ЭДС. Характер кривой намагничения указывает, что если переменная ЭДС стремится увеличить существующий магнитный поток, то для некоторого приращения силы тока Δi мы будем

иметь сравнительно малое приращение ΔB. Наоборот, такое же по абсолютной величине приращение силы тока, но в обратной направлении, даст значительное изменение магнитной индукции. Таким образом, наше устройство будет иметь малый коэффициент самоиндукции для одного полупериода и большой—для другого.

Вернемся теперь к вопросу о возможности выпрямления переменного тока без коммутирования при помощи систем с синхронно изменяющимся коэффициентом самоиндукции. Как и следовало ожидать, практических результатов описанные попытки не дали,



хотя в разное время и были затрачены на это не малые средства, между прочим, в крупными промышленными предприятиями. Если включить в цепь, состоящую из источника переменной ЭДС и системы с синхронно изменяющимся коэффициентом самоиндукции *L* амперметр типа Депре д'Арсонваля (магнитоэлектрический), то он не даст никакого отклонения, что указывает на неправильность рассуждений авторов описанных проектов.

Разберемся в данном вопросе и убедимся в том, что никаких положительных результатов от подобных опытов, основанных на неправильном понимании закона электромагнитной индукции, нельзя было и ожидать. В самом деле, при рассмотрении ЭДС, действующих в данном контуре, нельзя оперировать с одной только внешней приложенной переменной ЭДС и игнорировать другие, возникающие в контуре ЭДС. Иными словами, необходимо учесть все магнитные потоки, связанные с рассматриваемой цепью, и рассчитать результат их совокупного действия. В приведенных выше примерах несомненно, кроме внешней ЭДС, имеется еще ЭДС самоиндукции. *По какому бы закону ни изменялся коэффициент самоиндукции L,* мы имеем право написать для ЭДС, действующих в контуре:

$$\Sigma e = E_m \sin \omega t - \frac{d(Li)}{dt} = -\frac{d\Phi_0}{dt} - \frac{d\Phi_s}{dt} = -\frac{d(\Phi_0 + \Phi_s)}{dt},$$

где $\Phi_0$ — основной поток генератора, связанный с контуром, а $\Phi_s$— поток самоиндукции. Приведенное выражение для ЭДС дает нам возможность утверждать, что подобным путем нельзя получить составляющей постоянного тока, ибо для этого надо было бы иметь беспредельное возрастание или убывание результирующего потока, сцепляющегося с контуром рассматриваемой цепи.

В дополнение к тому, что было сказано выше на эту тему, обратимся к основной формулировке закона электромагнитной индукции, данной в первоначальном виде Фарадеем. Эта формулировка (6) гласит следующее:

*q=-N/r.*



Применим этот закон электромагнитной индукции к рассматриваемому нами примеру. Ясно, что $N=\Delta(\Phi_0+\Phi_s)$, т.е. число пересеченных контуром за некоторый промежуток времени магнитных линий равно изменению полного потока, охватываемого этим контуром. Мы имеем принципиально неизменяемый контур, сопротивление которого *r* постоянно. Для того чтобы средняя сила тока за период была отлична от нуля, необходимо, чтобы количества электричества, протекающие за каждый из смежных полупериодов, были бы не одинаковы. Последнее возможно (при *r*=const) только при условии, что изменение потока неодинаково для двух половин периода. Физически подобное явление при установившемся режиме невозможно, так как в таком случае магнитный поток, охватываемый контуром, должен был бы в результате изменяться в одном направлении, и магнитная деформация должна была бы беспредельно возрастать.

Максимум, чего мы можем достигнуть при синхронном изменении коэффициента самоиндукции, есть лишь искажение формы или даже нарушение симметрии кривой переменного тока. Характер этой дисимметрии будет зависеть от закона изменения коэффициента самоиндукции, но площади кривой тока за время положительной и отрицательной пульсации тока, т. е. количества электричества, протекшие в ту и другую сторону за время полного периода, будут в этом случае в точности равны по абсолютной величине и обратны по знаку. Другими словами, средняя сила тока будет равна нулю. Предположения же, на которых основано построение кривой (рис. 44), неверны.

Из разобранных примеров ясно, что ни магнитное экранирование ни применение синхронно изменяющегося коэффициента самоиндукции не дают нам возможности получить в неизменяемом контуре составляющую постоянного тока и постоянной ЭДС.

Закон электромагнитной индукции (особенно в основной формулировке Фарадея) с совершенной очевидностью указывает, что для получения постоянного тока путем индукции в неизменяемом контуре остается только один путь, а именно путь синхронного изменения сопротивления цепи. На практике мы и пользуемся этим методом. Существует целый ряд систем выпрямителей, основанных на таком принципе, т. е. на изменении сопротивления цепи для одного полупериода переменного тока (напр., ртутные, синхронно-контактные и т. п.). В обычных же машинах постоянного тока мы не имеем неизменяемого контура, так как благодаря наличию коллектора под щетку подходят все время новые и новые элементы обмотки.

***[1]) Приборы с постоянными магнитами учитывают среднее значение силы тока и поэтому при чисто переменном токе не дают никакого отклонения.***

***[1]) При построении кривой намагничения B=f(H), по оси абсцисс будем откладывать силу тока, пропорциональную H, причем под силой тока будем понимать сумму сил токов постоянного и переменного: i=i'+i".***

***[1]) Математическая сторона этого вопроса весьма обстоятельно разобрана в работе Г. А. Акимова-Перетца „Проблема бесколлекторной машины постоянного тука", в извлечении напечатанной в „Электричестве", 1924 г., № 8, стр, 381.***

**§ 16. Магнитная цепь.**

Из изложенного в предыдущих параграфах мы знаем, что магнитный поток всегда проходит по некоторой замкнутой цепи. Такая „магнитная цепь", или „магнитопровод", имеется во всяком электромагнитном устройстве или механизме, и правильное кон-



струирование последних в значительной степени зависит от уменья рассчитать магнитную цепь.

Оказывается, величину магнитного потока можно весьма просто связать, с одной стороны, с общими причинами его возникновения и, с другой стороны, с геометрическими и физическими характеристиками частей магнитной цепи, совершенно подобно тому, как мы связываем величину электрического тока с величиной ЭДС и геометрическими и физическими характеристиками электрической цепи.

Заметим, что такая функциональная зависимость не является специфическим свойством, присущим исключительно магнитному потоку или электрическому току, что интенсивность всех вообще процессов кинетического характера является аналогичной функцией причин, их вызывающих, и обстоятельств, при которых они протекают.

**§ 17. Линейный интеграл магнитной силы.**

*Закон магнитодвижущей силы.* Представим себе некоторую точку $A_1$ расположенную в магнитном поле (рис. 48).

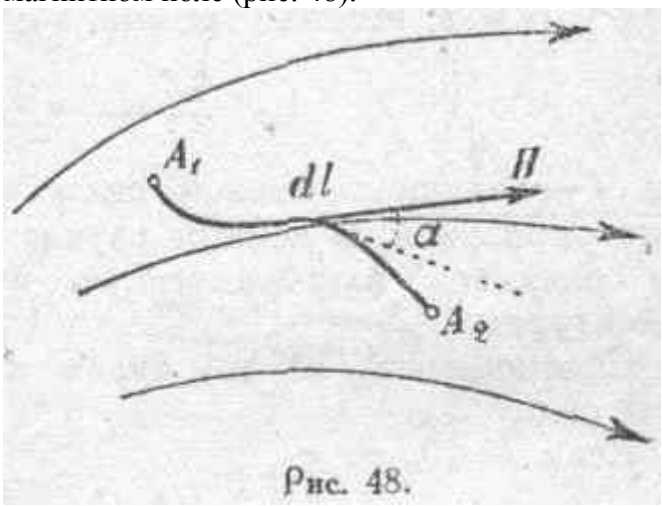


Рис. 48.

Пусть магнитная сила поля в этой точке будет H. Составим выражение:

$H\cos\alpha dl,$

где $dl$ — элементарное перемещение вдоль некоторого пути перехода от точки $A_1$ до точки $A_2$, а $\alpha$ — угол между направлением этого перемещения и направлением магнитной силы поля.

Как мы уже знаем, величина механической силы, действующей на единицу северного (положительного) магнитизма, помещенную в данной точке поля, численно равна $H$, и, следовательно, составляющая этой силы по направлению перемещения точки $A$ численно будет равна $H\cos\alpha$. Поэтому произведение

$H\cos\alpha dl$

дает нам численную величину работы, совершаемой силами магнитного поля при элементарном перемещении единицы северного магнитизма. Интеграл от этого выражения, взятый вдоль конечного отрезка некоторой линии (напр. $A_1A_2$):

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

дает численную величину работы, совершаемой при таком конечном перемещении единицы северного магнитизма, и называется *линейным интегралом магнитной силы* вдоль отрезка $A_1A_2$. Этот ин-



теграл называется также *разностью магнитных потенциалов* точек $A_1$ и $A_2$ или *магнитодвижущей силой,* действующей на данном пути перехода от точки $A_1$ до точки $A_2$. Основания для введения термина „магнитодвижущая сила" будут выяснены в § 18. Аналогичный интеграл в учении об электрическом поле носят, как известно, название разности электрических потенциалов.

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

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

в этом частном случае облегчает описание и расчет магнитных цепей (знаком „$\oint$" мы указываем, что интегрирование производится ко замкнутому контуру).

Обследование вопроса показывает, что величина

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

зависит только оттого, будет ли наш контур (будем называть его „контуром интегрирования") сцепляться с каким-либо контуром тока или нет. Именно, можно доказать, что

$$\oint H \cos \alpha \, dl = 4\pi I, \qquad (10)$$

где $I$—величина полной силы тока, сцепляющегося с контуром .интегрирования. В данном случае под величиной полной силы тока мы разумеем алгебраическую сумму сил токов, сцепляющихся с контуром.

Соотношение (10) мы будем называть *законом магнитодвижущей силы.*

Если $I$=0, то и

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

т. е. работа, совершаемая силами магнитного поля при перемещении единицы северного магнитизма по замкнутому контуру, не сцепляющемуся ни с каким контуром тока, равна 0. Таким образом, мы можем вообще сказать, что величина выражения

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

является мерою силы тока, сцепляющегося с контуром интегрирования.

Докажем сначала справедливость равенства

$$\oint H \cos \alpha \, dl = 4\pi I$$

.для простейшего случая.

Возьмем какой-либо контур тока (на рис. 49 он изображен в разрезе) и некоторую замкнутую линию, показанную на рис. 49 пунктиром и сцепляющуюся с контуром тока. Ее мы и примем за



контур интегрирования.

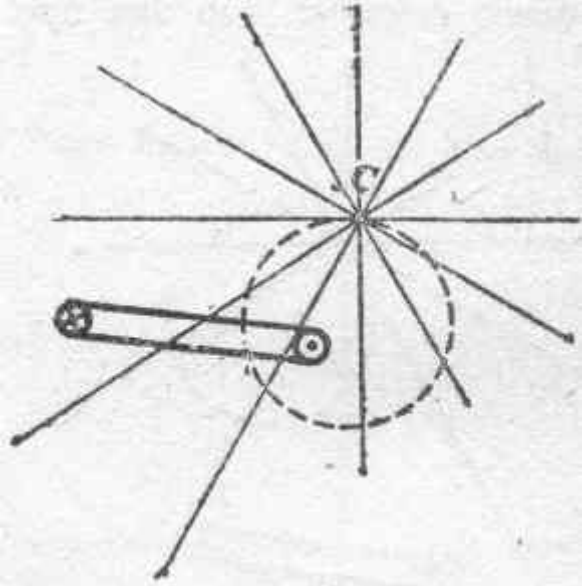


Рис. 49.

Представим себе на этой линии в точке С некоторое количество магнитизма, равное *m.* Оно может перемещаться под влиянием создаваемого током магнитного поля, я, следовательно, силами этого поля может быть совершена некоторая работа. Если вообще при относительном перемещении контура тока и магнитного поля происходит изменение потока, пронизывающего контур, то работа, затрачиваемая на это перемещение, равна, как известно, произведению из силы тока в контуре на величину изменения пронизывающего его потока, т. е.

$dA=I \cdot d\Phi.$

Принимая в рассматриваемом данном случае $I$=const, мы можем написать это выражение не в дифференциальной форме, а в форме конечных разностей:

$\Delta A=I \cdot \Delta\Phi,$

на основании чего заключаем, что работа, совершаемая за промежуток времени, соответствующий некоторому конечному перемещению количества магнитизма *m*, равна произведению силы тока на полное изменение за данный промежуток времени потока, сцепляющегося с контуром тока, или, рассуждая по Фарадею, произведению из силы тока на полное число пересечений магнитных линий с контуром тока.

Чтобы рассчитать это число пересечений для случая перемещения количества магнитизма *m* вдоль рассматриваемого замкнутого контура, вспомним, что с этим количеством магнитизма связан поток $\Phi=4\pi m$. Так как для нас по существу важно лишь *относительное* перемещение магнитного потока к контура с током, то для большей ясности можно предположить, что магнитная масса *m* остается неподвижной в точке С, а контур с током, оставаясь параллельным самому себе, перемещается таким образом, что точка С с находящейся на ней магнитной массой опишет *относительно* контура тока как раз замкнутую линяю, помеченную на рис. 49 пунктиром, пройдя при этом сквозь контур тока. Полное число магнитных линий, пересеченных контуром тока при таком перемещении, будет очевидно $4\pi m$, т. е.

$\Delta\Phi=4\pi m.$

Следовательно, работа, произведенная силами магнитного поля, при этом перемещении будет:

$\Delta A=I\Delta\Phi=4\pi mI.$



Так как, с другой стороны, магнитная масса *m* при таком перемещении контура с током опишет в магнитном поле последнего замкнутую линию, то

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

Следовательно,

$$\oint H \cos \alpha \, dl = 4\pi I,$$

что и требовалось доказать.

Если контур интегрирования сцепляется не с одним, а с несколькими контурами токов, то мы должны были бы ввести в расчет алгебраическую сумму этих токов, т. е. написать:

$$\oint H \cos \alpha \, dl = 4\pi \Sigma I.$$

Если бы мы перемещали магнитную массу *m* вдоль такого замкнутого контура, что она при этом не проходила бы сквозь контур тока, т. е. если бы контур интегрирования не сцеплялся с контуром тока (рис. 50), то число линий, пересеченных контуром тока в одном направлении, было бы равно числу линий, пересеченных им в направлении противоположном.

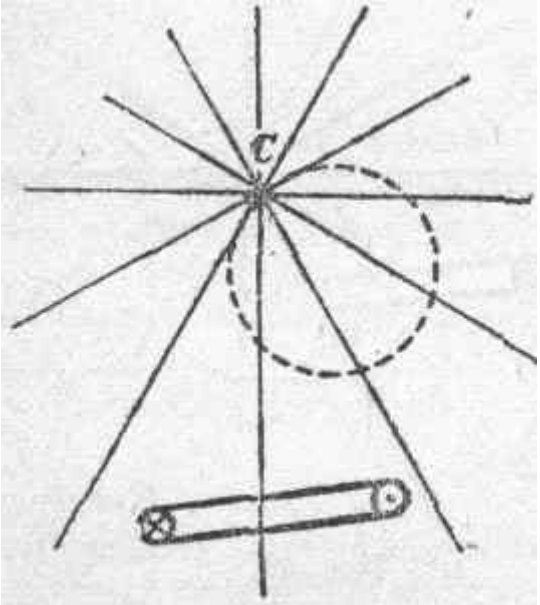



Рис. 50.

В таком случае результирующее изменение потока было бы равно нулю:

$\Delta\Phi=0$,

а следовательно,

$$\Delta A = I\Delta\Phi = m \oint H \cos \alpha \, dl = 0$$

и

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

Таким образом, на величину линейного интеграла

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

взятого по замкнутому контуру, не влияют никакие токи, расположенные хотя и сколь угодно близко от контура интегрирования, но не сцепляющиеся с ним.

Мы доказали справедливость закона магнитодвижущей силы:

$$\oint H \cos\alpha \, dl = 4\pi I$$

на примере некоторого частного случая. Так как, однако, в ходе этого доказательства мы не делали никаких допущений, сколько-нибудь ограничивающих общность наших рассуждений, то мы имеем



право утверждать, что и полученный нами результат имеет вполне общее значение, т. е. что всегда имеет место соотношение:

$$\oint H \cos\alpha \, dl = 4\pi I,$$

т. е. что линейный интеграл магнитной силы, взятый вдоль любого замкнутого контура, всегда равен произведению полной силы тока, сцепляющегося с этим контуром, на $4\pi$[1]).

[1]) Покажем, как из полученного нами закона магнитодвижущей силы:

$$\oint H \cos\alpha \, dl = 4\pi I$$

можно вывести некоторые соотношения, известные из курса физики.

1. *Магнитная сила вокруг бесконечного прямолинейного проводника,* по которому протекает ток *I.* Магнитные линии в этом случае имеют форму концентрических окружностей с центром на оси проводника. Подсчитаем величину

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

для одной из таких окружностей с радиусом *a. В* этом случае $\cos\alpha=1$ Следовательно, можем написать

$$\oint H \, dl = 4\pi I.$$

Так как в силу симметрии величина *H* будет одна а та же для всех точек денной окружности, то имеем:

$$H \oint dl = 4\pi I$$

или

$$H \cdot 2\pi a = 4\pi I,$$

откуда

$H=2I/a$

2. *Магнитная сила внутри соленоида.* Пусть кольцевой соленоид, состоит из *n* равномерно навитых витков и сила тока в нем пусть будет *i.* Так как в выражении

$$\oint H \cos\alpha \, dl = 4\pi I$$

мы имеем в виду полное число сцеплений тока с контуром интегрирования, то, беря интеграл по контуру, образуемому осью соленоида, мы должны написать

$$\oint H \cos\alpha dl = 4\pi n i.$$

Так как и в этом случае $H$=const и $\cos\alpha=1$, то

$$H \oint dl = 4\pi n i.$$

или

$$Hl = 4\pi nI.$$

Следовательно,

$$H = \frac{4\pi ni}{l}$$

**§ 18. Вывод точной формулировки закона магнитной цепи.**

Применяя полученное в § 17 соотношение, произведем вывод *точной формулировки закона магнитной цепи.* Выделим в магнитном поле трубку магнитной индукции (рис. 51) столь малого поперечного сечения, чтобы для всех точек любого нормального сечения этой трубки можно было считать величину *H* постоянной.

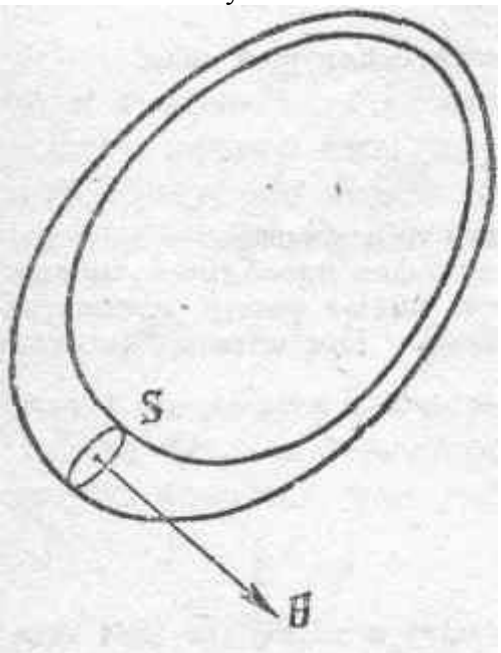



Рис. 51.

Тогда величина потока сквозь любое нормальное сечение элементарной трубки будет равна:

$\varphi=\mu Hs$.

где μ — магнитная проницаемость среды и s — поперечное сечение трубки в данном месте. При этом, по самому определению трубки магнитной индукции, величина φ будет одна и та же для любого ее сечения.

Осевую линию полученной нами таким образом трубки магнитной индукции примем за контур интегрирования, а так как все трубки магнитной индукции суть трубки замкнутые, то мы будем иметь:

$$\oint H \cos\alpha \, dl = 4\pi I.$$

Преобразуем левую часть этого равенства. Так как по условию *H* перпендикулярно к рассматриваемому сечению трубки в любой ее части, то $\cos\alpha=1$. Далее, из выражения $\varphi=\mu Hs$ получим

$H=\varphi/\mu S$.

Следовательно,

$$\oint H \cos\alpha \, dl = \oint \frac{\varphi}{\mu S} dl = \varphi \oint \frac{dl}{\mu S} = 4\pi I.$$

В этом выражении *I*—полный ток, сцепляющийся с контуром интегрирования. Если магнитный поток создается обмоткою из *n* витков, по которой проходит ток силою *i*, то мы должны написать:

$4\pi I=4\pi ni$.

Следовательно, получаем окончательно):

$$\varphi = \frac{4\pi n i}{\oint \frac{dl}{\mu s}}. \qquad (11)$$

94

Это выражение и дает нам в элементарной (ибо мы взяли элементарную трубку магнитной индукции) и вместе с тем в совершенно точной форме *закон магнитной цепи.* Очевидна совершенная аналогия этого закона закону Ома: величина, стоящая в числителе (4πni), соответствует ЭДС в законе Ома и называется по аналогии *магнитодвижущей силой (F);* знаменатель $\oint \frac{dl}{\mu s}$, — величина, прямо пропорциональная длине и обратно пропорциональная магнитной проницаемости и площади поперечного сечения магнитопровода, соответствует электрическому сопротивлению проводника в законе Ома и называется *магнитным сопротивлением* ($R_m$ или просто *R),* Сокращенно пишут:

φ=F/R. (12)

Так как физически существование „магнитодвижущей силы" в данной магнитной цепи связано с наличием определенного числа витков, несущих ток, то часто измеряют величину магнитодвижущей силы именно числом ампервитков (F'=*ni),* относя коэффициент 4π к знаменателю.

Тогда получаем (если *i* выражено в амперах):

$$\varphi = \frac{F'}{R} = \frac{ni}{\frac{1}{0{,}4\pi}\oint \frac{dl}{\mu s}} = \frac{ni}{0{,}7956 \oint \frac{dl}{\mu s}}.$$

***[1]) Здесь i — в абсолютных электромагнитных единицах. Для перехода к амперам надо множить на***
***$10^{-1}$.***

93

**§ 19. Приближенное выражение закона магнитной цепи.**

Необходимо еще раз подчеркнуть, что соотношение, выражаемое формулами (11) и (12), является совершенно точным, столь же точным, как и аналогичный ему закон Ома. Иногда приходится встречать указания, что совершенно точным является из этих двух законов (для Электрической и для магнитной цепи) только закон Ома, закон же магнитной цепи является якобы лишь приближенным. Это не совсем так. Точность обеих формулировок одного и того же порядка: они применимы без всяких оговорок в случае так называемых линейных проводников, т. е., когда поперечные размеры цепи (магнитной или электрической) ничтожно малы по сравнению с ее длиною или когда цепь можно разбить на ряд параллельных совершенно тождественных линейных проводников.

Если бы мы захотели, взяв в качестве части электрической цепи тело трех измерений (рис. 52), применить закон Ома в его простейшей и элементарной форме к этой части цепи между точками *A* и *B,* мы получили бы неточный результат, потому что отдельные пути тока внутри проводника отличаются друг от друга.

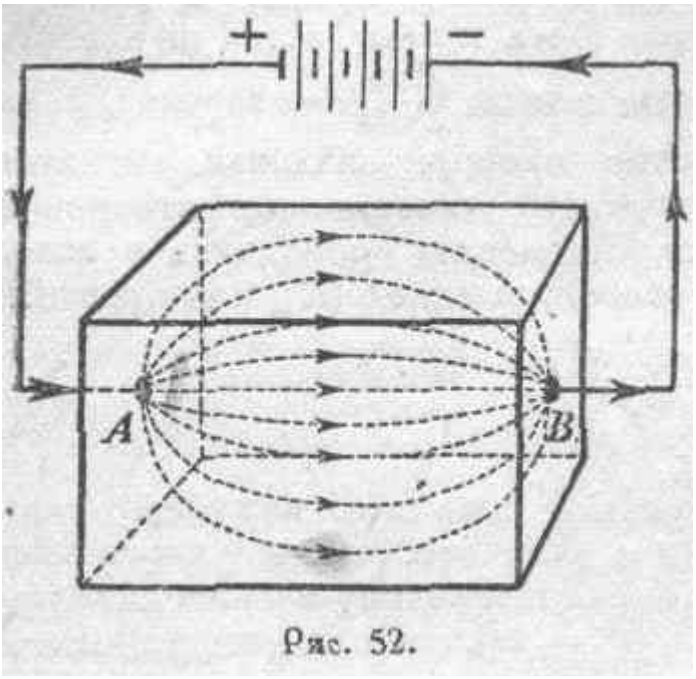


Рис. 52.

Точно так же лишь приближенные результаты дает закон магнитной цепи, если мы применим *его* в полученной нами основной форме для



сложного магнитопровода, подобного, например, изображенному на рисунке 53.

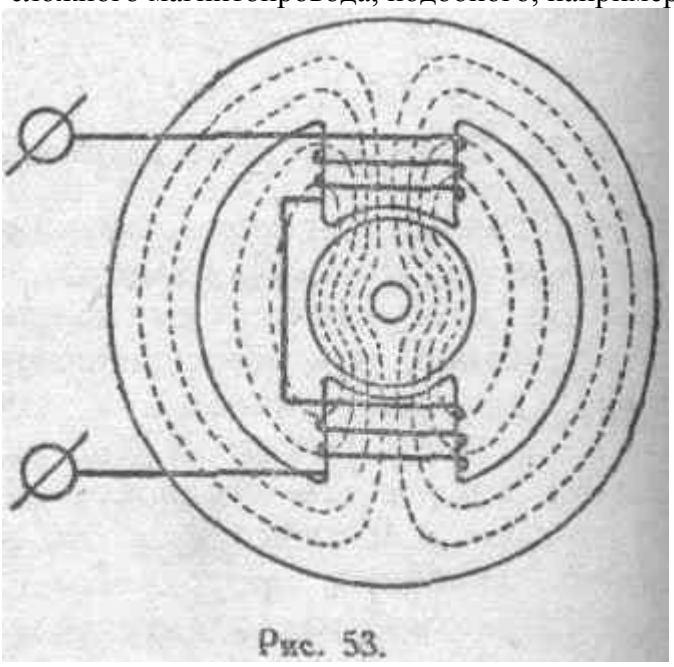


Рис. 53.

В этом случае не все магнитные линии проходят через железо по путям одной и той же длины; некоторые из них, кроме того, замыкаются по кратчайшему пути через воздух. Мы имеем так называемое „магнитное рассеяние". Неодинаковы, кроме того, будут и величины μ и s в различных частях магнитной цепи. Для точного расчета следовало бы в этом случае разбить полный поток *Ф* на ряд элементарных потоков φ, к каждому из которых применимо полученное нами соотношение (11), и определить величину полного потока *Ф,* как сумму всех таких элементарных потоков:

$\Phi = \Sigma\varphi$.

Лишь приближенно мы можем считать величины *l*, μ и s одинаковыми для всех *k* элементарных потоков и писать

$$\Phi = k\varphi = k\frac{4\pi ni}{\oint \frac{dl}{\mu s}}$$

или, относя коэффициент $k$ к знаменателю и полагая $ks=S$, т. е. полному поперечному сечению магнитной цепи:

$$\Phi = \frac{4\pi ni}{\oint \frac{dl}{\mu ks}} = \frac{4\pi ni}{\oint \frac{dl}{\mu S}}.$$

Часто упрощают расчет, поступая следящим образом. Разбивают магнитную цепь по длине на отдельные участки, для каждого из которых можно считать с достаточной для практики точностью μ. и s постоянными. Тогда интеграл, выражающий сопротивление магнитной цепи, можно разбить 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 «агнитной цепи. Так как при этом, кроме того, можно считать $\mu_1$=const, $s_1$=const, $\mu_2$=const, $s_2$=const и т. д., то последнее равенство можно переписать в виде:

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

96

Закон магнитной цепи в этом случае можно записать так

$$\Phi = \frac{4\pi ni}{\sum \frac{l}{\mu s}} = \frac{ni'}{0{,}7956 \sum \frac{l}{\mu s}}, \qquad (13)$$

где $i$ выражено в абсолютных электромагнитных единицах, а $i'$ — в амперах.

Именно эта приближенная формулировка обычно применяется при расчете электрических машин. Практически она дает вполне достаточные по точности результаты.

***[1]) Всякий проводник является, конечно, телом трех измерений; этим выражением мы подчеркиваем в данном случае лишь значительные по сравнению с длиною поперечные размеры проводника***

**§ 20. Энергия магнитного потока.**

Понятие о присущей магнитному потоку энергии является важным в учении о природе магнитных явлений. В начальный период развития науки о магнитных явлениях совершенно не уделялось внимания той среде, в которой эти явления происходят. Закон Кулона, как известно, оперирует с так называемыми магнитными массами, расположенными на полюсах магнита, массами, фиктивность которых не подлежит для нас теперь никакому сомнению (см. § 31). В соответствии с этим и вопрос об энергии магнитных систем связывался, в построениях первых исследователей с этими магнитными массами так же, как в учении об электрическом поле считалось, что вся энергия системы сосредоточена в зарядах расположенных на поверхности заряженных тел. Работы Фарадея привели нас к убеждению, что энергия магнитной системы распределена по всему пространству, в котором обнаруживается действие магнитных сил. В настоящее время нет никаких сомнений в том, что энергия магнитного поля не сосредоточена в полюсах, но что каждый элемент объема, занятого магнитным потоком, является носителем определенной части энергии. В нижеследующих строках

мы дадим некоторые простейшие соотношения, характеризующие магнитный поток с точки зрения обусловливаемого им запаса энергии.

Разберем наиболее интересный для электротехники случай намагниченного вещества. Переход отсюда к энергии магнитного потока в пустоте будет легко сделать, положив μ=1.

Представим себе в качестве магнитопровода, т. е. магнитной цепи, в которой существует поток, железное кольцо с равномерно наложенной на него обмоткой из *n* витков (рис. 54).

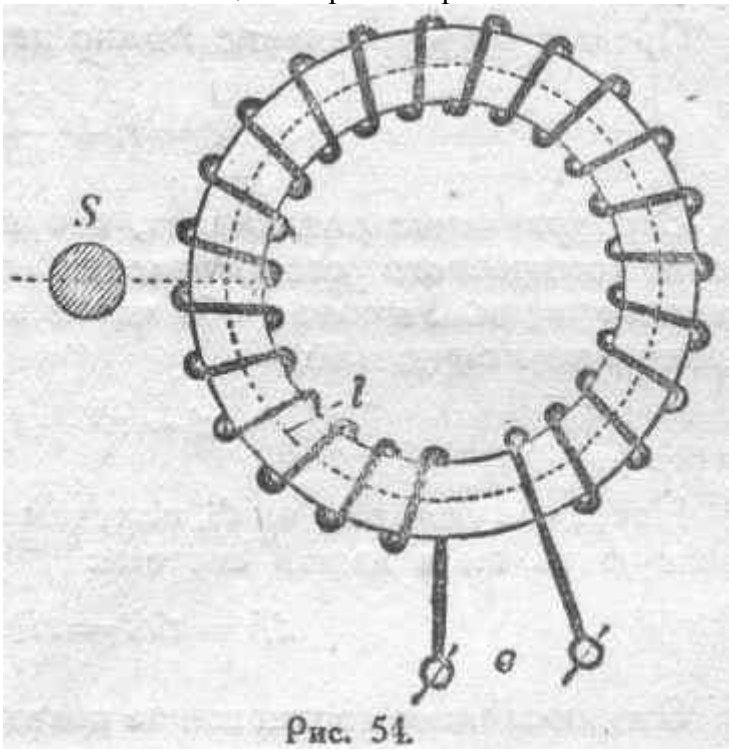


Рис. 54.

Если к такой



обмотке приложить некоторую ЭДС, которая возбудит в ней ток, то весь возникающий при этом магнитный поток окончательно сосредоточивается, как известно, внутри такого замкнутого соленоида (тороида), и вне занимаемого им объема магнитное поле можно принять отсутствующим. Поперечное сечение кольца выберем столь малым, чтобы можно было считать поле равномерно распределенным по поперечному сечению тороида.

Чтобы найти интересующую нас величину энергии магнитного поля в единице объема, определим сначала работу, совершаемую источником тока в процессе установления магнитного потока в тороиде. Будем исходить из закона Ома *в наиболее общей,* его формулировке:

$$i = \frac{e - \frac{d\Phi_s}{dt}}{r},$$

где $e$ — внешняя приложенная ЭДС, $\Phi_s$ — поток самоиндукции, — $d\Phi_s/dt$ есть обратная ЭДС самоиндукции, $r$— сопротивление обмотки.

Предыдущее уравнение можно переписать так:

$$e = ri + \frac{d\Phi_s}{dt}.$$

Это уравнение показывает, что внешняя ЭДС идет на преодоление омического сопротивления проводника и обратной ЭДС самоиндукции. Умножая обе части этого уравнения на *i,* получаем уравнение мощностей:

$$ei = ri^2 + i\frac{d\Phi_s}{dt}.$$

Наконец, умножая на *dt,* получим элементарную работу *dA,* совершенную током в нашей системе:

$dA=eidt=ri^2dt+id\Phi_s.$

Это последнее соотношение показывает, что затрачиваемая источником тока работа идет на нагревание обмотки $(ri^2dt)$ и на изменение магнитного состояния среды $(id\Phi_s)$. Нас интересует именно вторая составляющая работы. Обозначая ее $dA_m$, имеем:

$dA_m=id\Phi_s.$ (14)

Величина $\Phi_s$ *в* этом выражении представляет собою полный поток самоиндукции, сцепляющийся с данным контуром тока, т. е, полное число сцеплений этого потока с контуром. Так как контур состоит в нашей случае из *n* витков, то под $\Phi_s$ надо понимать не тот поток, который реально существует в соленоиде (обозначим последний через $\Phi_0=Bs$, где *B* — магнитная индукция в данной поперечном сечении, площадь которого есть s), а число сцеплений



этого реально существующего потока с контуром тока, т. е. величину в *n* раз большую. Таким образом, можем написать:

$\Phi_s=Bsn.$

Подставляя значение $\Phi_s$ в равенство (14), получаем:

$dA_m=id\Phi_s=isndB,$

т. е. работа, затрачиваемая на изменение магнитного состояния системы, пропорциональна произведению из силы тока на приращение магнитной индукции.

Исключим из полученного равенства величину *i,* для чего воспользуемся соотношением

$$H = \frac{4\pi nl}{l}$$

(см. примечание на стр. 93). Отсюда

$$i = \frac{Hl}{4\pi n}.$$

Подставляя вместо *i* полученное выражение, имеем:

$$dA_m = \frac{ls}{4\pi} HdB.$$

Отметим, что в полученное выражение не входит время. Следовательно, работа, затрачиваемая внешней ЭДС на создание магнитного потока, не зависит от времени его установления. Этот результат интересно сопоставить с затратой работы на джоулево тепло, пропорциональной времени.

Разделив полученное выражение на объем кольца, т. е. на *sl*, получим работу, затрачиваемую на элементарное изменение магнитного состояния вещества в единице объема:

$$dA_1 = \frac{1}{4\pi} HdB. \qquad (15)$$

Конечная работа, затрачиваемая на установление в единице объема намагничиваемого вещества магнитного поля, характеризуемого величинами *H* и *B,* будет равна:

$$A_1 = \frac{1}{4\pi}\int_0^B HdB. \qquad (16)$$

Сложность зависимости между *B* и Я делает вычисление полученного интеграла в общем случае крайне трудным. В некоторых случаях величину $A_1$ оказывается возможным найти графически, о чем мы еще будем говорить дальше (см. § 35). Пока же остановимся на частном случае, когда
μ=B/H=const.


Тогда можем написать:

$$A_1 = \frac{\mu}{4\pi}\int_0^H HdH = \frac{\mu H^2}{8\pi}. \qquad (17)$$

Это выражение можно написать еще в следующих двух формах:

$$A_1 = \frac{BH}{8\pi} = \frac{B^2}{8\pi\mu}.$$

Ясно, конечно, что соотношение (17) дает нам именно величину запаса энергии в единице объема, занятого магнитным потоком,— энергии, обусловленной наличием этого потока.
Для пустоты (то же приближенно справедливо и для воздуха) $\mu=\mu_0=1$ и потому $A_1$ численно равно: $H^2/8\pi$.

**§ 21. Энергия магнитной линии (единичной трубки магнитной индукции).**

В начале настоящего курса говорилось, что мы мыслим магнитный поток состоящим из магнитных линий, т. е. из ряда элементарных (единичных) трубок магнитной индукции. Отсюда следует, что н полную энергию в объеме, занятом магнитным потокам (при условии μ=const):

$$A = \int_v \frac{\mu H^2}{8\pi} dv,$$

можно представить распределенной между отдельными магнитными линиями, т. е. единичными трубками. Подсчитаем энергию, приходящуюся на долю единичной трубки магнитной индукции, т. е. трубки, для которой
$\Phi_1 = \mu Hs = 1$,
иначе говоря, энергию одной магнитной линии.
Элемент объема трубки *dv=sdl* содержит магнитную энергию:

$$\frac{\mu H^2}{8\pi} dv = \frac{\mu H^2}{8\pi} sdl.$$

Следовательно, во всей трубке заключается энергия:

$$A' = \oint \frac{\mu H^2}{8\pi} sdl = \oint \frac{\mu Hs}{8\pi} Hdl.$$

Так как μHs=l, то

$$A' = \frac{1}{8\pi}\oint Hdl,$$



что, по § 17, приводит к чрезвычайно простому соотношению:

$$A' = \frac{1}{8\pi} \cdot 4\pi I = \frac{1}{2} I. \qquad (18)$$

Итак, энергия, отнесенная к единице магнитного потока (одной магнитной линия), выражается половиною силы тока, сцепляющегося с данным магнитным потоком.

Таким образом, например, при $I$=10 ампер энергия единичной трубки (одной магнитной линии):

$$A' = \frac{1}{2} \cdot 10 \cdot 10^{-1} = 0{,}5 \text{ эрга}$$

и т. д.

Подсчитаем, пользуясь только-что выведенным соотношением, энергию потока самоиндукции, связанного с некоторым током $i$. Величина этого потока, как известно, равна:

$\Phi_s = Li$,

где $L$—коэффициент самоиндукция, представляющий собою полное число сцеплений реально существующего потока самоиндукции с данным контуром тока, сила которого при этом принимается равной единице (см. § 99).

Рассмотрим самый общий случай, когда мы имеем сколь угодно сложный контур тока. Допустим, что в случае, когда, сила тока в контуре равна единице, $k_1$ магнитных линий реально существующего потока сцепляются с $n_1$ витками; $k_2$ магнитных линий сцепляются с $n_2$ витками; $k_3$ магнитных линий сцепляются с $n_3$ витками и т. д. Если же сила тока равна $i$, то пропорционально силе тока изменяется и поток самоиндукции, т. е. при этом:

$k_1 i$ магнитных линий сцепляется с током $n_1 i$,
$k_2 i$ „ „ „ „ „ $n_2 i$,
$k_3 i$ „ „ „ „ „ $n_3 i$.
и т. д.

Принимая во внимание данное выше соотношение (18) для энергии, отнесенной к одной магнитной линии, получаем:

$k_1 i$ магн. линий обладают запасом энергии, равным $\frac{1}{2} k_1 n_1 i^2$,
$k_2 i$ „ „ „ „ „ „ $\frac{1}{2} k_2 n_2 i^2$,
$k_3 i$ „ „ „ „ „ „ $\frac{1}{2} k_3 n_3 i^2$
и т. д.

А все магнитные линии потока самоиндукции являются носителями запаса анергии:

$$A_s = \frac{1}{2}\left(k_1 n_1 + k_2 n_2 + k_3 n_3 + \cdots\right) i^2.$$



Согласно определению, имеем:

$$k_1 n_1 + k_2 n_2 + k_3 n_3 + \cdots = L.$$

Следовательно, окончательно получаем:

$A_s = {}^1/_2 L i^2$.

Обратим внимание на сходство этого выражения с выражением кинетической энергии механической системы: $^1/_2mv^2$; смысл этой аналогии мы уясним в дальнейших частях курса (см. § 28 и главу VII).
На основании всего предыдущего ясно, что, распространяя интегрирование на весь объем, занятый потоком самоиндукции, мы можем написать:

$$\frac{1}{2}Li^2=\frac{1}{8\pi}\int_v \mu H^2 dv.$$

## § 22. Тяжение магнитных линий.

При дальнейшем изучении свойств магнитного потока мы остановимся на явлении *тяжения магнитных линий.* Совершенно естественно представлять себе все явления, происходящие в магнитном поле, как следствие особых свойств магнитного потока в целом и составляющих его единичных трубок магнитной индукции в частности. Фарадей, создавший представление о магнитном поле как о совокупности физически существующих магнитных линий, рассматривал все явления, происходящие в магнитном поле, именно как результат проявления свойств этих элементов магнитного потока. По Фарадею, магнитные линии ведут себя как упругие нити, стремящиеся сократиться. Это проявляется, например, в обнаруживаемом магнитными линиями стремлении сблизить элементы магнитной цепи. Вообще, во всех случаях, когда в результате существования магнитного поля возникают механические силы, их можно отнести за счет стремления магнитных линий к сокращению.
Максвелл, подвергший тщательному математическому обследованию все свойства магнитного потока, показал путем анализа и в полном согласии с воззрениями Фарадея, что в магнитном поле должны возникать механические напряжения, которые должны производить соответствующие механические же воздействия на все материальные тела, внесенные в поле. Для случая неоднородной анизотропной среды выражение для этих сил получает сложный вид. Мы ограничимся рассмотрением простейшего случая однородной изотропной среды.
Представим себе (рис. 55) два разноименных полюса и нарисуем картину распределения магнитных линий в этом случае.

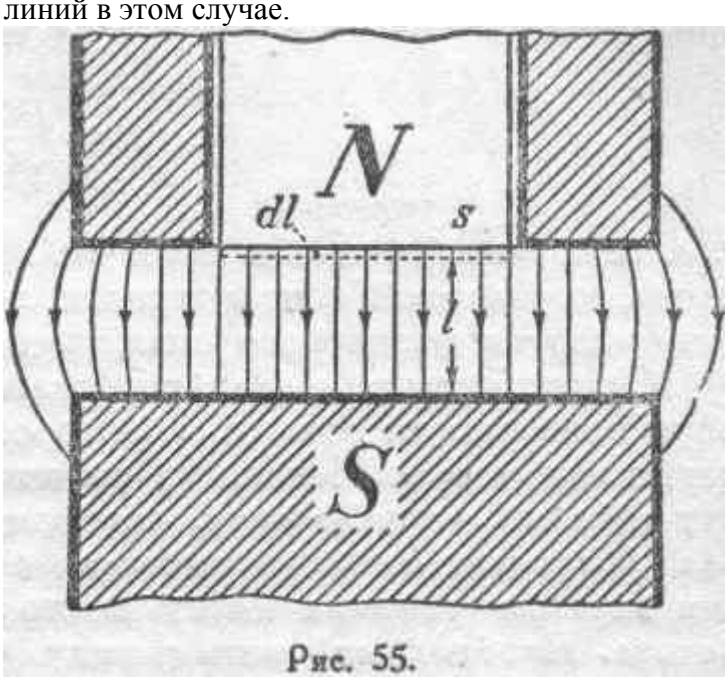


Рис. 55.

Если щель между полюсами достаточно узка, то в центральной части ее поле можно считать однородным. По бокам же однородность поля нару-

шается. Для того, чтобы это обстоятельство не затрудняло рассмотрения вопроса, вырежем среднюю цилиндрическую часть северного полюса, получив таким образом вокруг нее „охранное кольцо", которое даст нам возможность в наших расчетах принимать во внимание лишь среднюю часть пространства между полюсами, где поле является однородным. Вырезанная часть представится в виде цилиндра с поперечным сечением s.

В силу своей упругости, магнитные линии будут стягивать полюсы, и вырезанный элемент магнита будет находиться под действием сил тяжения. Постараемся определить величину силы тяжения, действующей на площадь s. Расчет будем вести, исходя из выражения для энергии магнитного потока и принципа сохранения энергии.

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

$f=f's.$

Для расчета предположим, что центральная цилиндрическая часть под действием сил тяжения несколько сместилась, причем величину этого элементарно малого смещения обозначим через $dl$ (положение сместившегося цилиндра показано на рис. 55 пунктиром). Такое смещение вызовет соответствующее изменение количества энергии, запасенной в магнитном поле, так как работа перемещения за отсутствием других источников энергии может быть произведена лишь за счет энергии магнитного потока. Действительно, объем поля в пространстве между магнитами стал меньше, и количество энергии, запасенной в поле, должно соответственно уменьшиться. Полный интересующий нас объем, занимаемый полем между магнитами, выражается произведением $ls$, где $l$ есть расстояние между полюсами. Считая запас энергии на единицу объема равным (17)

$$A_1 = \frac{\mu H^2}{8\pi}$$

и пренебрегая бесконечно малыми высших порядков, получим, что, при перемещении цилиндра на элемент $dl$, в механическую работу превратится часть энергии магнитного поля, равная

$$\frac{\mu H^2}{8\pi} sdl.$$



С другой стороны, эта же работа равна

$$fdl = f'sdl.$$

Следовательно, на основании закона сохранения энергии, можем написать:

$$f'sdl = \frac{\mu H^2}{8\pi} sdl$$

или, сокращая на $sdl$, получаем в динах на кв. сантиметр:

$$f' = \frac{\mu H^2}{8\pi}, \qquad (19)$$

т. е. сила тяжения магнитных линий, рассчитанная на единицу поверхности, нормальной к поверхности потока, численно равна количеству энергии магнитного поля, рассчитанному на единицу объема.

Мы рассчитывали величину силы тяжения, действующей на единицу поверхности полюса, к которому, так сказать, „присосались" магнитные линии. Исходя из положения, что магнитные линии ведут себя как упругие нити, естественно заключить — как это сделал Фарадей и математически обосновал Максвелл,—что такая же сила тяжения имеет место в любом поперечном сечении потока. Необходимо иметь в виду, что полученное выражение (19) пригодно лишь для однородной и

изотропной среды, и μ=const. При несоблюдении этих условий характер явления в основном остается тем же, но математическая формулировка соответствующих зависимостей значительно усложняется. Пользуясь равенством μH=*B,* мы можем преобразовать полученное выражение следующим образом:

$$f = \frac{\mu H^2}{8\pi} = \frac{BH}{8\pi} = \frac{B^2}{8\pi\mu}.$$ *

Обычно мы наблюдаем механические проявления магнитного поля в воздухе, т.е. при μ=1. В этом случае *f* численно равно:



$$\frac{H^2}{8\pi} = \frac{B^2}{8\pi}\ ^{1)}.$$

***[1]) В этой и предыдущих формулах может обратить на себя внимание парадоксальный, на первый взгляд, факт, именно, что выражения для силы и для энергии как бы совпадают между собой. Кажущаяся парадоксальность исчезнет, если мы вспомним, что в формулах (19) и (17) фигурируют сила, рассчитанная на единицу поверхности, и энергия, рассчитанная на единицу объема. Не трудно убедиться, что при этих условиях размерности той и другой величины совпадают:***

$$\frac{\text{энергия}}{\text{объем}} = \frac{A}{v} = \frac{A}{sl} = \frac{\text{сила} \times \text{путь}}{sl} = \frac{fl}{sl} = \frac{f}{s} = \frac{\text{сила}}{\text{площадь}}.$$

***[1]) Подобное „охранное кольцо" мы имеем в абсолютном влектрометре В. Томсона (лорда Кельвина).***

***[1]) Maxwell, Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II, §§641—645.***

**§ 23. Подъемная сила магнита.**

Разберем несколько примеров, где полученные нами формулы находят себе практическое применение.

Рассчитаем в виде первого примера подъемную силу электромагнита. Имеем магнитный полюс *N* (рис. 56), притягивающий некоторую железную массу.

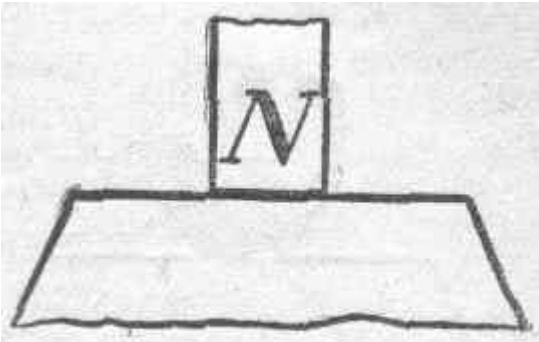



Рис. 56.

Так как щель между магнитом и притягиваемым им грузом достаточно узка, то практически можно, *пренебрегая утечками,* считать поле внутри нее однородным, т. е. предполагать, что магнитные линии параллельны друг другу и перпендикулярны к поверхности полюса магнита. В таком случае подъемную силу магнита мы можем рассчитать по формуле:

$$f = f's = \frac{B_0^2}{8\pi}s, \qquad (20)$$

где $B_0$ обозначает магнитную индукцию в шели, т. е. в воздухе. Мы вводим в формулу величину индукции в воздухе $B_0$ потому, что притяжение осуществляется именно магнитными линиями, расположенными в щели между магнитом и грузом, т. е. в воздухе. Но удобнее представить формулу (20) в несколько другом виде, введя, вместо величины индукции в воздухе $B_0$, величину индукции в магните, которую мы обозначим через $B_m$. Не трудно убедиться, что в данном случае

$B_0=B_m$.

В самом деле, все магнитные линии, выходящие из тела магнита в силу своей непрерывности, должны пройти через междужелезное пространство, а так как в этом междужелезном пространстве они перпендикулярны к поверхности магнита, что число их, приходящееся на единицу поверхности, в железе и в воздухе будет одинаково, т. е.

$B_0=B_m$.

Таким образом, формула (20) приобретает вид:

$$f = \frac{B_m^2}{8\pi}s. \qquad (21)$$

Это соотношение можно преобразовать, воспользовавшись равенством: $\Phi=Bs$, где $\Phi$ есть полный магнитный поток. Тогда получаем:

$$f = \frac{\Phi^2}{8\pi s}. \qquad (22)$$

Из полученных выражений (21) и (22) для подъемной силы магнита мы можем сделать заключение, что при постоянной величине магнитной индукции в полюсных частях магнита сила притя-



жения прямо пропорциональна площади поверхности соприкосновения магнита с притягиваемым грузом. В случае же постоянства магнитного потока подъемная сила обратно пропорциональна этой площади, и в таких случаях может оказаться выгодным применение железного башмака, указанного на рисунке 57, уменьшающего площадь соприкосновения.

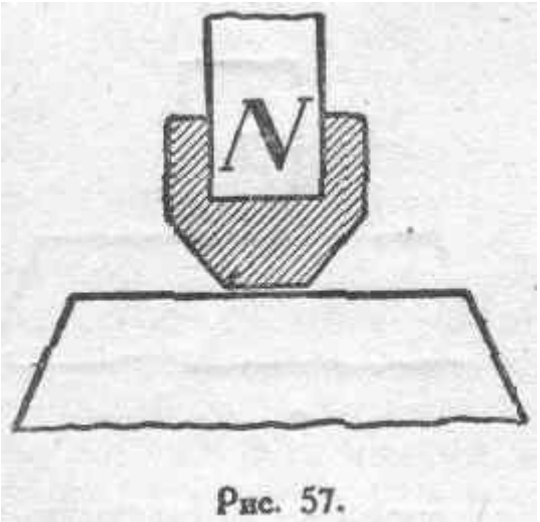


Рис. 57.

Башмак концентрирует магнитные линии, и магнитный поток лучше используется. При этом, однако, нужно иметь в виду, что нельзя итти сколь угодно далеко в направлении уменьшения поверхности соприкосновения. Действительно, при постоянном потоке такое уменьшение поверхности соприкосновения ведет к увеличению магнитной индукции $B = \mu H$, причем μ сильно падает, и за счет рабочего потока возрастает поток рассеяния.

**§ 24. Отрывной пермеаметр.**

Выведенные соотношения находят, между прочим, применение в теории отрывных пермеаметров, т. е. приборов, служащих для исследования магнитных свойств железа, Исследование сводится к построению кривой $B=f(H)$ и, отсюда, кривой $\mu=f(B)$. Таким образом, задача состоит в нахождении величины индукции в железе при каждом данном значении $H$.

Один из приборов этого рода изображен схематически на рисунке 58.

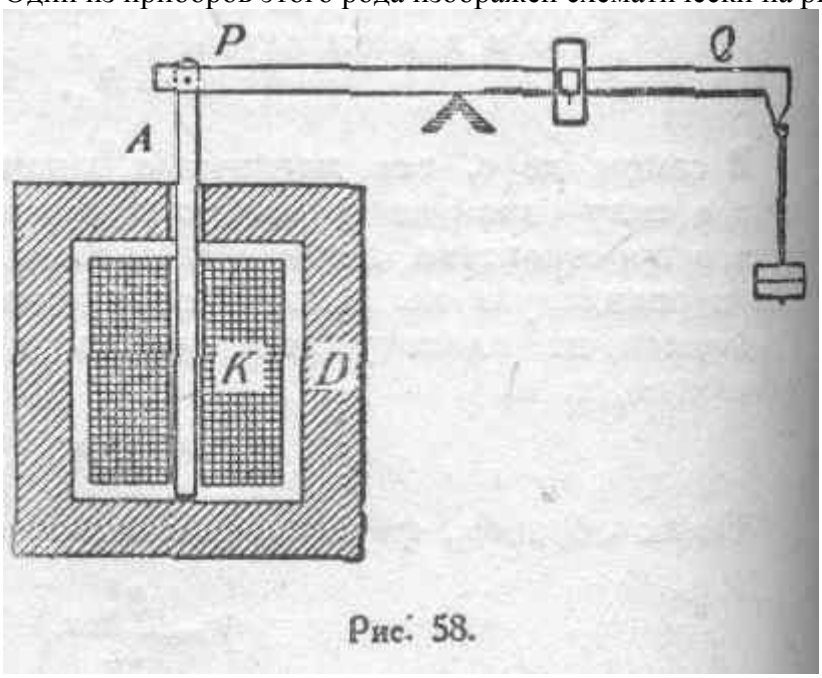


Рис. 58.

Испытуемый образец железа $A$ помещается внутри катушки $K$ из $n$ витков изолированной проволоки, несущих ток $i$. Ярмо $D$ служит для замыкания магнитной цепи. Для нахождения интересующей нас величины магнитной индукции в железе $B$ мы определяем при помощи рычага $PQ$ величину усилия,

необходимого для отрывания испытуемого образца от ярма. Свяжем величину этого механического усилия с величиной *B*. На основании рассуждения, аналогичного приведенному выше (§ 23), можно принять, что индукция в щели стыка будет равна индукции в железе. Следовательно, через щель проходит поток:

$\Phi_0$=Bs,



где s—сечение образца. Однако, при отрывании образца нам приходится преодолевать тяжение не всех магнитных линий, а только некоторой части их, равной

$$\Phi = Bs - \mu_0 Hs = (B - \mu_0 H)\, s,$$

так как часть потока, создаваемая неподвижной катушкой в пространстве, как в таковом, и равная $\mu_0 Hs$, является основной и не претерпевает никакого растяжения при отрывании образца от ярма. Поток $\mu_0$Hs является основным в том смысле, что он связан только с катушкой *K* совершенно независимо от наличия образца *A*. Магнитный же поток, добавляемый испытуемым железным стержнем, т. е. та часть потока, тяжение которой мы преодолеваем, отрывая стержень, равна разности между результирующим потоком *Bs* и основной его частью, т. е. $\mu_0 HS$.

Приближенно рассчитывая силу этого тяжения, имеем:

$$f = \frac{\Phi^2}{8\pi s} = \frac{(B - \mu_0 H)^2 s^2}{8\pi s} = \frac{(B - \mu_0 H)^2 s}{8\pi}.$$

Отсюда находим:

$$B = \sqrt{\frac{8\pi f}{s}} + \mu_0 H.$$

*H*— сила магнитного поля, создаваемого катушкой *K,* определяется по формуле:

$$H = \frac{0{,}4\pi n i}{l},$$

где *i* — сила тока в амперах, *l*— длина катушки.

Беря разные значения *i* и определяя каждый раз величину *f*, получаем кривую *B=f(H).*

**§ 25. Природа электромагнитной силы.**

Объяснение механических действий магнитного поля тяжением магнитных линий предоставляет возможность дать весьма простое физическое толкование причин возникновения электромагнитной силы, т. е. силы механического взаимодействия проводника, несущего ток, с магнитным полем. Представим себе поле между двумя полюсами магнита и помешенный в это поле перпендикулярно к нему проводник, по которому течет ток. Мы знаем, что при прохождении по проводнику тока вокруг него возникает магнитное поле в виде кольцевых магнитных линий. Направление этого поля тока легко определяется по правилу штопора. Картина результирующего магнитного поля может быть получена аналитически или путем использования железных опилок и построения магнитного спектра. Не трудно будет убедиться, что по одну сторону проводника, как бы в силу наложения противоположных магнитных состояний среды, магнитное поле ослабится, в то время, как по другую сторону проводника, наоборот, магнитные линии располо-

жатся более густо. Поле тока, таким образом, исказит основное магнитное поле. В результате получится картина, данная на рисунке 59 (см. также рис. 26— 28).

Если достаточно освоиться с фарадеевским представлением о магнитном поле, как о системе реально существующих упругих нитей, стремящихся стянуться, то, не прибегая к правилу левой руки, по одному взгляду на рисунок 59 можно сказать, что проводник будет испытывать со стороны поля давление, стремящееся сдвинуть его влево.

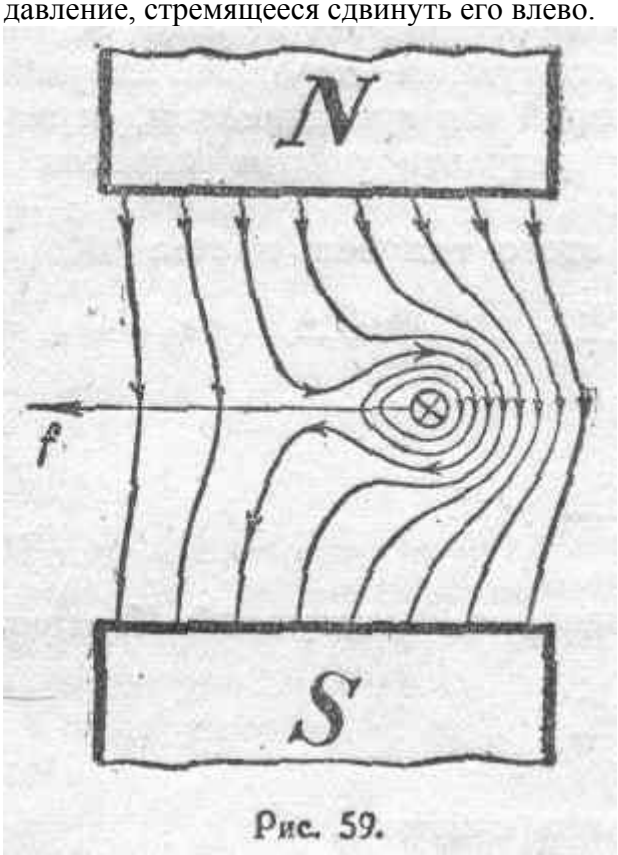


Рис. 59.

Вообще, правильное представление о вероятном

механизме явлений, имеющих место в магнитном поле, делает запоминание разного рода мнемонических правил излишним.

Картину магнитного поля в каждом данном случае можно, как указано выше, получить аналитически путем расчета или же, что гораздо проще, при помощи магнитных спектров. Эти спектры известны еще со времени Гильберта (XVI век), но только Фарадей научил нас (см. § 1) видеть в них определенный физический смысл, а именно схему какого то реально происходящего физического процесса. В этом—громадная заслуга Фарадея.

Совершенно аналогичным образом можно трактовать и механические процессы, происходящие в более сложных случаях. Рассмотрим, например, схему магнитного потока в двигателе постоянного тока (рис. 60).

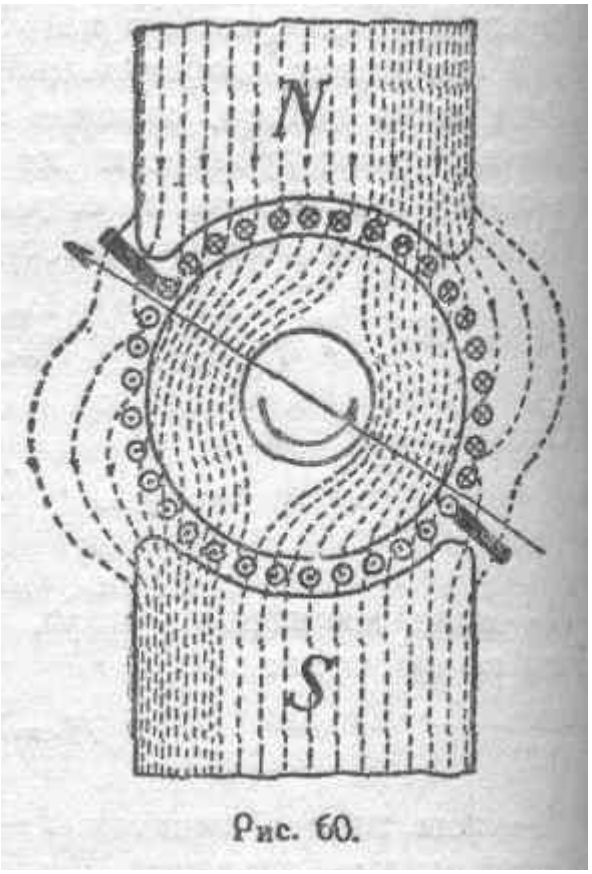


Рис. 60.

При прохождении тока по обмотке двигателя этой обмоткой, как таковой, создается поле, направление которого показано на рисунке прямой стрелкой. Взаимодействуя с основным



полем, поле якоря создает некоторое результирующее поле, скошенное под северным полюсом в одну сторону, под южным — в другую, как показано на рисунке 60. Деформированные таким образом магнитные линии, стягиваясь, естественно создадут пару сил, стремящуюся вращать якорь (против часовой стрелки в данном случае). Если бы не было коммутации, т. е. если бы направление тока в каждом данном проводнике не менялось при прохождении под щеткой, то якорь, повернувшись на такой угол, при котором несимметрия магнитного поля исчезает, остановился бы. Таким образом, коммутация необходима для того, чтобы искусственно поддерживать несимметрию магнитного поля.

Этот пример выясняет нам, каким путем происходит преобразование электрической энергии в механическую. Подводимая к двигателю электрическая энергия идет на деформирование магнитного поля. Это деформированное состояние поля и является непосредственной причиной возникновения вращающего момента (см. § 12). Обратное явление происходит в генераторе. Механическая энергия двигателя, вращающего генератор, расходуется на преодоление тяжения деформируемых проводниками якоря магнитных линий основного магнитного поля машины. Путем процесса, подробное рассмотрение которого будет дано в главе V, „Природа электрического тока", и элементарной схемой которого является пример, приведенный нами на рисунках 26 — 28 (почкование магнитных линий), энергия деформированных магнитных линий распределяется по всей замкнутой цепи тока, состоящей из проводников арматуры и внешней части цепи. Таким образом, магнитный поток является физически необходимым посредником при преобразовании механической энергии в электрическую и обратно.

***[1]) В том, что поле, создаваемое якорем, будет иметь именно такое направление, не трудно убедиться, рассмотрев распределение токов по проводникам обмотки. Ясно, что мы можем рассматривать якорь как электромагнит, отличающийся от обычного электромагнита лишь тем, что в якоре витки намагничивающей обмотки по краям его (у щеток) имеют меньшие размеры, чем посредине.***

**§ 26. Боковой распор магнитных линий.**

Чтобы покончить с вопросом о механических свойствах магнитного потока, остановимся еще на одном явлении, сопутствующем тяжению магнитных линий. Из рисунка 59 ясно, что если придерживаться представления о магнитных линиях как об упругих нитях, то, кроме сил тяжения, должно еще иметь место боковое давление одних линий на другие. Можно говорить, что эти поперечные силы в сумме и дают усилие, выталкивающее проводник из поля. Мы можем и должны, однако, рассматривать это боковое давление, так называемый боковой распор магнитных линий, не как что-то самостоятельное, а лишь как другую сторону тех самых механических напряжений, которые резче всего выявляются в рассмотренном выше свойстве продольного тяжения.

К представлению о существовании бокового распора магнитных линий можно подойти еще и с другой стороны. Мы знаем, что в среде однородной и изотропией тяжение магнитных линий, рассчитанное на 1 *см*$^2$, выражается соотношением

$f$=BH/8π.

109

Тяжение, рассчитанное на одну магнитную линию, выразится соотношением:

$$f=\frac{f'}{B}=\frac{H}{8\pi},$$

так как *B* есть число магнитных линий, приходящихся на 1 *см*$^2$ Из полученного равенства следует, что в неоднородном магнитном поле, т. е. в поле, для которого H≠const, тяжение магнитных линий меняется вдоль их длины.

Выделим в неоднородном поле участок трубки индукции указанной на рисунке 61 формы.

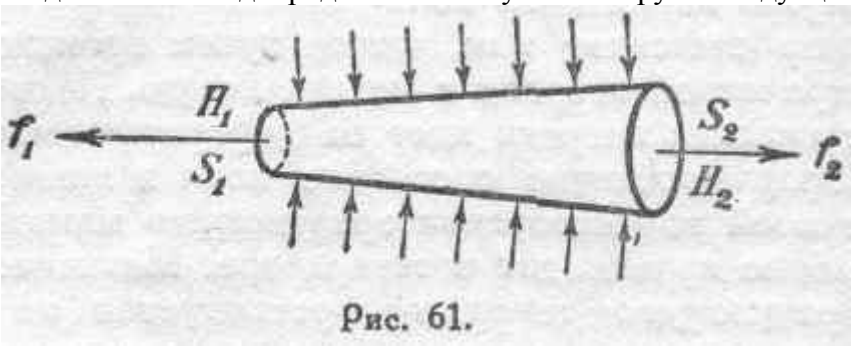


Рис. 61.

Если $s_1$ и $s_2$ — два нормальных сечения этой трубки, причем $s_1<s_2$, то, очевидно, $H_1>H_2$, а следовательно

$f_1>f_2$.

Стало быть, рассматривая данный участок трубки с точки зрения механического равновесия, мм должны предположить существование еще каких-то дополнительных сил. По Максвеллу, на силы продольного тяжения накладываются силы, по природе своей аналогичные гидростатическому давлению, т. е. нормальные, к стенкам трубки (рис. 61). В общем случае выражение для этих сил бокового распора имеет сложный вид. Для случая среды однородной и изотропной, при μ=const, со-

гласно Максвеллу, для силы бокового давления, рассчитанной на 1 см$^2$, получается весьма простое выражение, а именно

$$f'' = \frac{\mu_0 H^2}{8\pi}.$$

Сопоставляя это выражение с найденной выше (§ 22) величиной продольного тяжения магнитных линий (19)

$$f' = \frac{\mu H^2}{8\pi},$$

видим, что в случае среды, для которой $\mu=\mu_0=1$, имеет место равенство

$f''==f'$,



т.е. боковое давление численно равно продольному тяжению. Но такое равенство имеет место *только* при $\mu=\mu_0=1$. Во всех остальных случаях

$f''\neq f'$.

Следует иметь в виду, что явление бокового распора имеет место всегда, а не только в случае искаженного магнитного поля, В том случае, когда магнитное поле однородно в своей большей части, например, между сближенными полюсами постоянных магнитов, магнитные линии, расположенные по краям занимаемого потоком пространства, изогнуты наружу (рис. 62).

Рис. 62.

Это явление следует приписать именно боковому распору магнитных линий *во всем объеме,* занятом магнитным потоком.

**§ 27. Преломление магнитных линий.**

Остановимся теперь на явлениях, имеющих место при переходе магнитного потока из одной среды в другую, обладающую иными магнитными свойствами ($\mu_1\neq\mu_2$).

Когда магнитный поток нормален к поверхности раздела, мы не встречаем никаких усложняющих обстоятельств: магнитный поток, переходя из одной среды в другую, не претерпевает никаких изменений в отношении своего направления. Если же магнитные линии встречают поверхность раздела двух средин под некоторым углом, отличающимся от прямого, то мы наблюдаем изменение направления магнитных линий,—явление, которое, по аналогии с явлением преломления света, называют преломлением магнитных линий.

Представим себе (рис. 63) две однородные и изотропные среды I и II, обладающие *магнитными* проницаемостями $\mu_1$ и $\mu_2$.

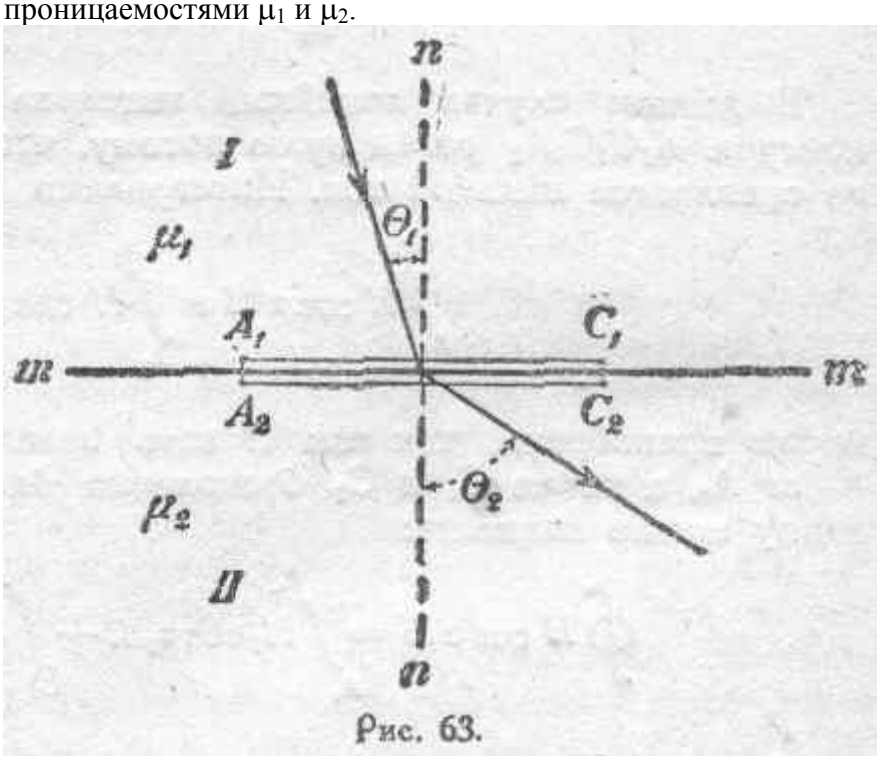


Рис. 63.

Рассмотрим, чтобы не осложнять чертежа, одну магнитную линию, образующую в первой среде угол $\theta_1$ с нормалью *nn к* поверхности раздела *mm.* Угол $\theta_1$ будем называть углом падения. Пусть в среде второй 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 в обеих срединах однородно.

Нас интересует соотношение, характеризующее зависимость углов падения и преломления ($\theta_1$ и $\theta_2$) от магнитных свойств обеих



средин. В случае, если магнитные проницаемости среды I и II одинаковы, никакого преломления не должно быть, так как в этом случае по отношению к магнитному потоку мы имеем в полном смысле слова одну и ту же среду. Преломление магнитных линий является результатом именно различия магнитных свойств средин. Чтобы уяснить себе происходящее явление, надо рассмотреть магнитные условия на поверхности раздела. Обозначим величину магнитной силы в первой среде через $H_1$, а величину магнитной индукции через $B_1$. Для второй среды будем иметь соответственно $H_2$ и $B_2$. Возьмем в среде I точки $A_1$ и $C_1$, бесконечно близкие к поверхности раздела, и соответственно точки $A_2$ и $C_2$ в среде II, бесконечно близкие к точкам $A_1$ и $C_1$ и одинаково от них отстоящие. Составляя линейный интеграл магнитной силы вдоль замкнутого контура $A_1C_1C_2A_2$ имеем:

$$\oint H\cos\alpha\, dl = \int_{A_1}^{C_1} H\cos\alpha\, dl + \int_{C_1}^{C_2} H\cos\alpha\, dl + \int_{C_2}^{A_2} H\cos\alpha\, dl + \int_{A_2}^{A_1} H\cos\alpha\, dl = 0.$$

В данном случае линейный интеграл магнитной силы вдоль контура $A_1C_1C_2A_2$ равен нулю потому, что с указанным контуром не сцепляется никакой ток. Интегралами

$$\int_{C_1}^{C_2} H\cos\alpha\, dl \text{ и } \int_{A_2}^{A_1} H\cos\alpha\, dl$$

можно пренебречь, так как $H$ есть величина конечная, точки же $A_1$ и $A_2$, а также $C_1$ и $C_2$ бесконечно близки друг к другу. Поэтому можно написать:

$$\oint H\cos\alpha\, dl = \int_{A_1}^{C_1} H_1\cos\alpha_1\, dl + \int_{C_2}^{A_2} H_2\cos\alpha_2\, dl = 0.$$

На основании условия относительно однородности поля величину $H_1\cos\alpha_1$ на протяжении участка $A_1C_1$ можно считать постоянной и вынести за знак интеграла, а так как

$$\theta_1 = 90^\circ - \alpha_1$$

и потому

$$\cos\alpha_1 = \sin\theta_1,$$

то

$$\int_{A_1}^{C_1} H_1\cos\alpha_1\, dl = H_1\sin\theta_1 \int_{A_1}^{C_1} dl.$$



Совершенно аналогично для участка $C_2A_2$ можем считать:

$$H_2\cos\alpha_2 = \text{const}.$$

Но так как интегрирование во втором случае производится в направлении от $C_2$ к $A_2$, то:

$$\alpha_2 = \theta_2 + 90^\circ$$

и, следовательно,

$$\cos\alpha_2 = -\sin\theta_2,$$

т. е.

$$\int_{C_2}^{A_2} H_2\cos\alpha_2\, dl = -H_2\sin\theta_2 \int_{C_2}^{A_2} dl.$$

В результате получаем:

$$H_1\sin\theta_1 \int_{A_1}^{C_1} dl - H_2\sin\theta_2 \int_{C_2}^{A_2} dl = 0$$

или

$$H_1\sin\theta_1\ \overline{A_1C_1} - H_2\sin\theta_2\ \overline{C_2A_2} = 0$$

н, наконец, так как по условию

$$\overline{A_1C_1} = \overline{C_2A_2},$$

получаем

$$H_1 \sin \theta_1 = H_2 \sin \theta_2, \qquad (23)$$

т. е. тангенциальные по отношению к поверхности раздела составляющие силы магнитного поля в обеих срединах одинаковы.

Найдем теперь соотношение, характеризующее величины магнитных индукций $B_1$ и $B_2$ у поверхности раздела, для чего воспользуемся принципом непрерывности магнитного потока. Рассмотрим магнитный поток сквозь замкнутую цилиндрическую поверхность, проекции оснований которой изображаются на рис. 63 линиями $A_1C_1$ и $A_2C_2$. Обозначим площади этих оснований бесконечно близких, но расположенных в разных срединах, соответственно через $s_1$ и $s_2$. Рассматриваемый магнитный поток выражается

интегралом $\int B\cos\beta ds$, который, как известно, равен нулю. Разобьем этот интеграл на три интеграла, взяв один по верхнему основанию $s_1$, второй—по нижнему $s_2$, а третий—по цилиндрической поверхности, следами которой на рис. 63 являются отрезки $A_1A_2$ и $C_1C_2$. Последним интегралом можно пренебречь, так как основания $s_1$ и $s_2$ бесконечно близки, и, следовательно, цилиндрическая поверхность бесконечно мала, а магнитная индукция для всех точек этой поверхности имеет конечное значение. Тогда имеем:

$$\int_s B \cos \beta \, ds = \int_{s_1} B_1 \cos \beta_1 ds_1 + \int_{s_2} B_2 \cos \beta_2 ds_2 = 0.$$



Так как β есть угол между направлением вектора магнитной индукции и внешней нормалью к рассматриваемой поверхности, то в данном случав

$\beta_1=180-\theta_1$ и

$\beta_2=\theta_2$.

Следовательно,

$\cos\beta_1=-\cos\theta_1$

$\cos\beta_2=\cos\theta_2$.

Таким образом, получаем:

$$\int_s B \cos \beta \, ds = -\int_{s_1} B_1 \cos \theta_1 \, ds_1 + \int_{s_2} B_2 \cos \theta_2 \, ds_2 = 0.$$

В силу однородности поля имеем право считать:

$B_1\cos\theta_1=\text{const}$, $B_2\cos\theta_2=\text{const}$. Тогда

$$B_1 \cos \theta_1 \int_{s_1} ds_1 = B_2 \cos \theta_2 \int_{s_2} ds_2$$

или

$$B_1 \cos \theta_1 s_1 = B_2 \cos \theta_2 s_2.$$

Так как $s_1=s_2$,

то

$$B_1 \cos \theta_1 = B_2 \cos \theta_2. \qquad (24)$$

Деля равенства (23) и (24) одно на другое» получаем:

$$\frac{H_1}{B_1}\operatorname{tg}\theta_1 = \frac{H_2}{B_2}\operatorname{tg}\theta_2$$

или

$$\frac{1}{\mu_1}\operatorname{tg}\theta_1 = \frac{1}{\mu_2}\operatorname{tg}\theta_2.$$

Отсюда окончательно имеем:

$$\frac{\operatorname{tg}\theta_1}{\operatorname{tg}\theta_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}, \qquad (25)$$

т. е. при переходе магнитного потока из среды с магнитной проницаемостью $\mu_1$ в среду с проницаемостью $\mu_2$ тангенсы углов падения и преломления относятся как магнитные проницаемости соответствующих средин.

Таким образом, 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 (рис. 64), т. е. будут сгущаться.

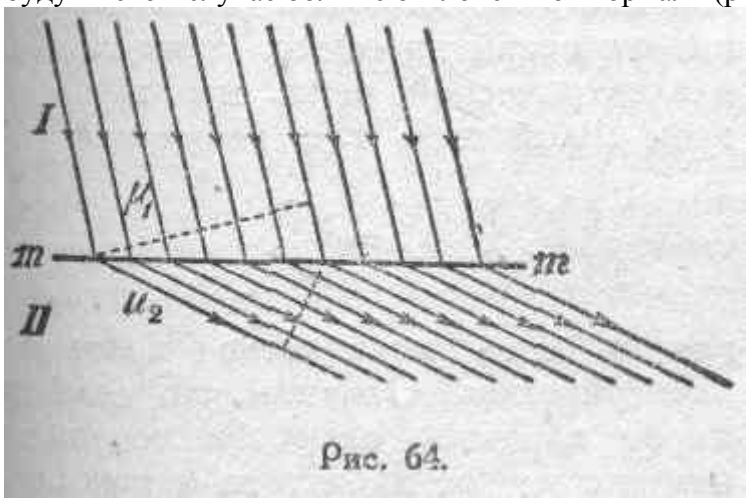


Рис. 64.

Число магнитных линий, приходящихся на единицу поверхности, нормальной



к направлению магнитного потока (см. пунктирные линии), будет во II среде больше, чем в I, т. е. $B_2>B_1$ Рассмотрим еще случай, когда магнитный поток нормален к поверхности раздела ($\theta_1 = 0$). Так как отношение — всегда конечно,

то если один из этих углов равен нулю, то и другой также равен нулю, т. е. в обеих срединах магнитные линии нормальны к поверхности раздела, и, следовательно, значения магнитной индукции одинаковы (рис. 65).

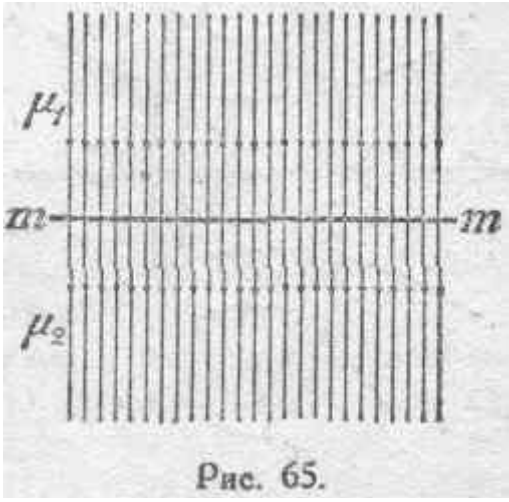


Рис. 65.

В качестве замечания, имеющего практическое значение при построении картин магнитного поля в электромагнитных механизмах, содержащих железо, укажем, что при переходе из воздуха в железо магнитные линии в воздухе обычно составляют с нормалью к поверхности раздела угол, практически близкий к нулю. В самом деле, магнитная проницаемость железа во много раз превосходит магнитную проницаемость воздуха. Пользуясь соотношением

$$\frac{\operatorname{tg}\theta_1}{\operatorname{tg}\theta_2}=\frac{\mu_1}{\mu_2},$$

увидим, что для случая перехода из воздуха ($\mu_1=1$) в железо ($\mu_2$)

$$\frac{\operatorname{tg}\theta_1}{\operatorname{tg}\theta_2}=\frac{1}{\mu_2},$$

т. е. даже при практически большом значении $\theta_2$ угол $\theta_1$ будет иметь величину сравнительно очень малую.

**§ 28. Принцип инерции магнитного потока.**

*Общие аналогии.* В заключение главы о свойствах магнитного потока вкратце остановимся на некоторых общих соображениях и механических аналогиях, позволяющих взглянуть на магнитный поток с новой точки зрения и притти к представлению об инер-



ции магнитного потока. Мы коснемся этого вопроса в главе VII, но полезно теперь же осветить некоторые основные положения, иллюстрирующие это свойство магнитного потока. Подобно тому как в механике при изучении движения сколь угодно сложных систем мы исходим из законов движения одной материальной точки, так и в области электромагнитных явлений в самых сложных системах мы встречаемся со свойствами, которые отчетливее всего выявляются на простейших случаях.

Возьмем единичный контур простой формы, несущий ток $i$ (рис. 66), и попытаемся найти некоторые аналогии в явлениях, сопровождающих процесс тока в таком контуре, с тем, что наблюдается при движении материальной точки.

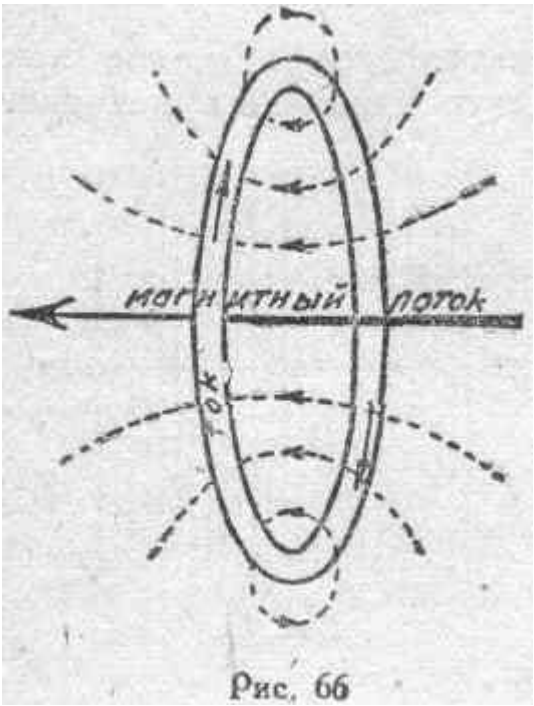


Рис. 66

Нет сомнения в том, что электрический ток есть явление кинетического характера. Этот кинетический процесс, происходящий в электрической цепи, мы характеризуем силой тока, т. е. величиной

$$i=dq/dt,$$

где q есть количество протекшего электричества. Отметим, что сила тока имеет характер скорости совершенно независимо от характера наших представлений о природе электрического тока.

В механической системе скорость материальной точки выражается, как известно, величиной

$$v=dl/dt,$$

где $l$ есть путь, пройденный точкой.

Сопоставление этих двух выражений дает нам первую аналоги» между явлениями в электрической цепи, с одной стороны, и в механической системе—с другой: и в том и в другом случае явление характеризуется скоростью происходящего процесса. Исходя, по существу, из этой аналогии и ее дальнейшего развития, Максвелл построил свою динамическую теорию злектромагнитизма.

Перейдем теперь к энергии системы в том же простейшем случае. Укажем, что мы должны представлять себе запас энергии, связанной с контуром тока, не сосредоточенным внутри проводника, а распределенным в пространстве, его окружающем. Раньше мы показали (§ 21), что энергия магнитного поля вокруг проводника с током, т. е. энергия потока самоиндукции, выражается величиной

$$^1/_2Li^2.$$



Это и есть величина запаса энергии, связанной с данным контуром и обусловленной тем, что по нему протекает электрический ток.

С другой стороны, мы знаем, что живая сила материальной точки выражается величиной

$$^1/_2mv^2.$$

Последние два выражения также совершенно аналогичны по форме. При атом сила тока $i$ соответствует скорости v, коэффициент самоиндукции $L$—коэффициенту инерции или массе $m$, энергия потока самоиндукции $^1/_2Li^2$ — живой силе $^1/_2mv^2$, поток самоиндукции $Li=\Phi_s$ — количеству движения $mv$.

Здесь $Li=\Phi_s$ есть магнитный поток, сцепляющийся с нашим контуром тока. Как видим, он соответствует количеству движения материальной точки, т. е. произведению скорости этой точки на коэффициент, характеризующий ее инерцию ($m$). Проводя аналогию дальше, можно сказать, что коэффициент самоиндукции $L$ характеризует собою инерцию электромагнитной системы.

Известно, что в материальной системе количество движения стремится сохранить свою величину. В изолированной системе, в которой отсутствует сопротивление среды, вызывающее рассеяние энергии, закон постоянства количества движения полностью осуществляется. Рассмотренная нами аналогия наводит нас на мысль, что и в электромагнитной системе должно иметь место то же самое, т. е. магнитный поток, связанный с проводящим контуром, должен стремиться сохранить свою величину неизменной. Как мы увидим в дальнейшем, это и имеет место на самом деле.

Итак, мы можем говорить о законе инерции в применении к электромагнитной системе совершенно так же, как мы говорим о законе инерции, которому подчиняются системы механические. В последних этот закон выражается в стремлении количества движения сохранять свою величину, инерция же электромагнитных систем проявляется в стремлении к постоянству магнитного потока, с ними связанного.

Если в механической системе изменять количество движения, то в виде реакции возникают так называемые даламберовские силы инерции, которые в рассматриваемом простейшем случае выражаются так:

$$f_{\text{д}} = -mw = -m\frac{dv}{dt} = -\frac{d(mv)}{dt},$$

где $w=dv/dt$ есть ускорение.

Соответственно этому, при всяких попытках изменить магнитный поток $\Phi_s$, сцепляющийся с рассматриваемым контуром, в по-



следнем возникает электромагнитная реакция в виде ЭДС самоиндукции $e_s$, причем величина ее будет

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

ЭДС самоиндукции и по форме и по природе своей, а также по своему действию вполне аналогична даламберовской силе инерции. Действительно, в механической системе даламберовская сила инерции математически выражается взятой с обратным знаком производной по времени от количества движения. В электромагнитной системе ЭДС самоиндукции соответственно выражается через взятую с обратным знаком производную по времени от магнитного потока $\Phi_s$ (напомним, что $\Phi_s=Li$ имеет характер, аналогичный количеству движения). И затем, на целом ряде примеров мы можем убедиться, что, подобно тому как даламберовская сила инерции стремится противодействовать всякому изменению количества движении в механической системе, ЭДС индукции имеет стремление противодействовать всякому изменению потока, сцепляющегося с контуром тока. Это положение справедливо в самом общем случае.

Рассмотрим в качества примера простейший контур тока (рис. 66). Направление тока и магнитного потока самоиндукции $\Phi_s=Li$ внутри контура показано стрелками. Как только $\Phi_s$ претерпевает изменение, например, в связи с изменениями тока, возникает тотчас

ЭДС самоиндукции, причем, если $d\Phi_s/dt>0$, то

$e_s<0.$

Обратно, если $d\Phi_s/dt<0$, то

$e_s>0.$

Таким образом, ЭДС самоиндукции всегда обратного знака по отношению к изменению магнитного потока; она стремится так изменить ток, чтобы ослабить изменение магнитного потока, связанного с контуром.

Обратимся к ньютоновской силе в механической системе. Она выражается следующим образом:

$$f_N = mw = m\frac{dv}{dt} = \frac{d(mv)}{dt} = -f_D.$$

Таково выражение приложенной к системе *внешней* механической силы. Эта сила идет, как показывает последнее выражение, на сообщение ускорения, т. е. на преодоление даламберовской силы инерции. В случае, если, кроме силы инерции, сообщению ускорения препятствует еще сопротивление среды, то часть внешней силы расходуется на преодоление этого сопротивления, остальная же часть—на преодоление инерции.

118

Соответственно этому, в электромагнитной системе приложенная к контуру, *внешняя* ЭДС обыкновенно частью расходуется на преодоление омического сопротивления, частью же компенсирует обратную ЭДС самоиндукции. Таким образом в соотношении

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

представляет собою остаток внешней ЭДС, за вычетом части, израсходованной на преодоление омического сопротивления.

Итак, во всех явлениях, связанных с существованием магнитного потока, мы находим полную аналогию между механической и электромагнитной системами, причем аналогия эта, повидимому, не случайна.

Все сказанное о потоке самоиндукции справедливо для всякого магнитного потока, сцепляющегося с контуром. Всегда

$e=-d\Phi/dt,$

т.е. всякую ЭДС индукции мы можем рассматривать как даламберовскую силу инерции.

Возникает вопрос: если магнитному потоку присуще свойство инерции, то возможно ли изменить величину магнитного потока, связанного с контуром? Та же самая механическая аналогия приводит к заключению, что это возможно. В механической системе мы можем изменить количество движения, даже, например, остановить движущееся тело, пользуясь сопротивлением среды, вызывающим рассеяние энергии. Аналогично и в системе электромагнитной при наличии сопротивления проводников, вызывающего рассеяние энергии, мы можем изменить величину потока, связанного с проводящим контуром.

Мы знаем, что механика материальной системы, изучая явления движения, рассматривает сначала эти явления в наиболее чистом виде, отвлекаясь от сопротивления среды. Подобно этому, при выяснении сущности того, что происходит в электромагнитной системе, полезно рассматривать явления для контуров, не обладающих сопротивлением, т. е. не способных рассеивать электромагнитную энергию путем превращения ее в тепло.

Разберем случай сверхпроводника, т. е. проводника с сопротивлением, равным нулю: $r=0$. Как показывает опыт, можно сделать сопротивление некоторых проводников равным нулю, охлаждая их до температур, очень близких к абсолютному нулю. Рассмотрим некоторый замкнутый контур, с которым сцепляется внешний магнитный поток $\Phi_0$. Допустим, что поток этот создается постоянным магнитом, который подносится к проводнику при нормальной температуре. Охладив затем проводник до температуры, близкой к абсолютному нулю, т. е. получив

r=0

119

удаляем магнит. В проводнике индуктируется ЭДС:

$$e = -\frac{d\Phi_0}{dt},$$

создающая электрический ток. Но возникновение тока вызовет появление в рассматриваемом контуре противодействующей ЭДС самоиндукции. Если через $\Phi_s$ обозначим поток самоиндукции, то на основании закона Ома ($\Sigma e=ri$) мы можем написать:

$$-\frac{d\Phi_0}{dt}-\frac{d\Phi_s}{dt}=ri.$$

Посмотрим, чему равняется величина *ri.* Как сказано, r=0. С другой стороны, *i* не бесконечно большая величина. Это ясно как из .общих соображений (*i* имеет характер скорости и потому не можем сразу же получить беспредельно большие значения), так и из опыта, показавшего, что в этом случае *i*—величина конечная. Таким образом, получаем:

ri=0

или

$$-\frac{d\Phi_0}{dt}-\frac{d\Phi_s}{dt}=0,$$

что, в свою очередь, приводит к соотношению

$\Phi_0+\Phi_s$=const.

Совершенно ясно, что $\Phi_0+\Phi_s$ есть полный магнитный поток, связанный с сверхпроводящим контуром в каждый данный момент. Обозначив его через Ф, имеем:

$\Phi=\Phi_0+\Phi_s$=const.

В этом и заключается смысл описанного опыта; мы не в силах изменить величины магнитного потока, сцепляющегося с проводящим контуром, если в нем кет рассеяния энергии. Пока с контуром сцепляется только внешний поток $\Phi_0$, в контуре нет электрического тока и, следовательно, нет потока самоиндукции $\Phi_s$. Когда мы удаляем внешний поток, возникает электрический ток, и с контуром сцепляется поток самоиндукции $\Phi_s$, в точности равный удаленному внешнему потоку. Все попытки изменить поток, сцепляющийся с контуром в случае r=0, должны быть безрезультатны. Если нет рассеяния энергии, то неизменность связанного с контуром потока строго соблюдается. Подробнее о смысле приведенного опыта мы будем говорить ниже, в главе о природе электрического тока. Пока же ограничимся полученным выводом, что магнитный поток не только стремится, но и может оставаться неизменным, совершенно подобно тому, как количество движения в материальной системе может сохраняться и остается неизменным в случае отсутствия сопротивлений, способных рассеивать энергию.



## § 29 Общая формулировка принципа инерции магнитного потока. Флюксметр.

Как известно, между проводником с током, помещенным во внешнее магнитное поле, и полем наблюдается сила механического взаимодействия, так называемая электромагнитная сила, величина которой определяется соотношением

$f=Bli\sin\theta.$

Впоследствии (см. гл. VII) мы займемся более подробно изучением механических сил, возникающих в электромагнитной системе пока же ограничимся указанием, что действие этих сил имеет тот же характер, что и проявления даламберовской силы инерции: они, вообще говоря, противодействуют изменению величины внешнего магнитного потока, связанного с проводящим контуром. Всякий раз, когда внешний механический агент вызывает такое движение проводящего контура в магнитном поле, которое связано с изменением пронизывающего контур внешнего потока, этот агент встречает

противодействие со стороны электромагнитной силы, сопротивляющейся движению. Это явление всегда имеет место. Как известно, оно находит себе выражение в законе Ленца. Все эти взаимодействия представляют собою проявления инерции магнитного потока. Обобщая понятие об электромагнитной инерции, мы можем формулировать принцип инерции магнитного потока таким образом: при всяком изменении внешнего магнитного потока, сцепляющегося с проводящим контуром, в последнем возникают силы как механического, так и электрического характера, стремящиеся сохранить величину магнитного потока.

В обычной обстановке, вследствие наличия омического сопротивления и связанного с ним рассеяния анергии, мы встречаемся с возможностью изменений внешнего потока, связанного с проводящим контуром. Однако, в некоторых специальных случаях магнитный поток остается постоянным или, в крайнем случае, восстанавливается до своей первоначальной величины после ряда преобразований энергетического характера, протекших в системе. Один из таких примеров рассмотрен выше; это именно случай сверхпроводящего контура, когда магнитный поток, сцепляющийся с этим контуром, никоим образом ни на момент не может быть изменен. Другим примером может служить прибор, предназначенный для измерения магнитного потока и носящий название флюксметра. В этом случае электрическое сопротивление цепи обычно не равно нулю и имеет некоторое конечное значение.

Флюксметр устроен подобно гальванометру Депре-д'Арсонваля (рис. 67).

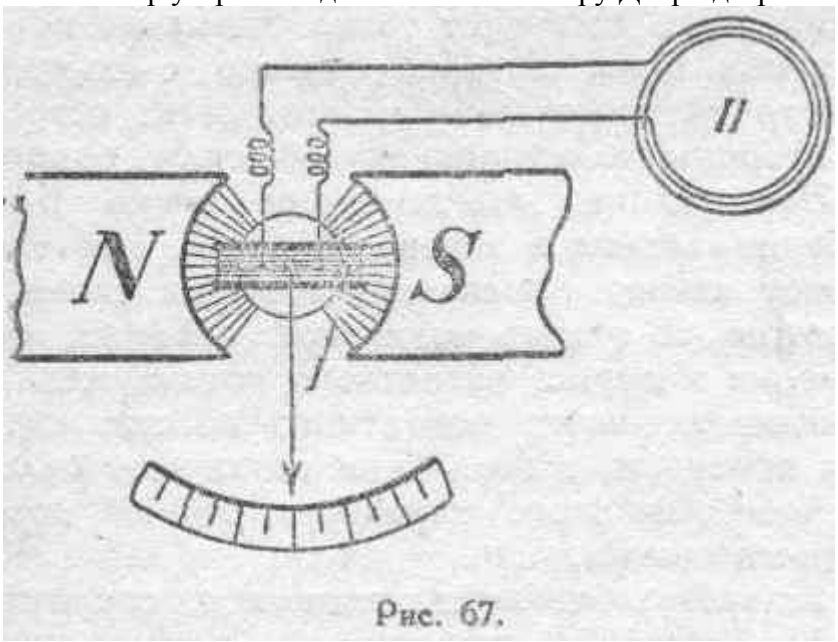


Рис. 67.

Между полюсами постоянного магнита помещена легкая рамка 1 из $n_1$ витков изолированной проволоки. Рамка эта подвешена на коконовой нити в равномерном радиальном поле в ыеждужелезном пространстве. Концы обмотки выведены через посредство тончайших серебряных спиралек наружу и соединены с состоящей из $n_2$ витков катушкой II. При введении в катушку II некоторого



магнитного потока $\Delta\Phi_2$, в ней индуктируется ЭДС. Возникающий при этом электрический ток $i$, взаимодействуя с полем постоянного магнита, создаст вращающий момент, отклоняющий рамку от нулевого положения. На основании принципа инерции магнитного потока, сцепляющегося с контуром, в данном случае составленным аз $n_1$ витков рамки I, соединительных проводов и $n_2$ витков катушки II, мы можем утверждать, что рамка будет стремиться поворачиваться так, чтобы охватываемая ею часть потока постоянного магнита изменилась на величину $\Delta\Phi_1$, удовлетворяющую следующему соотношению:

$n_1\Delta\Phi_1+n_2\Delta\Phi_2=0.$

Что действительно в случае флюксметра между $\Delta\Phi_1$ и $\Delta\Phi_2$ будет существовать вышеуказанное соотношение, можно доказать следующими рассуждениями. Если длина рамки есть $l$, ширина ее—а, сила тока—$i$ и магнитная индукция в междужелезном пространстве— $B$, то вращающий момент, создаваемый парой сил взаимодействия электрического тока с полем постоянного магнита (в этом случае $\sin\theta=1$), будет выражаться следующим образом:

$M=n_1Blai.$

Примем теперь во внимание следующие весьма существенное в данном случае обстоятельство: тормозящим моментом от трения о воздух, от пары кручения подвеса и пр. можно пренебречь в силу его незначительности, обусловленной специальной конструкцией прибора. В таком случае результирующий импульс пары сил, действующих на рамку, сведется к следующему выражению:

$$\int_0^t n_1 Blai\ dt = n_1 Bla \int_0^t i\,dt.$$

Этот импульс должен быть равен приращению момента количества движения за промежуток времени от 0 до $t$. Изберем в качестве пределов интегрирования момент начала движения рамки момент ее остановки, после того как всякие изменения в рассматриваемой электромагнитной системе закончились. Так как в обоих крайних положениях рамка находится в покое, то



приращение момента количества движения равно 0, и, следовательно,

$$n_1 Bla \int_0^t i dt = 0,$$

т.е

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

Интегрируя, получаем:

$q=0,$

т. е. полное количество электричества, протекшее по цепи за время движения рамки, равно 0. Это показывает нам, что за время передвижения рамки по ней последовательно протекают токи в двух противоположных направлениях.

Обратимся к основному закону индукции, данному Фарадеем:

$q=\Delta\Phi/r,$

где через $\Delta\Phi$ обозначено полное число пересечений контура тока магнитными линиями, т. е. приращение числа сцеплений контура с внешним магнитным потоком. В нашем случае

$q=-\Delta\Phi/r=0.$

На основании этого имеем:

$\Delta\Phi=0.$

Но полное изменение потока, сцепляющегося с нашим контуром, составляется из изменений $\Delta\Phi_1$ и $\Delta\Phi_2$, причем должны быть приняты во внимание числа витков $n_1$ и $n_2$. Таким образом,

$\Delta\Phi=n_1\Delta\Phi_1+n_2\Delta\Phi_2=0,$

что и требовалось доказать.

Отсюда следует:

$\Delta\Phi_2=-n_1/n_2\Delta\Phi_1$

Обычно шкала во флюксметре градуируется таким образом, что положение стрелки прибора непосредственно дает $n_1\Delta\Phi_1$ считая от начального положения стрелки. Обозначая число максвеллов, соответствующих одному делению шкалы, через φ и через α—число делений шкалы, на которое стрелка переместилась в процессе намерения $\Delta\Phi_2$, получаем:

$$\Delta\Phi_2 = -\frac{1}{n_2}\varphi\alpha.$$

123

Итак, в случае: флюксметра, несмотря на наличие проводящего контура, обладающего сопротивлением, не равным нулю, магнитный поток, сцепляющийся с контуром, после всякого рода изменений в системе в конце концов имеет ту же величину, что и вначале. Если нарастание потока $\Delta\Phi_2$ происходит достаточно медленно, то можно показать, что полный поток, сцепляющийся с контуром, с большою степенью точности все время сохраняет свою величину. Если же нарастание потока $\Delta\Phi_2$ происходит чрезвычайно быстро (практически мгновенно), принцип инерции магнитного потока находит свое выявление через посредство свойства инерции материальных частей электромагнитной системы, и это имеет результатом восстановление первоначальной величины магнитного потока, сцепляющегося с данным проводящим контуром.

Так как практически тормозящий момент вредных механических сопротивлений никогда не равен нулю, то для возможного уменьшения погрешностей, проистекающих отсюда при измерениях с помощью флюксметра, его цепь должна иметь минимальное электрическое сопротивление. В связи с этим основной момент электромагнитной силы в среднем будет во много раз больше вредного тормозящего момента, так что последним фактически можно пренебречь.

124

## ГЛАВА II. Магнитные свойства вещества.

### § 30. Роль вещества в магнитном процессе.

Как известно, на явления, в магнитном поле наблюдаемые, влияют особые качества вещества, заполняющего пространство, в котором существует поле. Вещество так или иначе участвует во всех магнитных процессах, и способность вещества принимать в них большее или меньшее участие можно характеризовать (см. § 2) коэффициентами χ или μ, связанными между собою соотношением (2):

$$\mu=\mu_0+4\pi\chi.$$

При этом магнитная восприимчивость χ указывает степень непосредственного участия вещества, как такового, т. е. определяет собою намагничение вещества (так называемую напряженность намагничения *Г).* От магнитной же проницаемости μ зависит величина результирующей плотности магнитного потока в данном месте, т. е. величина магнитной индукции *B,* которая в принятых нами единицах именно равна числу максвеллов, приходящихся на один кв. сантиметр поверхности, поперечной потоку. Эта плотность потока, действительно наблюдаемая в магнитном поле, должна выражаться суммой двух слагаемых. Первое представляет собою то, что было бы, если бы в данном месте пространства отсутствовало вещество и мы имели дело только с магнитным процессом в пустоте. Величина этого первого слагаемого есть $\mu_0 H$, где *H*— магнитная сила. Второе слагаемое, равное $4\pi I$, есть то, что привносится в величину магнитной индукции *B* благодаря участию в магнитном процессе вещества, находящегося в данном месте. Таким образом, известное соотношение (1):

$$B=\mu_0 H+4\pi I,$$

или, что то же:

$$\mu H=\mu_0 H+4\pi\chi H,$$

имеет совершенно определенный физический смысл.
125

**§ 31. Фиктивность „магнитных масс".**

Внешним признаком участия вещества в магнитных явлениях принято считать так называемые „магнитные массы", которые мы обычно приписываем тем частям поверхности тела (полюсам), через которые магнитный поток входит в данное тело или выходит из него. Особенно резко это обстоятельство обращает на себя внимание в случаях сильно магнитных материалов, как-то: стали, железа *а* т. п. Так, например, стальная, продольно намагниченная полоса обладает двумя полюсами, расположенными на ее концах. Тот полюс, из которого магнитный поток выходит во внешнее пустое пространство, называется северным или (условно) положительным. Другой полюс, через который магнитный поток входит в магнит извне, называется южным, или отрицательным. Соответственным образом магнитные массы, которые мы мысленно располагаем на этих полюсах, называются северной (положительной) и южной (отрицательной).

Оперируя с магнитными массами как с некоторыми количествами, можно, как известно, весьма полно описать с формальной стороны явления, наблюдаемые в магнитном поле (см. § 1). Закон Кулона представляет собою основное исходное математическое соотношение, связывающее механические проявления магнитного поля с магнитными массами и расстоянием между ними. При этом явление рассматривается так, как будто бы полюсы действуют друг на друга на расстоянии. Как ни совершенны результаты, достигнутые рассмотрением магнитного поля с этой точки зрения, т. е. с точки зрения дальнодействия, все же опыт заставляет признать, что этот метод, оставаясь *вполне точным* в смысле формального описания, не охватывает некоторых существенных сторон явлений, имеющих место в магнитном поле. Мы, например, оперируем с изолированной магнитной массой одного знака, говорим о „единице положительного магнитизма" так, как будто бы такая магнитная масса может существовать сама по себе. На самом деле, как мы знаем, не может быть магнита с одним магнитным полюсом. Мм никак не можем путем деления магнита на части или иначе отделить от него один полюс с расположенной на нем магнитной массой одного знака. В этом отношении есть принципиальное различие между тем, что мы называем магнитной массой, и тем, что мы называем электрическим зарядом, который, вообще говоря, ведет себя как некоторая самостоятельная физическая сущность. Весь наш опыт в области свойств магнитного поля показывает, что магнитные массы не обнаруживают основных признаков самостоятельного существования. Свободных магнитных масс, подобных свободному электричеству, не наблюдается нигде и никогда. Наоборот, всегда и везде то, что мы в обычной математической теории магнетизма называем магнитными массами или количествами магнитизма, является и по знаку и в количественном отношении лишь некоторой функцией магнитных качеств Тех веществ, через которые проходит магнитный поток. Фарадей, установивший основные
126

законы магнитного поля, понимаемого как некоторый *непрерывный* процесс, распространенный по всему объему, занятому полем, экспериментально доказал участие в этом процессе вещества, заполняющего пространство, и вместе с тем обратил внимание на чистую условность нашего обычного представления о магнитных массах.

Итак, согласно воззрениям Фарадея, магнитные массы, наблюдаемые в местах перехода магнитного потока из среды с одной магнитной проницаемостью в среду с другой проницаемостью, представляют собою явление кажущееся, зависящее исключительно от изменения магнитной проницаемости. Поверхностную плотность магнитизма $\sigma$ (§ 2), т. е. магнитную массу, которую мы приписываем единице поверхности полюса, легко связать с плотностью магнитного потока $B$ и с величинами магнитных проницаемостей обеих средин.

Действительно, обратившись к основным определениям (§ 2), мы видим, что поверхностная плотность магнитизма σ, обнаруживаемая на полюсной поверхности тела, являющейся границей его с внешним пустым пространством, равна напряженности намагничения *I,* которою обладает тело (рис. 3) в связи с прохождением магнитного потока через него. Если бы данное тело было окружено не пустотой, а тем же веществом, из которого состоит это тело, то на той же поверхности мы имели бы

$\sigma=0$.

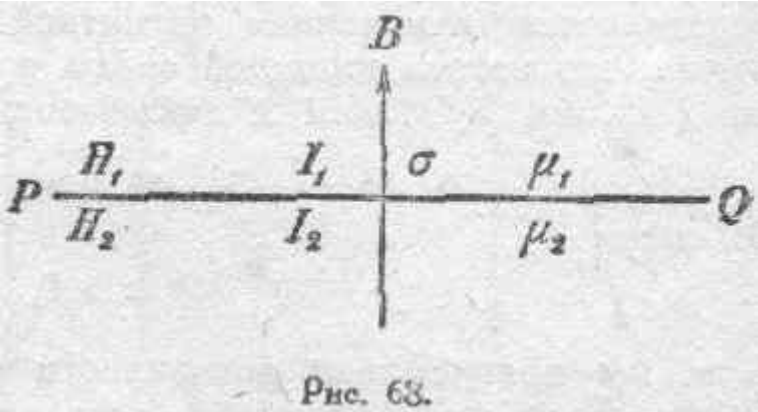


Рис. 68.

Вообще, если мы имеем две среды с магнитными проницаемостями $\mu_1$ и $\mu_2$, поверхность раздела которых есть плоскость *PQ* (рис. 68) и в которых магнитная сила и напряженность намагничения суть $H_1$ и $H_2$, $I_1$ и $I_2$, и если при этом сквозь эти среды проходит однородный магнитный поток из второй, например, среды в первую, перпендикулярно поверхности раздела, то плотность магнетизма σ на этой поверхности будет определяться по величине и по знаку следующим соотношением:

$\sigma=I_2-I_1$.

Принимая во внимание, что магнитная индукция *B* будет в данном случае одна и та же в обеих срединах (см. § 27), можем написать:

$B=\mu_0 H_1+4\pi I_1=\mu_0 H_2+4\pi I_2$

откуда получаем:

$$I_1=\frac{1}{4\pi}(B-\mu_0 H_1),$$

$$I_2=\frac{1}{4\pi}(B-\mu_0 H_2).$$



На основании этого имеем:

$$\sigma=\frac{\mu_0}{4\pi}(H_1-H_2).$$

Так как далее

$$H_1=\frac{1}{\mu_1}B,$$

$$H_2=\frac{1}{\mu_2}B,$$

то получаем окончательно:

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \frac{\mu_0(\mu_2 - \mu_1)}{\mu_1 \mu_2} B. \quad (26)$$

Итак, мы видим, что поверхностная плотность того распределения магнитных масс, которое нам кажется существующим на поверхности раздела двух средин, в количественном отнесении определяется изменением магнитной проницаемости при переходе магнитного потока из одной среды в другую. Обследуя соотношение (26), мы приходим к заключению, что если в данном случае $\mu_2 > \mu_1$, то имеем

$\sigma > 0$,

т. е. мы приписываем поверхности раздела северные магнитные массы. Если же, например, оставляя вторую среду неизменной мы подберем теперь первую среду так, чтобы получилось соотношение $\mu_2 < \mu_1$, то будем иметь

$\sigma < 0$,

.и нам покажется, что на той же самой поверхности расположены теперь южные магнитные массы.

Для экспериментальной проверки подобных логических выводов Фарадей поставил следующие опыты. Он приготовил несколько водных растворов парамагнитной соли железа различной концентрации и наполнил этими растворами стеклянные запаянные трубочки. Подвешивая эти трубочки горизонтально на нитях, прикрепленных к средине каждой трубочки, и помещая их между полюсами магнита в воздухе, Фарадей наблюдал, как и следовало ожидать, аксиальное расположение трубочек (рис. 69), т. е. они все вели себя как железные стержни, располагаясь вдоль магнитных линий. Когда же Фарадей в сосуд С, расположенный между полюсами *N и S* так, что он окружал трубочку, наливал раствор соли железа высшей концентрации, чем раствор в трубочке, то последняя поворачивалась и занимала экваториальное положение, перпендикулярно магнитным линиям (рис. 70), т. е. в этом случае трубочки вели себя как



стержни из висмута. Если же в сосуд, С наливался раствор меньшей концентрации, чем в испытуемой трубочке, то расположение неизменно получалось аксиальное (рис. 69). Подвесив какую-либо трубочку с раствором промежуточной концентрации, Фарадей мог, изменяя соответствующим образом концентрацию раствора, наливаемого в сосуд С, заставить ту же самую трубочку принимать то аксиальное расположение (рис. 69), то экваториальное расположение (рис. 70).

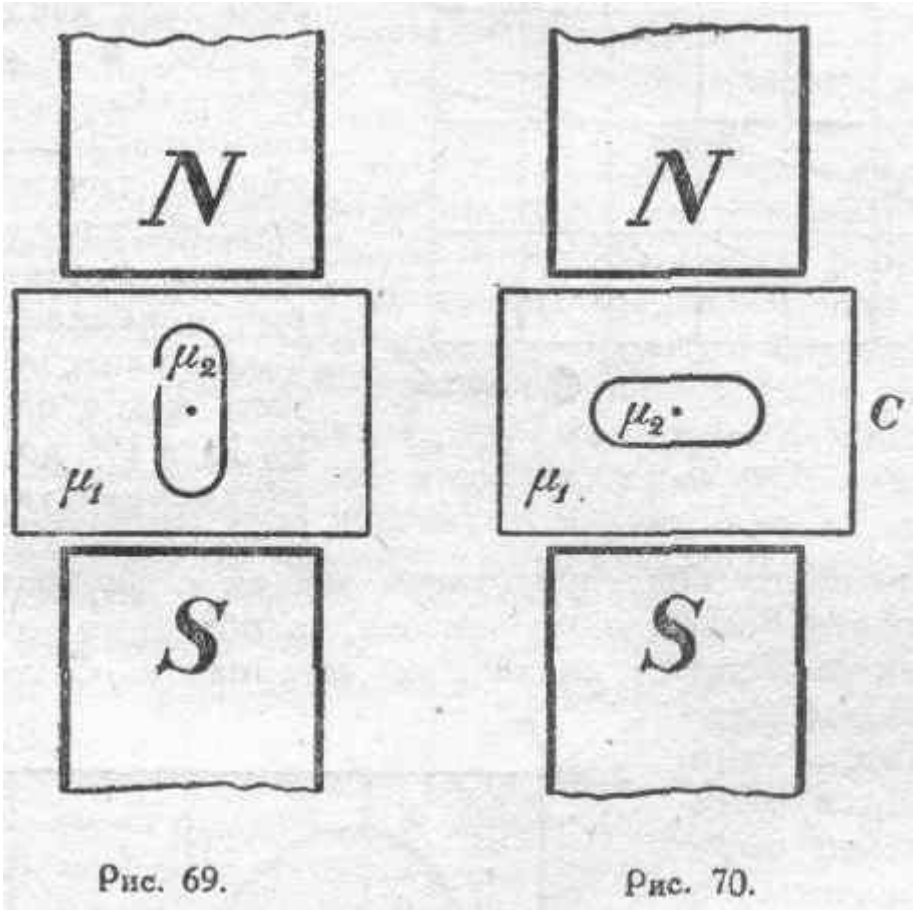


Рис. 69. Рис. 70.

Расположение аксиальное получалось, когда $\mu_2>\mu_1$ т.е. тогда, когда все происходило так, как будто бы на частях поверхности трубочки, обращенных к полюсам магнита, появляются магнитные массы противоположной полярности: концы трубочки „притягиваются" к полюсам *N к S. В* случаях же экваториального расположения, т. е. когда $\mu_2<\mu_1$ все 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 не один сосуд С, а несколько подобных сосудов, располагаемых один в другом и заполняемых растворами различных концентраций. Это необходимо было Фарадею для проверки некоторых соображений относительно роли промежуточной среды. Результаты всех этих опытов чрезвычайно ценны в том отношении, что дают обильный материал для суждения об относительности представления о магнитных массах, которые кажутся существующими в реальной обстановке. Других магнитных масс, кроме этих кажущихся, мы нигде и никогда не наблюдаем.



[1]) ***Faraday, Experimental Researches in Electricity §§ 3313 — 3317.***

**§ 32. Общая характеристика магнитных материалов.**

В предыдущем параграфе было в достаточной степени выяснено, что участие вещества в тех процессах, которые имеют место в магнитном поле, выражается не в том, что отдельные элементы вещества обладают якобы определенными „магнитными зарядами", несут на себе определенные магнитные массы. Если это нам иногда кажется и если формально мы имеем право оперировать с этими фиктивными массами, то все же существо дела заключается не в этом, а в роли вещества как „проводника" магнитного потока, С этой именно точки зрения и приходится оценивать магнитные

материалы, которые применяются в технике в качестве элементов того магнитопровода (см. §§ 18 и 19), который образует замкнутую магнитную цепь.

Для правильного конструирования машин и аппаратов, использующих свойства магнитного потока, необходимо ознакомиться с магнитными свойствами различных материалов. С точки зрения техники наиболее интересными в этом отношении являются материалы с сильно выраженными магнитными качествами, так называемые ферромагнитные материалы. К числу их относятся железо (Fe), никкель (Ni), кобальт (Co), а также их сплавы. В последнее время появились сплавы, не содержащие ясно выраженных ферромагнитных исходных материалов, но тем не менее обладающие довольно заметно выраженными магнитными качествами.

Известно, что основной особенностью ферромагнитных материалов является то обстоятельство, что магнитная проницаемость их, во-первых, значительно больше единицы и, во-вторых, зависит от



магнитного состояния вещества. Кроме того, для каждого данного значения *H* или *B* магнитная проницаемость μ может иметь бесчисленное множество значений, в зависимости от ряда обстоятельств, в особенности от предыдущих магнитных состояний данного вещества, от температуры, от механических напряжений и т. д.

Для характеристики магнитных свойств всякого вещества пользуются величинами *B, H,* μ, *I,* χ, которые, как уже указывалось, связаны между собою следующими зависимостями (см. § 2):

$$B = \mu_0 H + 4\pi I, \quad B = \mu H, \quad I = \varkappa H, \quad \mu = \mu_0 + 4\pi\varkappa.$$

В тех случаях, когда магнитная проницаемость не является величиной постоянной, для характеристики магнитных свойств наиболее удобно пользоваться графическими изображениями зависимостей между указанными величинами. В технике чаще всего пользуются зависимостями между *B и H,* которая в общем имеет вид, указанный на рис. 71.

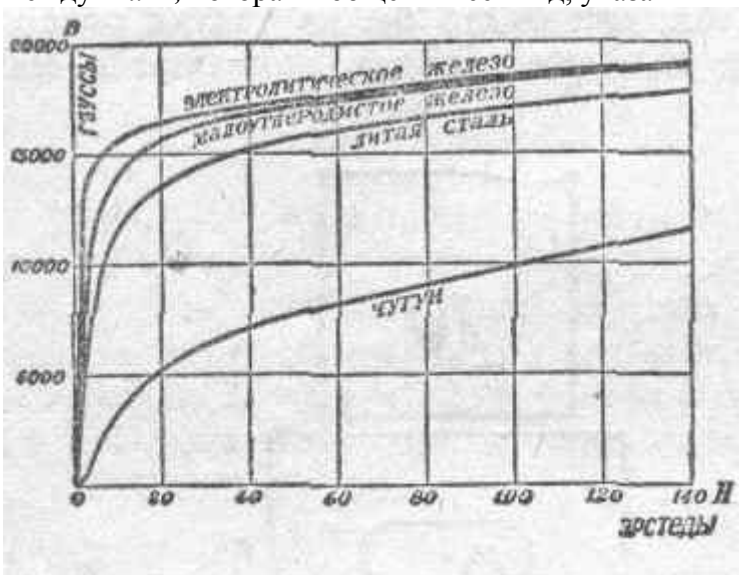



Рис. 71.

На этом рисунке в виде примера приведены основные кривые намагничения некоторых употребительных ферромагнитных материалов. Из характера этих кривых мы видим, что с увеличением напряжения магнитного поля *H* магнитная индукция *B* непрерывно возрастает, причем скорость этого возрастания не постоянна. Точное обследование показывает, что с самого начала возрастание *B* идет несколько медленнее, чем в последующей стадии намагничения (это ясно видно на кривой

чугуна). В дальнейшем же, после достижения второго перегиба, скорость возрастания *B* уменьшается.

На рис. 72 дана кривая $\mu=f(B)$ для некоторого сорта железа.

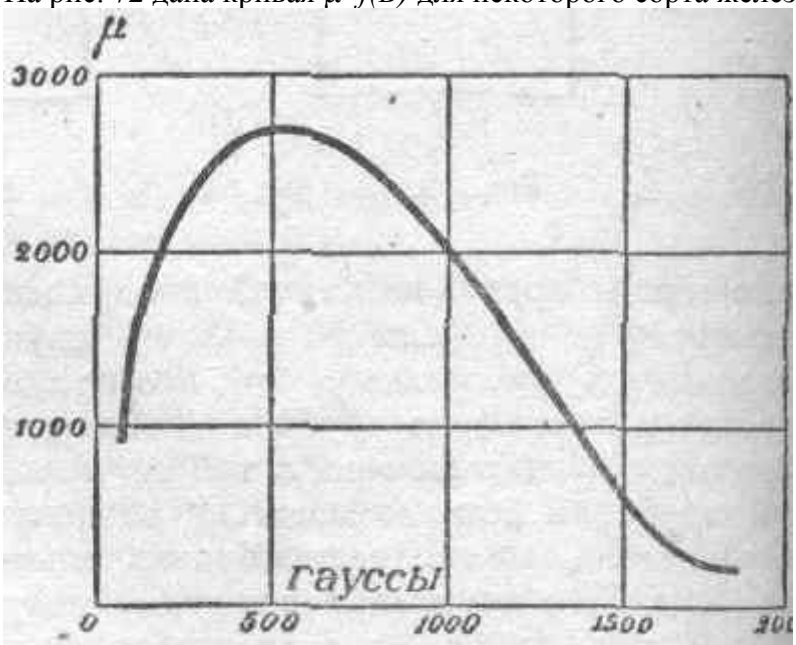


Рис. 72.

Как видим, величина μ сначала растет, затем, по достижении максимума, начинает убывать, стремясь в пределе (при больших индукциях) к $\mu=1$.

Иногда интересно иметь кривые, связывающие *H* и *I*. Но из приведенного выше равенства: $B=\mu_0 H+4\pi I$ видно, что, имея кривую $B=f(H)$, можно простым пересчетом получить кривую $I=f(H)$. Ограничимся поэтому более подробным рассмотрением графической зависимости только между *B*, μ. и *H*, которыми в технике, как указано выше, почти исключительно и пользуются.

**§ 33. Магнитный цикл.**

Рассмотрим процесс переменного намагничения какого-либо ферромагнитного материала. Методы осуществления переменного намагничения весьма разнообразны. Наиболее простым в смысле условий намагничения является случай железного кольца с равномерно навитой на него обмоткой, по которой пропускается намагничивающий ток (рис. 54). При таком способе намагничения устраняется размагничивающее влияние концов. К сожалению, способ этот затруднителен в техническом отношении, и потому обычно применяют различные расположения, предназначенные для намагничения материалов в виде стержней.

Изменяя величину намагничивающего тока *i*, мы меняем *H*, силу магнитного поля внутри обмотки. Величина соответствующей маг-



нитной индукции *B* в исследуемом образце определяется обыкновенно при помощи баллистического гальванометра или флюксметра. Чтобы иметь возможность строить кривую, начиная с нулевого значения магнитной индукции, испытуемый образец предварительно размагничивается каким-либо способом, т. е. переводится в нейтральное в магнитном смысле состояние (см., напр., § 39, рис. 87). Будем откладывать *H* по оси абсцисс, *B*—по оси ординат в надлежащем масштабе (рис. 73).

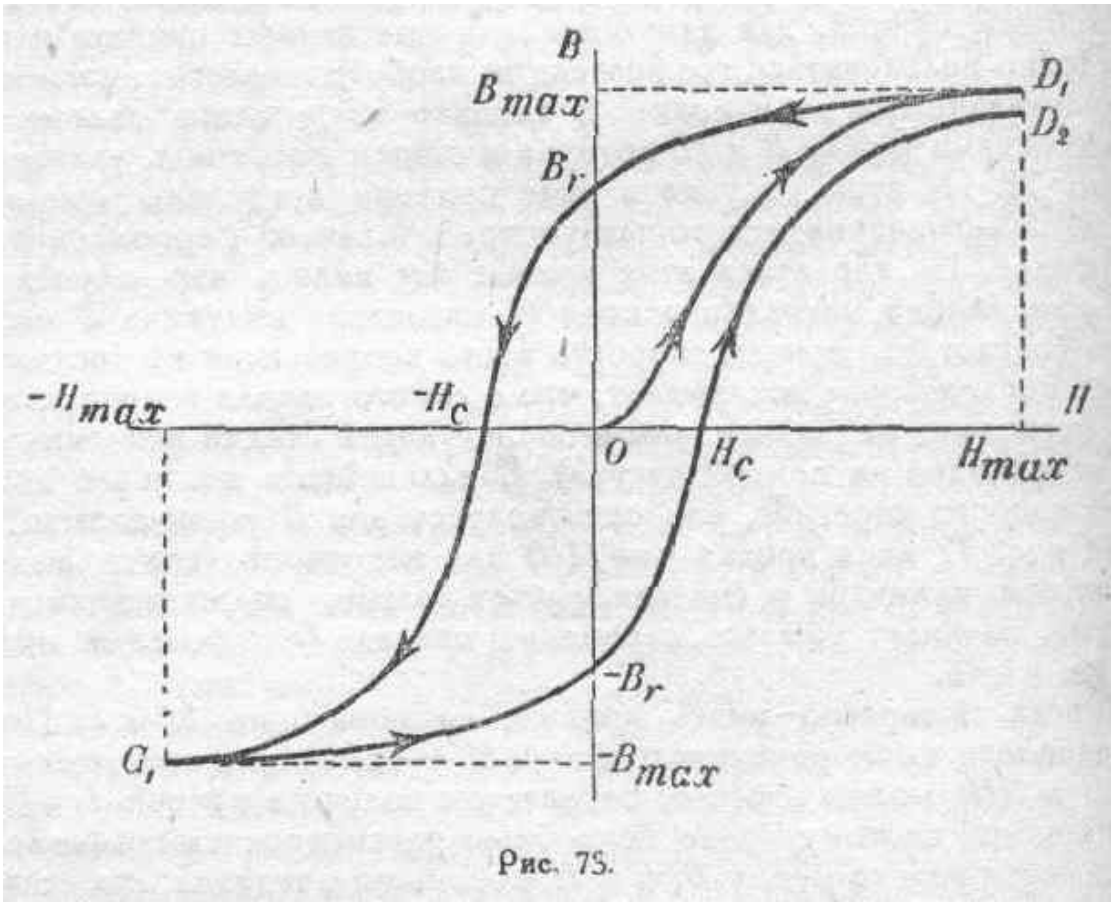


Рис. 73.

При отсутствии тока в обмотке магнитная индукция в размагниченном образце равна нулю. Повышая *H,* мы можем последовательно пройти *основную кривую намагничения,* дойдя до некоторой точки $D_1$, характеризующей наибольшее достигаемое значение магнитной индукции, $B_{шах}$, при данном наибольшем значении намагничивающей силы, $H_{max}$.

Начнем теперь уменьшать *H* и медленно дойдем до *H*=0. Опыт показывает, что кривая *B=f(H)* при уменьшении *H* не совпадет о полученной нами ранее основной кривой $OD_1$, а будет лежать выше. Это явление отставания изменений магнитной индукции от изменений напряжения магнитного поля носит, как известно, название *гистерезиса.* При *H*=0 магнитная индукция *B* будет иметь теперь некоторое положительное значение, определяемое свойствами исследуемого материала и называемое остаточной индукцией или остаточным намагничением. Обозначим его через $B_r$,

Изменим теперь направление намагничивающего тока и начнем постепенно усиливать его. Мы таким образом будем увеличивать *H* в обратном направлении, величина же *B,* оставаясь еще положи-



тельной, будет уменьшаться, и при некотором значении $H=-H_c$ (рис. 73) мы будем иметь *B=0.* Магнитная сила $H_c$ является по абсолютной величине мерой способности вещества удерживать остаточное намагничение, и поэтому ее численное значение можно называть *задерживающей силой.* Гопкинсон назвал величину — $H_c$ *коэрцитивной,* или понудительной силой.

При дальнейшем увеличении *H* в сторону отрицательного максимума, *B* также переменит свое направление и будет возрастать, пока в точке $G_1$ не достигнет величины — $B_{max}$, соответствующей напряжению магнитного поля — $H_{max}$.

Уменьшая теперь абсолютное значение *H* до нуля, мы получим ветвь $G_1(-B_r)$, вполне аналогичную ветви $D_1(+B_r)$. Величина *-B* представляет собою отрицательное остаточное намагничение. Опять изменяя направление намагничивающего тока и усиливая его в положительном направлении, последовательно дойдем до магнитной силы$+H_c$, необходимой для уничтожения $-B_r$. Продолжая

увеличивать силу магнитного поля $H$, мы будем приближаться к точке $D_1$. Однако мы теперь при $H=H_{\text{тmax}}$ не достигнем этой точки, а придем в некоторую точку $D_2$, лежащую ниже. Явление это объясняется тем, что основную кривую $OD_1$ мы получили, начав намагничение с нейтрального состояния вещества. Теперь же мы идем от $-B_{\max}$ или — $B_{\text{r}}$, и те же магнитные силы приведут, вследствие явления гистерезиса, к меньшим значениям магнитной индукции. Таким образом, получить сразу же замкнутый цикл нам не удастся. Повторив пере-



магничение еще раз, мы получим кривую гигтерезиса, весьма похожую на первую. При этом точка $G_2$ (на рисунке не показанная), соответствующая—$H_{max}$, будет лежать немного ниже $G_1$ закончится же цикл точкой $D_3$, которая будет опять же ниже $D_2$, так как отрицательные значения индукции получились у нас на этот раз несколько большие по абсолютной величине. Все это схематически изображено на рис. 73.

Произведя ряд подобных последовательных перемагничиваний, мы придем в конце концов к некоторому предельному циклу с вершинами $D_0$ и $G_0$, характеризующими установившийся режим перемагничивания исследуемого вещества (рис. 74).

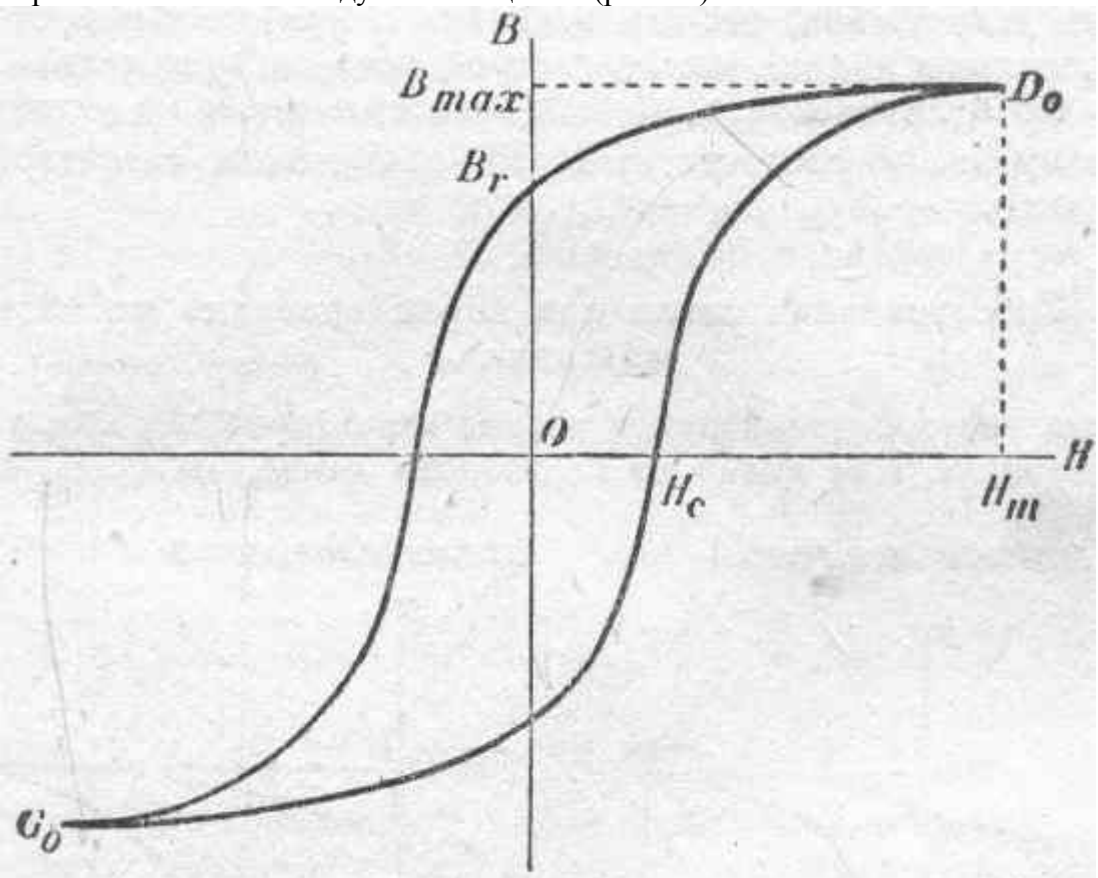



Рис. 74.

Практически для достижения устойчивого цикла достаточно произвести 5—10 перемагничиваний. Это предварительное многократное перемагничивание чрезвычайно важно для получения определенных результатов, так как величина $B$ при данном значении $H$ зависит, как мы видели, от „магнитной истории" вещества.

Принято величины $B_{max}$, $B_r$ и $H_c$ относить именно к устойчивому магнитному циклу, соответствующему изменениям магнитной силы в пределах от $+H_{\max}$ до $-H_{\max}$ и обратно.

**§ 34. Гистерезисная петля как характеристика магнитного материала.**

Форма гистерезисной петли весьма характерна для каждого данного материала. Как видно из сказанного выше, площадь, охватываемая кривой, зависит от величины остаточной магнитной индукции $B_r$ и задерживающей силы $H_c$. Так как эти величины определяются свойствами материала, то совершенно ясно, что внешний



вид гистерезисной кривой в значительной степени характеризует тот материал, которому она соответствует. В качестве примера на рис. 75 приведены примеры кривых гистерезиса для мягкого железа и для закаленной углеродистой стали для одного и того же значения $B_{max}$.

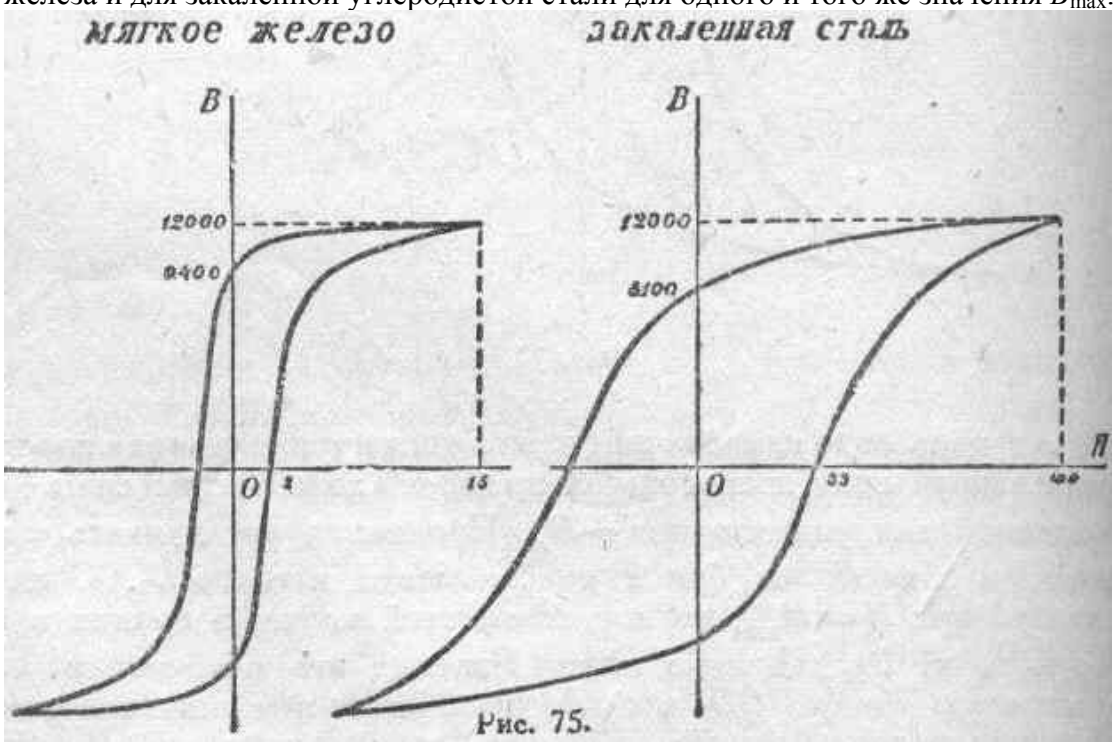


Рис. 75.

Железо обладает сравнительно весьма малой задерживающей силой $H_c$, вследствие чего остаточный ыагнитизм быстро исчезает при перемене направления намагничивающей силы. Гистерезисная петля в этом случае имеет узкую и вытянутую форму. У стали, наоборот, задерживающая сила очень велика, и кривая значительно расширена по оси абсцисс.

На рисунке 75 ясно выражается еще одно характерное различие между указанными материалами. При одной и той же максимальной индукции ($B_{max}$) сталь обладает хотя и меньшей величиной остаточного намагничения, но зато лучше его удерживает. Поэтому сталь и применяют при изготовлении постоянных магнитов, причем наиболее подходящими в этом отношении сортами стали являются те, у которых $H_c$ имеет наибольшее значение.

Для характеристики устойчивости остаточного намагничения различных ферромагнитных материалов приводим ряд цифр, относящихся к магнитным циклам, проводимым в пределах от $H$=+500 до $H$ = -500 эрстедов: **§ 35. Потери на гистерезис.**

Прежде чем переходить к более подробному описанию магнитных свойств различных материалов с помощью рассмотренных вами кривых, необходимо остановиться на особом физическом смысле гистерезисной петли.

В главе I, посвященной магнитному потоку (см. § 20), было выведено выражение (15) для элементарной работы намагничения, рассчитанной на единицу объема намагничиваемого вещества:

$$dA_1 = \frac{1}{4\pi} HdB.$$

Остановимся сначала на разобранном уже в § 20 случае, когда индукция изменяется от $B_1=0$ до $B_2=B$ при μ=const. Тогда работу намагничения на единицу объема можно представить так:

$$A_1=\frac{1}{4\pi}\int_0^B HdB=\frac{1}{4\pi\mu}\int_0^B BdB=\frac{B^2}{8\pi\mu}=\frac{1}{8\pi}\mu H^2=\frac{1}{8\pi}HB,$$



так как при интегрировании μ, как величину постоянную, можно ввести под знак интеграла.
Графически зависимость $B=f(H)$ в этом случае изобразится прямой линией (рис. 76).

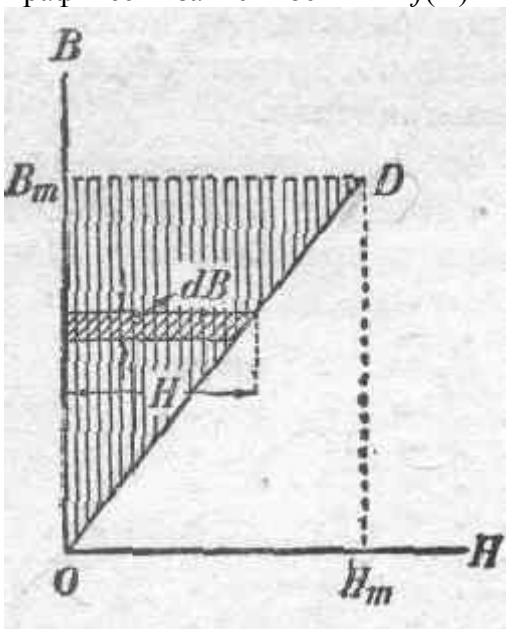


Рис. 76.

Найдем графически же величину $A_1$. Очевидно, $HdB$ представляет собою поверхность элементарной площадки, (заштрихованной на рисунке), а следовательно, работа намагничения:

$$A_1=\frac{1}{4\pi}\int_0^B HdB$$

изобразится площадью треугольника $ODB_m$, разделенной на 4π. Это будет работа, запасенная в единице объёма намагниченного вещества при условии, если изменение магнитного состояния вещества не сопровождается никакими другими процессами энергетического характера. В таком случае запасенная энергия может быть целиком возвращена, например, в виде энергии индуктированного тока.

Перейдем теперь к рассмотрению более общего случая, когда μ≠const. В выражении

$$A_1=\frac{1}{4\pi}\int_0^B HdB$$

мы уже не имеем права ввести μ под знак интеграла. Аналитически взять этот интеграл *мы* в этом случае не можем, так как, вообще говоря, не знаем точной зависимости между *B* и *H,* но графически этот интеграл находится очень просто. Однако, как мы сейчас увидим, при этом уже нельзя

утверждать, что вся затраченная работа превращается в энергию, запасенную в намагниченном веществе. Здесь особенно отчетливо выступает затрата работы на



внутренние процессы, происходящие при перемагничивании. О природе этих процессов мы будем говорить ниже.

На рисунке 77 изображена часть гистерезисной петли $ODB_r$, расположенная в первом квадранте.

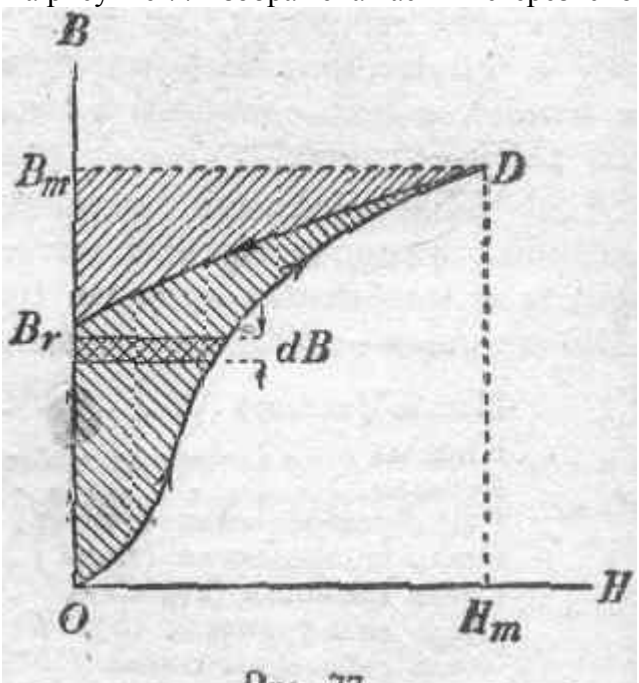



Рис. 77.

Найдем работу, затрачиваемую на намагничение в пределах от $B=0$ до $B=B_r$. На основании предыдущего можем написать:,

$$A_1 = \frac{1}{4\pi}\int_0^{B_r} HdB = \frac{1}{4\pi}\left[\int_0^{B_m} HdB + \int_{B_m}^{B_r} HdB\right].$$

Величина первого интеграла

$$\int_0^{B_m} HdB$$

по существу нам уже известна (рис. 76): она изображается аналогичным образом, т. е. площадью, ограниченной с одной стороны кривою $OD$, а с другой стороны — прямой $DB_m$ и осью ординат. При определении второго интеграла

$$\int_{B_m}^{B_r} HdB$$

мы получим отрицательное количество, так как при прохождении кривой намагничения от $D$ до $B_r$ мы имеем уменьшение индукции,. а следовательно, отрицательное приращение $dB$ при положительных значениях $H$. Графически величина этого интеграла определится площадью верхней заштрихованной площадки $DB_mB_r$ (рис. 77). Таким образом, величина $A_1$ изобразится в данном случае площадью $ODB_r$. Обозначив поверхность площадки $ODB_r$ через s, мы можем, следовательно, сказать,

что работа, затрачиваемая на намагничение единицы объема вещества в пределах от $B=0$ до $B=B_r$, выражается величиной:

$$A_1 = \frac{1}{4\pi} s.$$

Отсюда мы видим, что величина этой работы в случае ферромагнитных веществ зависит от формы кривой намагничения, т. е. от магнитных свойств Данного материала.

В рассмотренном нами случае мы не имеем замкнутого цикла намагничения, так как, хотя и в начале и в конце рассматриваемого процесса $H$=0, однако наличие остаточного намагничения показывает, что магнитные состояния не одинаковы. Поэтому мы еще не имеем возможности сказать, на что именно пошла затраченная работа, — только ли на, изменение магнитного состояния вещества или еще на что-нибудь иное. Чтобы иметь возможность сделать какие-либо заключения по этому поводу, необходимо про-



делать полный цикл перемагничивания, т. е. привести вещество в состояние, совершенно аналогичное начальному. Посмотрим, чему будет равна работа

$$A_1 = \frac{1}{4\pi} \oint HdB$$

для случая замкнутого гистерезисного цикла (рис. 7S). В этом случае мы можем написать:

$$A_1 = \frac{1}{4\pi} \oint HdB =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \left[ \int_0^{B_m} HdB + \int_{B_m}^{B_r} HdB + \int_{B_r}^{0} HdB + \int_0^{-B_m} HdB + \right.$$

$$\left. + \int_{-B_m}^{-B_r} HdB + \int_{-B_r}^{0} HdB \right].$$

Первый и второй интегралы дадут в сумме площадку I; третий интеграл—площадку II; четвертый и пятый—площадку III; шестой—площадку IV. Таким образом, работа, затрачиваемая в 1 куб. сантиметре вещества на перемагничивание его при замкнутом цикле и выраженная в эргах, оказывается численно равной, разделенной на $4\pi$ площади гистерезисной петли, если, конечно, масштаб для $H$ и $B$ один и тот же и если $H$ и $B$ выражены в эрстедах и гауссах. В противном случае, очевидно, необходимо при расчетах ввести соответствующий коэффициент.

Так как, пройдя полный гистерезисный цикл, мы приходим к первоначальному магнитному состоянию вещества, то ясно, что произведенная работа затрачена не на изменение магнитного состояния вещества, а на что то другое. Опыт показывает, что перемагничиваемое



вещество нагревается.

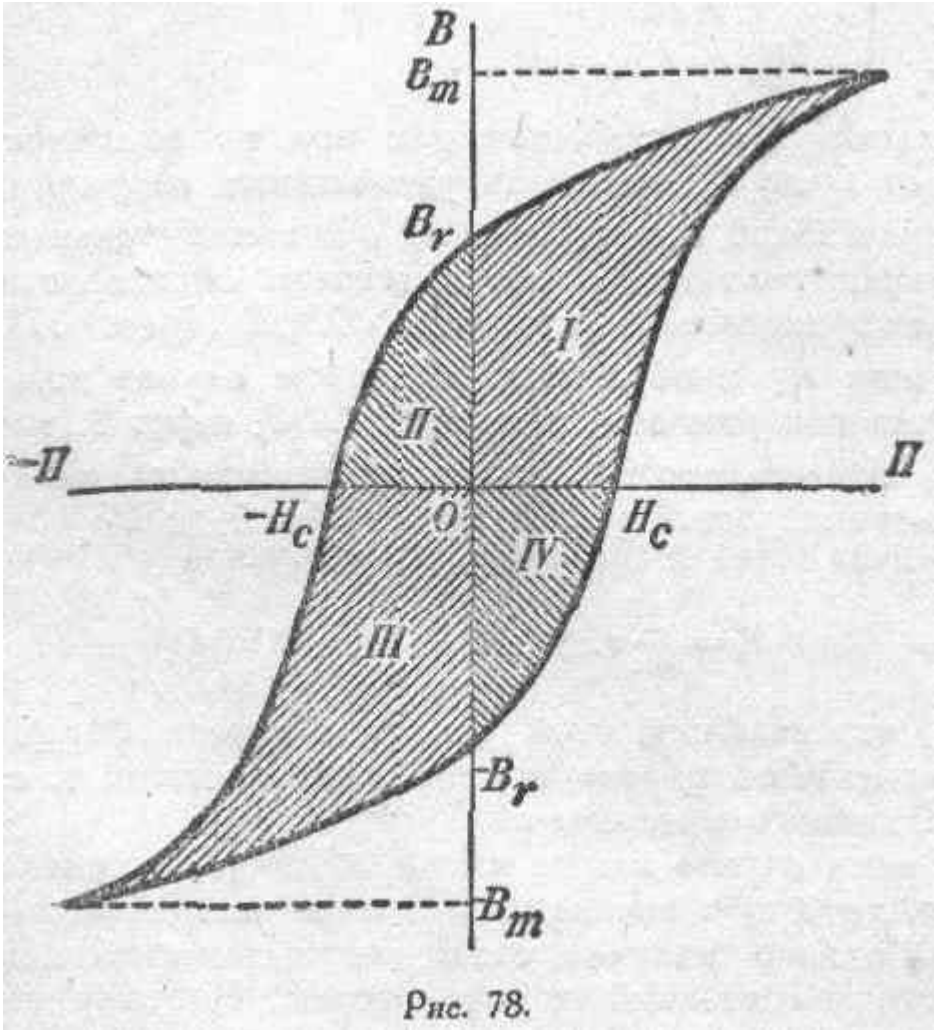


Рис. 78.

Можно предполагать, что затрачиваемая работа идет на преодоление каких-то сопротивлений, аналогичных силам внутреннего трения. Здесь имеет место нечто подобное нагреванию вещества в случае механических деформаций, переходящих за предел упругости его. Указанное обстоятельство — нагревание вещества от перемагничивания—имеет важное практическое значение, так как в целом ряде электромагнитных механизмов и аппаратов встречается непрерывное перемагничивание вещества (обычно железа и его сплавов), и, следовательно, имеет место *потеря энергии на гистерезис.* При расчете этих механизмов необходимо уметь предварительно учесть величину этих потерь, а также величину соответствующего нагревания, чтобы не получить недопустимого нагрева.

***[1]) Во избежание недоразумений необходимо заметить, что потери на гистерезис имеют место не только при перемагничении по циклу, подобно изображенному на рис. 76, но и при всяком другом замкнутом цикле, хотя бы совершенно несимметричном, а также, вообще, при каком-угодно перемагничении, если только $\mu \neq const$.***

| | | | |
|---|---|---|---|
| Железо (чистое) . . . . . | $H_c$ = | 2,5 | эрстедам. |
| Никкель . . . . . | „ = | 7,5 | „ |
| Кобальт . . . . . | „ = | 12 | „ |
| Сталь углеродистая (отпущ.) . . . . . | „ = | 23 | „ |
| Сталь углеродистая (закал.) . . . . . | „ = | 40 | „ |
| Сталь хромовая (2% Cr) . . . . . | „ = | 55 | „ |
| Сталь вольфрамовая (5% W) . . . . . | „ = | 65 | „ |
| Сталь кобальто-хромовая (15% Co) . . . | „ = | 220 | „ |
| Сталь кобальтовая (36% Co) . . . . . | „ = | 280 | „ |

**§ 36. Расчет потерь на гистерезис и формула Штейнметца.**

Вопрос о потерях на гистерезис в случае перемагничивания железа, стали, чугуна и т п. очень важен для электротехники, так как эти материалы играют существенную роль в магнитных цепях электромагнитных механизмов. Ввиду этого имеет не малое значение определение этих потерь путем расчета, а не только на основании непосредственного эксперимента. Это дает возможность принять во внимание эти потери, основываясь на геометрических размерах, проектируемых и еще не осуществленных механизмов, а также на задаваемых значениях *B* или *H*. Поэтому многочисленными исследователями был произведен ряд работ в этом направлении. Все эти работы, в конце концов, позволили по сводке опытных данных установить некоторые математические зависимости довольно точно,— а для обычной практики и более чем достаточно,— учитывающие и определяющие величину потерь на гистерезис. Штейнметц дал для симметричных циклов такую формулу

$$A_h = \eta B_m^n, \qquad (27)$$

где $A_h$ представляет собою потери энергии на гистерезис, выраженные в эргах на 1 куб. сантиметр вещества и на один полный магнитный цикл, $B_m$ есть наибольшее значение магнитной индукции в данном цикле, η представляет собою так называемый коэффициент Штейнметца и $n$ — показатель степени, для которого Штейнметц дает

$n$=1,6.

Формула Штейнметца не была получена как вывод из каких-либо теоретических рассуждений. Она является чисто эмпириче-



ским соотношением, построенным так, чтобы возможно лучше соответствовать совокупности большого количества опытных данных. Предпринятые некоторыми исследователями работы по проверке формулы Штейнметца показали, что в общем для ферромагнитных материалов она дает довольно точные результаты и оказывается удовлетворительной для практических расчетов в пределах значений $B_m$, отвечающих приблизительно прямолинейной части основной кривой *BH* и местам перегиба на этой кривой, примерно до точек после второго колена, когда кривая вновь принимает прямолинейный характер. Для значений $B_m$, отвечающих областям кривой *BH*, лежащим далее второго колена, т. е. для сравнительно больших значений $B_m$ (порядка от 16000 гауссов и выше), показателю $n$ в формуле Штейнметца, повидимому, следует приписывать значение близкое к 2.

Во всяком случае, формула Штейнметца:

$$A_h = \eta B_m^{1,6}$$

остается в силе в качестве основного соотношения, пригодного для целого ряда электротехнических расчетов.

Что касается коэффициента η, то он имеет различные значения в зависимости от материала и изменяется, вообще говоря, в довольно широких пределах. В виде примера можно привести следующие данные:

| | η |
|---|---|
| 1. Железо (в зависимости от чистоты и термической обработки) | от 0,0010 до 0,0030 |
| 2. Трансформаторное железо кремнистое (от 2,5% до 4% Si) | от 0,0007 до 0,0010 |
| 3. Сталь углеродистая отпущенная | около 0,0080 |
| 4. Сталь углеродистая закаленная | „ 0,0250 |
| 5. Кобальт литой | „ 0,0100 |

Вообще говоря, величина коэффициента Штейнметца для одного и того же материала сильно изменяется в зависимости от механической и термической обработки. Холодная обработка (прокатка, удары и т. п.) увеличивает потери на гистерезис. Отжиг, ослабляющий внутренние напряжения в металле, уменьшает потери на гистерезис.

**§ 37. Гипотеза вращающихся элементарных магнитов.**

Рассмотренные выше явления гистерезиса, а также многие иные особенности поведения ферромагнитных материалов в случае их намагничения можно с большим правдоподобием объяснить изменениями в ориентировке элементарных частиц вещества, происходящими во время изменения магнитного состояния. Подобные объяснения исходят из некоторых предположений относительно строения магнитных материалов. На этой почве возникла так называе-



мая „гипотеза вращающихся элементарных магнитов", непосредственно вытекающая из идей Ампера, математически обработанная Вебером, затем дополненная Максвеллом, Юингом и другими.

По этой гипотезе магнитное тело представляет собою совокупность особых элементарных частиц, каждая из которых является как бы элементарным постоянным магнитом, так как она обладает противоположными полярностями на двух противоположных сторонах. Эти элементарные магниты подвижны около своих центров. Пока тело не подвержено намагничивающей силе, элементарные частицы своими магнитными осями расположены в теле по всевозможным и самым разнообразным направлениям. Вследствие такого хаотического распределения магнитных осей частиц тела, последнее, без особых внешних воздействий, само по себе не обнаруживает никаких магнитных свойств. Внешнее действие любого элементарного магнита вполне компенсируется действием соседних элементарных магнитов, оси которых направлены противоположно. Вообще говоря, внутри данного магнитного тела элементарные магниты образуют всевозможные комбинации и группировки, замкнутые внутри себя, т. е. так, что магнитные линии, исходящие из какого-либо элементарного магнита, замыкаются не через внешнее пространство, а через другие магниты той же группы. Поэтому вся масса данного магнитного тела, например, куска железа, вся эта сложная комбинация отдельных магнитных групп не обнаруживает видимого внешнего действия. Но стоит однако подвергнуть железо воздействию магнитного поля, создаваемого какою-либо внешнею причиною, как первоначальное хаотическое расположение элементарных магнитов тотчас же нарушается. Под влиянием поля магниты будут повертываться вокруг своих центров, стремясь расположиться по направлению магнитного поля. Поворот этот происходит так, что частицы располагаются, обращаясь одноименными концами их магнитных осей в одну и ту же сторону. Чем больше приближаются к параллельности между собою оси элементарных магнитов и чем ближе их направление к направлению поля, тем магнитные свойства тела начинают выявляться все сильнее и сильнее, тем сильнее „намагниченным" оказывается это тело. Однако, все эти элементарные магниты не

расположатся сразу по одному направлению. Дело в том, что этому *будут* препятствовать силы взаимодействия между отдельными элементарными магнитами. Под действием внешнего магнитного поля последовательно и постепенно будут создаваться новые и новые комбинации этих магнитов, более или менее устойчивые. -При этих перекомбииациях из всевозможных направлений элементарных магнитов все более и более будет выделяться направление, определяемое внешним магнитным полем. Таким образом железо „намагнитится", и при этом степень „намагничения" будет зависеть от силы внешнего магнитного поля. На куске железа обнаружатся „магнитные полюсы", благодаря преимущественному теперь расположению молекулярных магнитов вдоль поля. Если мы, например, намагничиваем продольно



железную полосу, то на одном конце ее сгруппируется больше элементарных северных полюсов, а на другом конце соберется больше южных. Если мы будем еще более усиливать внешнее магнитное поле, то все большее количество магнитиков будет располагаться вдоль поля. В этом отношении должен наступить предел при некотором достаточно большом значении силы внешнего поля: в конце концов все элементарные магниты расположатся по направлению поля. Таким образом, мы путем теоретических рассуждений пришли к представлению о пределе намагничения железа, к представлению о „насыщении". Об этом состоянии вещества мы будем дальше говорить подробнее, пока же отметим, что вообще если детально разобрать все свойства, которыми должна обладать совокупность элементарных вращающихся магнитов, то мы найдем замечательное сходство со свойствами магнитных материалов.

Вскоре после того, как Вебер сформулировал впервые основные положения гипотезы вращающихся элементарных магнитов, Видеман и другие высказали предположение, что отклонению этих магнитов от их первоначального положения противодействуют некоторые силы, имеющие характер сил внутреннего трения. Наличием этих именно сил можно объяснить явления остаточного намагничения и гистерезиса, ибо действительно, если только такие силы существуют, то они будут удерживать элементарные магниты от возвращения в исходное положение, после того как прекратит свое действие или хотя бы только ослабеет внешнее магнитное поле. Однако, если бы частицы удерживались в определенной ориентировке силами, аналогичными силам обычного трения, то какой бы то ни было поворот их под действием некоторой внешней магнитной силы мог бы иметь место только в случае, если бы сила эта была достаточно велика, чтобы преодолеть трение. Другими словами, намагничение таких материалов, как железо, в очень слабых магнитных полях не должно было бы наблюдаться. Опыт не подтверждает этого заключения. Принимая во внимание все это и другие аналогичные обстоятельства, Юинг счел необходимым иначе представить себе механизм тех внутренних связей, которые в каждой стадии магнитного состояния вещества стремятся удерживать элементарные магниты в более или менее определенной ориентировке. По мнению Юинга, эти внутренние связи являются результатом взаимодействий элементарных магнитов, совершенно подобно тому, как будут взаимодействовать близ расположенные магнитные стрелки, могущие вращаться вокруг неподвижных центров.

Итак, по Юингу, всякий магнитный материал состоит из скопления элементарных магнитов, могущих вращаться вокруг своих осей, не встречая никаких сопротивлений, аналогичных трениям, со стороны соседних магнитов, но в то же время находящихся под магнитным контролем друг друга. Этот магнитный контроль можно понимать в смысле механического взаимодействия магнитных полюсов элементарных магнитов, разделенных между собой некоторыми конечными промежутками и непосредственно никогда не соприка-



сающихся. Нормальное хаотическое расположение этих магнитов в теле, не подверженном действию внешнего поля, следует понимать таким образом. Все магнитики, из которых состоит тело, сами

собой разбиваются на ряд разнообразных, замкнутых внутри себя групп, обладающих относительною устойчивостью. При отклонении магнитиков из положения равновесия под влиянием внешних причин, эти группы могут не претерпевать существенных изменений в своем строении, и по прекращении внешних действий магнитики могут возвращаться в первоначальное положение. Однако, это должно иметь место только в том случае, если сила внешнего магнитного поля не превосходит известной величины, иными словами, пока магнитики не отклонятся дальше известного предела. При отклонении за этот предел хотя бы одного магнитика нарушается устойчивое состояние группы, происходит внезапное перераспределение элементов, входящих в состав группы, и получается совсем иное расположение осей их, причем новое расположение элементарных магнитиков в группе является, как и прежнее, до известной степени устойчивым. Такого рода последовательные и внезапные разрушения одних устойчивых групп магнитиков и образование новых групп, более или менее устойчивых при новых условиях, при учете которых необходимо принимать во внимание и внешнее магнитное поле, происходит, по Юингу, во все время, когда усиливается намагничение данного тела.

Ясно, конечно, что пределом таких прерывчатых преобразований будет упомянутое выше состояние насыщения, при котором все обособленные группы элементарных магнитиков будут разрушены, и оси всех магнитиков расположатся параллельно направлению внешнего магнитного поля.

По Юингу, остаточное намагничение тела объясняется тем, что по прекращении действия намагничивающей силы элементарные магнитики, вообще говоря, приобретают группировки, отличающиеся от тех, которые были до намагничения, так как в рассматриваемом случае мы исходим из новых начальных условий. След от предшествовавшего воздействия со стороны внешнего магнитного поля выразится в том, что в новых, более или менее устойчивых группировках сохранится до некоторой степени преимущественное расположение осей магнитиков, соответствующее тому, которое было насильственно создано внешним полем.

Потери энергии при циклическом перемагничении, т. е. выделение тепла благодаря гистерезису, Юинг объясняет возбуждением колебаний элементарных магнитиков, когда при изменении намагничивающей силы магнитики в отдельных группах изменяют свою ориентировку и переходят из одного состояния устойчивого равновесия в другое. Энергия этих колебательных движений распределяется затем по всему объему намагничиваемого тела в форме приращения кинетической энергии молекул его и воспринимается, нами как тепловой эффект.

Юинг непосредственным опытом подтвердил справедливость своих основных предположений. Он изготовил большое количество



маленьких магнитных стрелок (рис. 79) и поместил их на отдельные вертикальные острия, расположив их в одной плоскости на столе так, чтобы при качаниях стрелки не задевали одна другую.

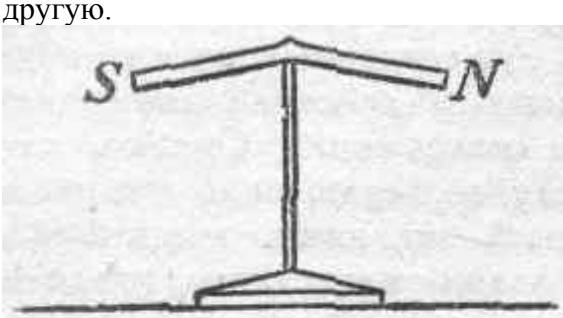


Рис. 79.

Различные группы таких магнитных стрелок Юинг подверг тщательному изучению. Он окружал систему стрелок несколькими вертикальными витками проволоки и пропускал по ней электрический

ток. Надлежащим подбором силы этого тока и правильной ориентировкой витков можно было скомпенсировать действие земного магнитного поля на стрелки и наблюдать устойчивые конфигурации, которые образовывали собою стрелки, предоставленные самим себе. В виде примера на рис. 80 приведена группа из четырех таких стрелок, а на рис. 81 показаны четыре возможные состояния устойчивого равновесия группы из семи магнитных стрелок, так расположенных, что центры шести образуют правильный шестиугольник, а центр седьмой совпадает с центром этого шестиугольника.

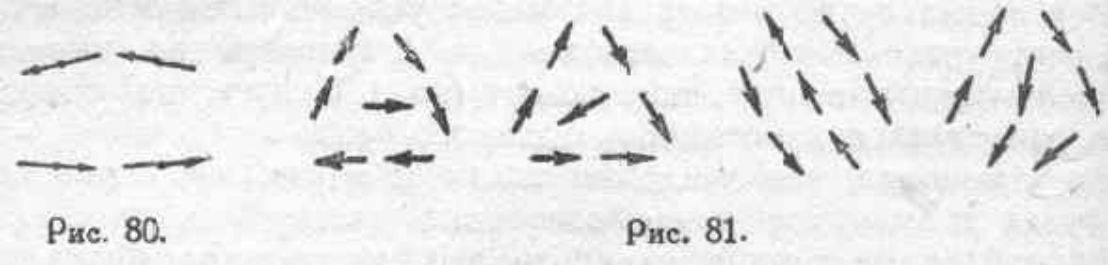


Рис. 80. Рис. 81.

На рис. 82 изображен применявшийся Юингом в этих опытах станок, в котором внешнее магнитное поле создавалось двумя катушками, расположенными по концам.

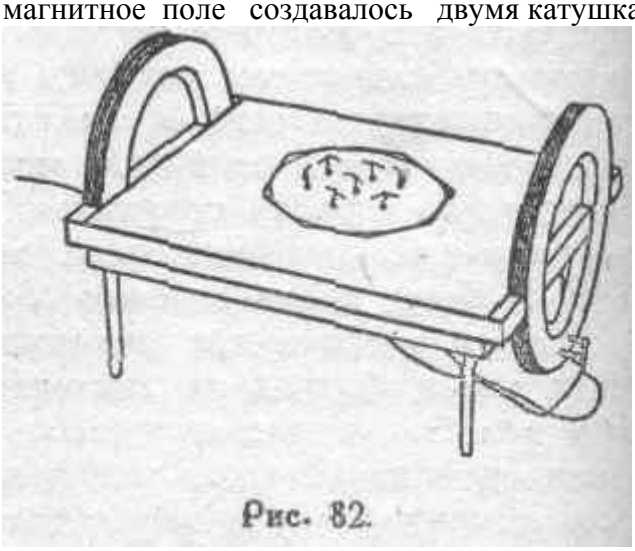


Рис. 82.

Стрелки помещались на горизонтальной доске станка в промежутке между катушками. Число отдельных магнитных стрелок, которое Юинг брал при изучении этих моделей магнитного тела, колебалось в широких пределах, доходя иногда до 130.

Модели этого рода позволили Юингу произвести самые разнообразные наблюдения. Характер приобретаемой группой стрелок полярности, когда внешняя магнитная сила нарастает или меняет направление, или вообще как-нибудь изменяется, в достаточной степени делается ясным при простом взгляде на расположение стрелок. Можно было, однако, производить и количественные наблюдения, применяя обычный магнитометр и принимая лишь при этом меры к тому, чтобы скомпенсировать



действие на магнитометр, происходящее непосредственно от катушек, „намагничивающих" модель магнитного тела, т. е. группу стрелок. С этой целью последовательно с этими катушками включалась особая катушка, компенсационная, которая так располагалась по другую сторону магнитометра, чтобы свести до нуля действие самих намагничивающих катушек. Таким образом, можно было подвергнуть группу магнитных стрелок циклическому процессу перемагнничения. Для этого было лишь необходимо соответственно изменять силу тока в намагничивающих катушках. Кривые намагничения, получаемые таким способом, в высокой степени подобны обычным кривым для железа и других ферромагнитных материалов. И чем больше взято отдельных магнитных стрелок для

построения модели, тем плавнее получаемые кривые и тем больше можно усмотреть в них деталей, имеющих характер того, что в действительности наблюдается с железом. На рис. 83 изображена кривая, относящаяся к циклическому процессу, проведенному над группой в 24 стрелки.

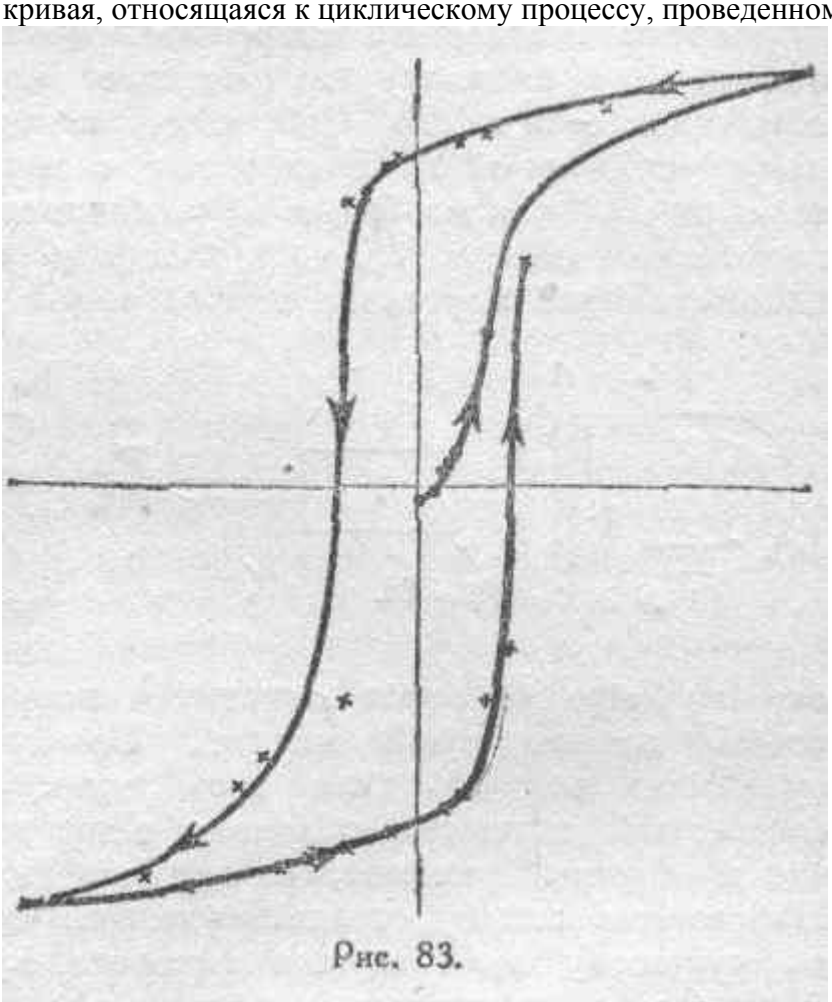


Рис. 83.

Сходство ее с аналогичными кривыми для ферромагнитных материалов поразительно.

Изучение всего того, что происходит с более или менее многочисленными группами магнитных стрелок, позволило Юингу, таким образом, прочно обосновать его теорию, гласящую, что элементарные магниты ферромагнитных материалов контролируются в отношении ориентировки их осей только теми силами, которые они взаимно оказывают друг на друга как магниты.

Форма комбинаций, образуемых осями магнитов, а также большая или меньшая устойчивость этих комбинаций, как показали опыты Юинга над различными системами магнитных стрелок, в значительной степени зависят от относительного расположения центров магнитов. Таким неодинаковым размещением центров элементарных магнитиков в разных телах Юинг объясняет наблюдаемое различие между магнитными свойствами тел.

В последнее время, благодаря развитию техники усилительных устройств *с* электронными лампами, явилась возможность объективно показать, что в реальных условиях при намагничении, например, железа все происходит, именно, так, как и следует ожидать



согласно теории Юинга, т. е. что при совершенно плавном возрастании намагничивающей силы магнитное состояние тела изменяется не плавно, а скачками, которые вызываются внезапными преобразованиями устойчивых группировок элементарных магнитиков. Конечно, в силу чрезвычайной малости этих магнитиков и большого числа их групп, входящих в состав железного стержня обычных размеров, скачки в магнитном состоянии относительно ничтожно слабы, но все же

эти скачки действительно имеют место при всяком, на первый взгляд совершенно плавном, намагничении. Впервые удалось это показать Баркхаузену.
Опыт производится следующим образом (рис. 84).

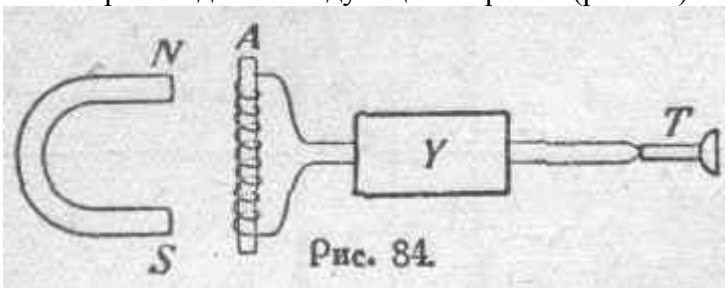


Рис. 84.

Перемагничиваемый стержень *A* (можно, например, взять обыкновенную проволочку из мягкого железа) помещается внутрь обмотки витков в 200 —300, концы которой присоединены к ламповому усилителю У, к которому с другой стороны присоединен телефон *T.* Если мы будем намагничивать стержень, поднося к нему постоянный магнит *NS,* то в телефоне услышим характерный шум, напоминающий хрустение перегибаемой оловянной пластинки. Если стержень *A* убрать из обмотки, шум прекращается. Смысл этого опыта совершенно ясен в связи с вышесказанным.
Если гипотеза элементарных магнитов может считаться весьма близкой к истине, то все же еще остается открытым вопрос: а что же представляет собою элементарный магнит? Во всех вышеизложенных рассуждениях мы обходили этот вопрос, считая лишь, что элементарный магнитик обладает теми же основными свойствами, что и обычный магнит, с которым мы имеем дело на опыте. Небезынтересно будет здесь указать, что Ампер, идеи которого по существу дали начало гипотезе вращающихся элементарных магнитов, на основании своих исследований в области электродинамики пришел к заключению, что каждая частица магнитного вещества обтекается замкнутым электрическим током. Ампер математически доказал, что такой „молекулярный" ток по всем своим внешним проявлениям совершенно эквивалентен элементарному постоянному магниту соответствующего размера.
Согласно теории Ампера, любой магнит, т. е. любое тело, приведенное в магнитное состояние, можно представить себе как комбинацию очень большого количества элементарных замкнутых электрических цепей, надлежащим образом ориентированных. По Амперу, в ненамагниченном теле распределение молекулярных токов совершенно хаотическое. При намагничивании тела плоскости этих токов повертываются около центров частиц, приближаясь к положению нормальному, к некоторому направлению, определяемому условиями намагничивания тела. Мы видим, таким образом, что по существу Ампер предвосхитил все, что в дальнейшем


говорилось о механизме намагничивания тела. Мало того. То, что установил Ампер, в полной мере оправдывается современными достижениями электронной теории строения атомов вещества. Согласно этой теории предполагается, что в состав каждого атома вещества входит некоторое количество электронов, находящихся в непрерывном движении, которое совершается по замкнутым орбитам, не выходящим, вообще говоря, за пределы объема атома. А ведь движущийся электрон, движущийся электрический заряд, есть, именно, электрический ток и не что иное. Таким образом, современная физика признает внутриатомные электрические токи как основное явление природы. Ампер говорил то же, но только он не имел достаточных опытных данных для того, чтобы углубиться в развитие своей основной идеи. Ампер мыслил по необходимости интегрально, рассматривая элементарную частицу магнитного вещества как некоторое физическое целое, обладающее магнитною полярностью благодаря наличию в нем электрического тока. Современная наука деталирует ато основное представление и показывает, что тот электромагнитный процесс, который происходит внутри каждого атома вещества, вообще состоит из целой совокупности замкнутых электронных токов. Расположением и числом электронных орбит внутри атома и их же

расположением внутри молекул, являющихся комбинациями атомов, определяются в конце концов магнитные качества тех физических индивидуумов, которые мы с полным правом можем продолжать называть элементарными магнитами. Отметим вместе с тем еще следующее обстоятельство. Современные представления о природе атомов вообще и о причине магнитности элементарных магнитов приводят нас к заключению, что добавочное магнитное состояние, привносимое наличием вещества, по существу своему не может ничем отличаться от того основного магнитного состояния среды, от того основного процесса, который имеет место в так называемой „пустоте" при возникновении в ней магнитного поля.

**§ 38. Магнитное насыщение.**

Итак, мы имеем достаточно данных признать, что гипотеза вращающихся элементарных магнитов вместе с вытекающей из нее юинговской моделью магнитного вещества может быть положена нами в основу наших представлений о внутреннем строении ферромагнитных материалов, и мы будем в дальнейшем пользоваться всеми вытекающими отсюда следствиями для того, чтобы углубиться в понимание различных явлений, наблюдаемых при намагничении вещества.

Остановимся прежде всего на упомянутом уже в предыдущем параграфе состоянии магнитного насыщения. Как было указано, гипотеза элементарных магнитов дает возможность предвидеть характер изменения магнитных свойств при значительном увеличении силы намагничивающего поля. Действительно, приняв эту гипотезу, мы придем к заключению, что интенсивность намагниче-



ния вещества $I$ нельзя увеличивать беспредельно, так как, когда все элементарные магниты расположатся в направлении магнитной силы, дальнейшее увеличение этой магнитной силы уже не повлечет за собой никакого изменения в магнитном состоянии вещества. Таким образом, $I$ имеет некоторый естественный предел $I_{max}$, при достижении которого мы будем иметь:

$$B = 4\pi I_{max} + \mu_0 H = \text{const} + \mu_0 H.$$

Следовательно, для больших значений $H$ получаем:

$$\mu = \frac{B}{H} = \frac{\text{const}}{H} + \mu_0,$$

и при увеличении $H$ магнитная проницаемость стремится к пределу $\mu_0$, численно равному единице.

Если мы обратимся к кривой, показанной на рис. 72, то увидим, что $\mu$, сначала возрастая до некоторого предела, начинает затем падать. Полученный результат показывает что пределом этого падения будет:

$\mu_0=1$.

Заметим, что именно в силу этого обстоятельства при конструировании Электрических машин, вообще говоря, не выгодно брать слишком большие значения $H$ или $B$, так как в этих условиях ста-



новится слишком малой роль ферромагнитного вещества в создании магнитного потока.

На рис. 85 рядом кривых показана зависимость между $\mu$ и $B$ для разных материалов по мере приближения к насыщению.

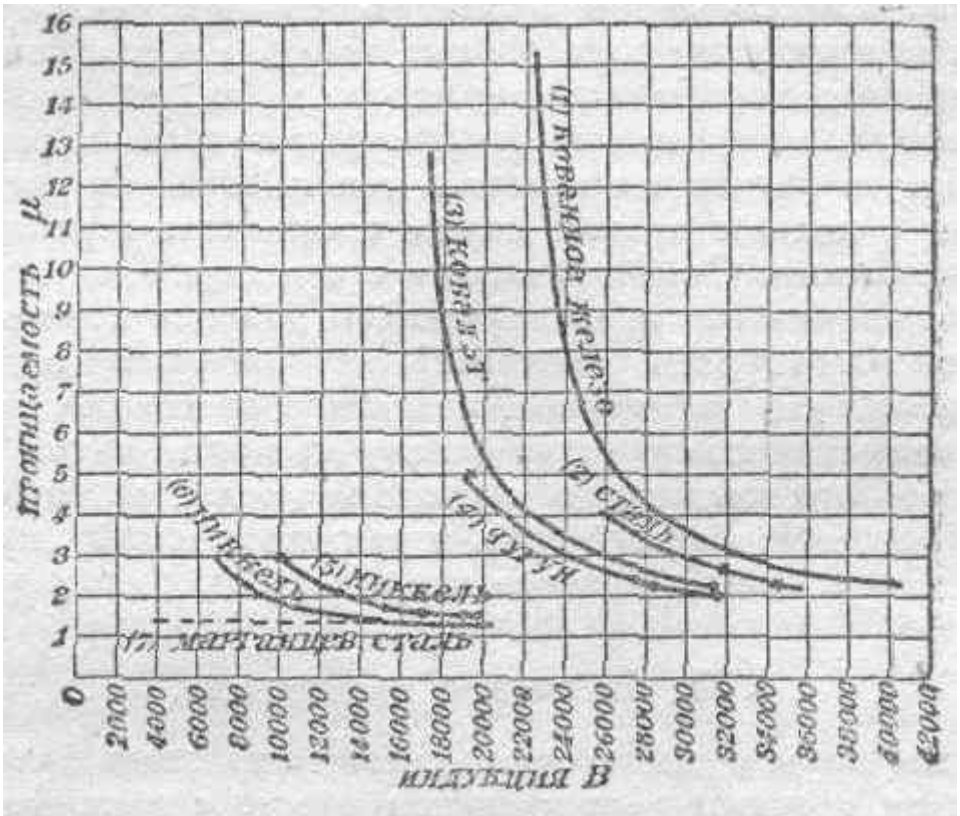



Рис. 85.

Здесь (1) — кованое железо, (2) — сталь, (3) — кобальт, (4) — чугун, (5) и (6) — никкель, (7) — марганцевая сталь. Во всех этих случаях, как показывают кривые, величина магнитной проницаемости, стремящаяся к 1 по мере возрастания магнитной индукции, действительно приближается к этому пределу.

**§ 39. Влияние сотрясений на магнитные свойства.**

Попытаемся теперь при помощи гипотезы элементарных магнитов объяснить влияние на магнитные свойства материалов некоторых внешних факторов, например, механических сотрясений, нагрева и т. д.

Разберем вопрос о сотрясениях, которым может подвергаться всякая магнитная система. С сотрясениями мы имеем дело на каждом шагу. В трансформаторах, под влиянием производимого переменным током перемагничивания, возникают колебания сердечников (вызывающие, кстати сказать, звуковой эффект — гудение железа сердечников). В электрических машинах сотрясения создаются механическими условиями, благодаря вращению и вибрациям, и это отражается на поведении материала магнитной цепи машины и т. д.

Из рассмотренной выше гипотезы элементарных магнитов должно быть ясно, что механическое сотрясение может способствовать перегруппировкам внутри вещества и что группы элементарных магнитов могут получить тот или иной вид в зависимости от внешних механических воздействий. Если, производя опыты на модели Юинга, постукивать по доске, на которой расположены магнитные стрелки, то характер кривой намагничения изменится в сторону уменьшения остаточного магнитизма. Таким образом, гипотеза элементарных магнитов дает нам возможность предсказать влияние механических сотрясений на поведение магнитного вещества.

Гопкинсон, желая обследовать влияние механических воздействий на процесс намагничения, взял стержень из отпущенного мягкого железа и поместил его в катушку, по которой пропускался

намагничивающий ток. Определяя величину индукции в железе с помощью баллистического гальванометра, Гопкинсон обнаружил, что всякий раз, когда в процессе намагничения стержня он ударял его о стол, гальванометр давал отброс, показывая таким образом приращение индукции. Таким образом, возрастание индукции шло не постепенно, а двумя этапами, увеличиваясь с увеличением *H* и делая скачок при ударе. При прохождении падающей ветви кривой гистерезиса сотрясение ускоряло процесс размагничивания. Для иллюстрации этих опытов приведем следующую таблицу.



| H | B | |
|---|---|---|
| | До сотрясения | После сотрясения |
| 0,25 | 400 | 6 400 |
| 1,70 | 7 000 | 11 300 |
| 3,40 | 11 800 | 12 800 |
| 7,80 | 13 700 | 14 100 |
| 16,50 | 14 300 | 14 500 |
| 7,20 | 14 300 | 12 800 |
| 1,70 | 12 200 | 11 200 |
| 0,20 | 11 100 | 7 000 |
| 0 | 6 900 | около 0 после энергичных сотрясений |

На рис. 86 приведена кривая намагничения, соответствующая вышеприведенной таблице.

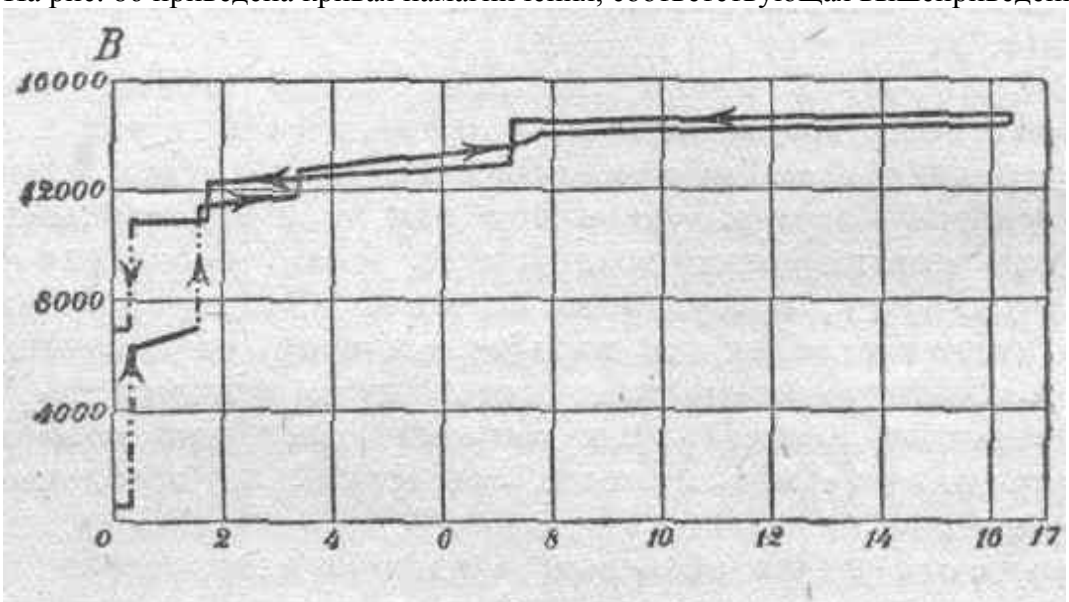



Рис. 86.

Как видно из таблицы и из кривой, влияние сотрясений особенно велико при сравнительно малых значениях магнитной силы. По мере приближения к условиям насыщения, влияние сотрясений становится все слабее и слабее. Так и должно быть. Действительно, в мощных магнитных полях ориентирующее влияние внешней магнитной силы достаточно велико для того, чтобы преодолеть внутренние связи в отдельных группах элементарных магнитиков и произвести те разрушения предшествовавших группировок, которые необходимы для создания новых группировок в процессе намагничивания. Совершенно иную картину мы можем наблюдать в слабых магнитных полях. Влияние поля может оказаться ниже того порога, за которым наступает внезапная перегруппировка данной комбинации элементарных магнитиков. Всякий новый фактор, способный как-либо поколебать основную конфигурацию магнитиков, может, присоединившись к ориентирую-



щему влиянию слабого магнитного поля, вызвать необходимую в процессе намагничения молекулярную катастрофу. При этом новая конфигурация магнитиков будет в значительной степени подчинена направляющему действию слабого магнитного поля, которое само по себе не могло произвести надлежащей перегруппировки. В этом случае все происходит совершенно подобно тому, что имеет место» когда мы посыпаем опилками картон для получения магнитного спектра магнита, помещенного под картон. В тех местах, где поле
магнита очень слабо и не может надлежащим образом ориентировать частицы опилков, будучи не в силах преодолеть трение последних
о картон, мы обычно помогаем вырисовыванию силовых линий, встряхивая опилки путем легких постукиваний по картону.

Влияние сотрясений на кривую намагничения проявляется, таким образом, в сближении восходящей и нисходящей ветвей кривой гистерезиса, и площадь гистерезисной петли, снятой **во** время сотрясений, получается весьма малой. Нельзя, однако, на основании этого делать общее заключение, что механические сотрясения уменьшают величину потерь на гистерезис, так как расход энергии на перемагничивание всецело определяется стационарной кривой. В случае же сотрясений этот расход покрывается не за счет намагничивающего тока, а за счет энергии механического деятеля, производящего сотрясения.

К тому же классу явлений можно отнести влияние частых перемагничиваний на магнитное состояние вещества. Можно считать, что цикл перемагничивания оказывает на элементарные магниты воздействие, до некоторой степени подобное действию механических сотрясений. Несомненно поэтому, что прохождение цикла должно сказываться на магнитной структуре вещества, содействуя переходу от одного расположения элементарных магнитов к другому. Этим обстоятельством пользуются, между прочим, для размагничивания материалов. С этою целью подвергают образец ряду последовательных перемагничиваний, уменьшая постепенно до нуля амплитуду магнитной силы (рис. 87), и таким путем достигают совершенного размагничивания материала.

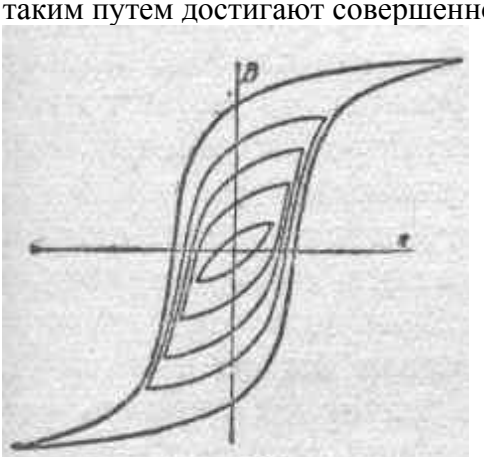


Рис 87.

Для получения наилучших результатов необходимо произвести такое размагничивание данного тела по трем взаимно перпендикулярным направлениям. Отметим при этом одно



обстоятельство, находящееся в непосредственной связи с только-что сказанным. Именно, вершины непрерывно изменяющихся магнитных циклов лежат весьма близко к основной кривой намагничения (§ 33). Таким образом, эта основная кривая легко может быть построена. В действительности так ее и строят. * Такого же рода молекулярными сотрясениями иногда пользуются в технике изготовления постоянных магнитов. Постоянные магниты постепенно теряют частично свои магнитные свойства, при чем в первое время по изготовлении уменьшение остаточной индукции происходит довольно быстро. Для получения магнитов с устойчивыми магнитными свойствами необходимо выдерживать их некоторое время, и иногда выдерживали магниты годами. В последнее время для более быстрого достижения устойчивой остаточной индукции пользуются нагреванием магнита, которое ускоряет разрушение неустойчивых молекулярных группировок. Но еще проще получить тот же результат, подвергая магнит воздействию слабого переменного поля. Это проделывается следующим образом. Помещают магнит в станок с обмоткой, по которой проходит переменный ток. Силу переменного магнитного поля подбирают значительно меньшей силы того постоянного поля, при помощи которого произведено основное намагничение. Подвергая таким образом магнит легким молекулярным сотрясениям, можно уничтожить неустойчивую часть остаточной индукции, которая в противном случае исчезла бы со временем.

Подобная способность намагниченного материала терять часть остаточной индукции при воздействии слабого переменного поля использовалась между прочим в радиотехнике для конструирования так называемых магнитных детекторов. Принцип устройства такого детектора схематически изображен на рис. 88.

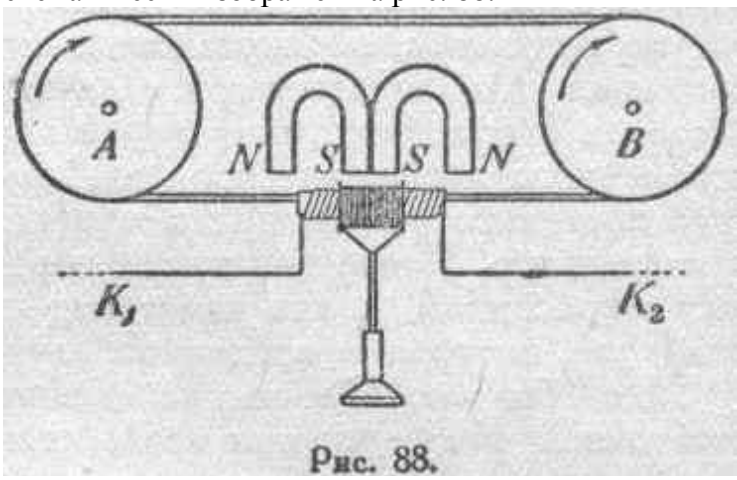


Рис. 88.

Бесконечный шнур из тонких железных проволок натянут на колеса *A* и *B* и движется при их вращении, проходя внутри катушки, включенной концами $k_1$ и $k_2$ в контур антенны. Около железного шнура помещены постоянные магниты. Намагничиваемый магнитами шнур попадает в катушку, где подвергается молекулярному сотрясению от токов высокой частоты, циркулирующих в антенне, и размагничивается. На изменение магнитного состояния шнура будет реагировать телефон, включенный в цепь второй катушки.

**§ 40. Влияние температурных условий на магнитные свойства вещества.**

Еще со времен Гильберта было известно, что железо и сталь теряют свои магнитные свойства, будучи нагреты до светло-красного каления. Они при этом перестают намагничиваться и не притягиваются магнитом, но при охлаждении восстанавливают свои обычные качества. То же

происходит при несколько более высокой температуре с кобальтом и при более низкой — с никкелем. Вообще говоря, переход от магнитного состояния к немагнитному происходит очень быстро, как только температура тела достигает определенного предела.
152

В виде примера приведем данные, которые были получены: Гопкинсоном во время одного опыта с куском кованого железа. Когда этот материал был подвергнут действию слабого магнитного поля ($H$=0,3 эрстеда), его магнитная проницаемость непрерывно возрастала с повышением температуры сначала медленно, затем все быстрее и быстрее и так далее, до предельной температуры, которая в описываемом случае оказалась равной 775° С. При этой температуре магнитная проницаемость во много раз больше, чем в случае холодного железа. При дальнейшем нагревании последовала чрезвычайно быстрая потеря магнитных свойств: когда температура поднялась всего только на 11°, т. е. до 786°С, железо сделалось практически немагнитным. Его магнитная проницаемость стала равной 1,1, между тем как при 775°С проницаемость имела значение около 11000. На рисунке 89) представлена графически зависимость μ от температуры в данном случае, т. е. при $H$=0,3 эрстеда.

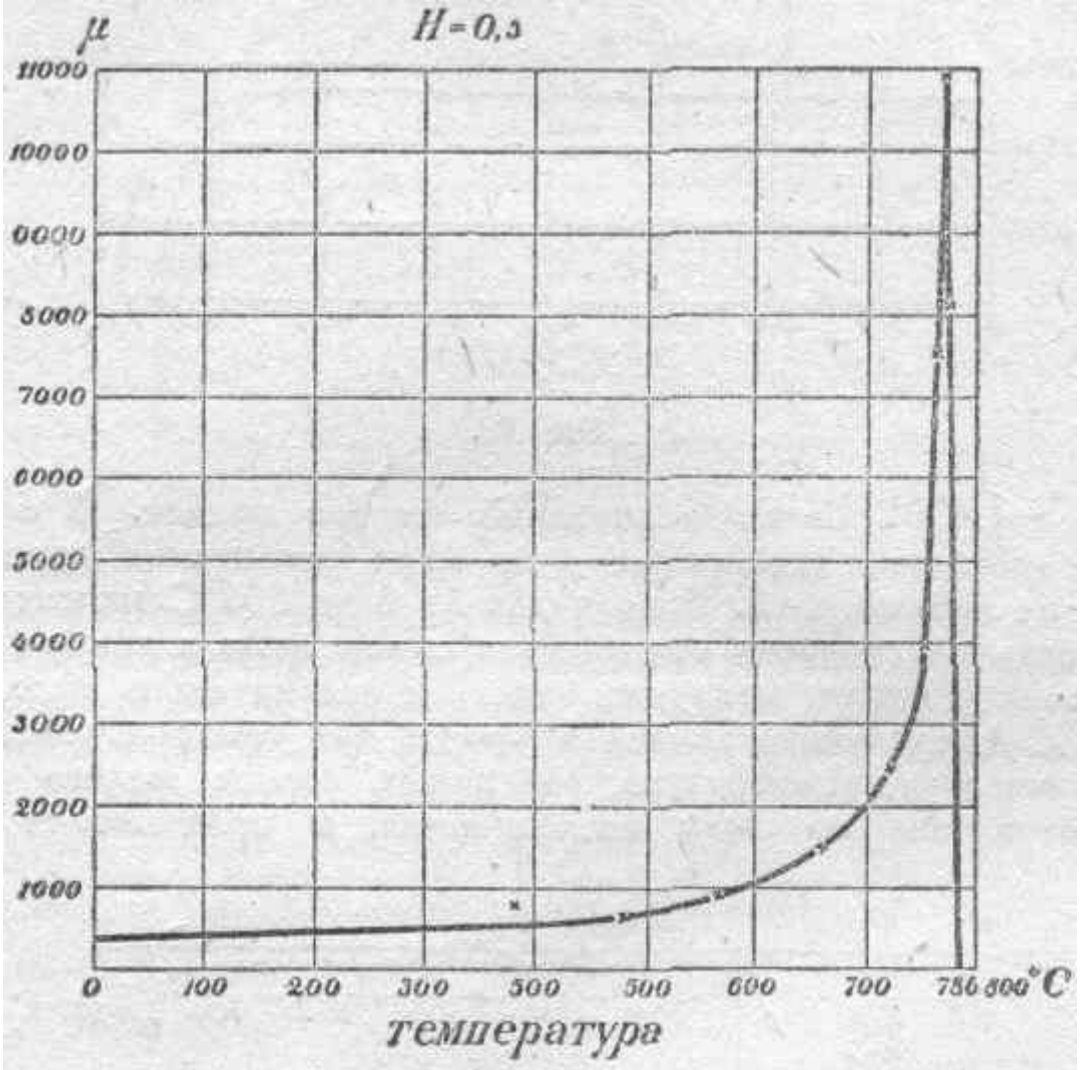


Рис. 89.

Здесь весьма отчетливо видно, насколько внезапно магнитная проницаемость данного образца железа падает при приближении температуры его к 786°С. Когда материал был подвергнут действию сравнительно более сильного поля, переход от магнитного состояния к немагнитному совершался более плавно, но потеря

магнитных свойств столь же полная, и происходит это при той же температуре, что и раньше. Гопкинсон назвал ее критической температурой. На рисунках 90 и 91 представлена зависимость μ от температуры при
*H*=4 эрстедам,
*H*=45 эрстедам,

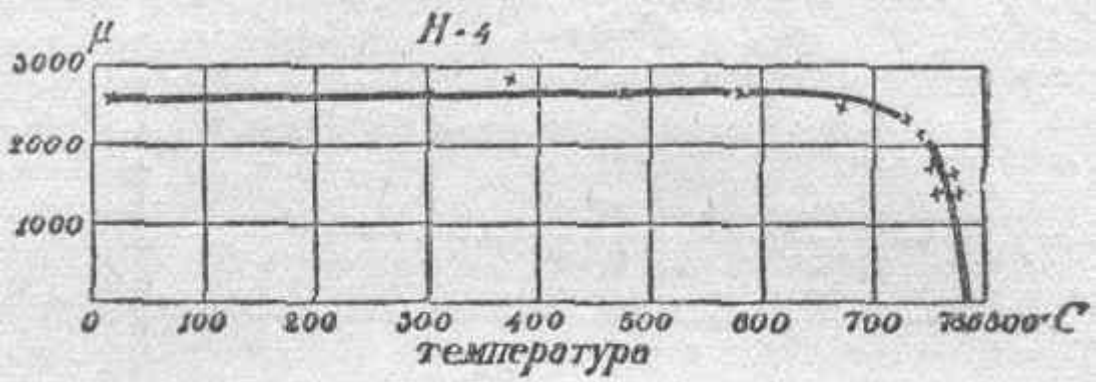



Рис. 90.

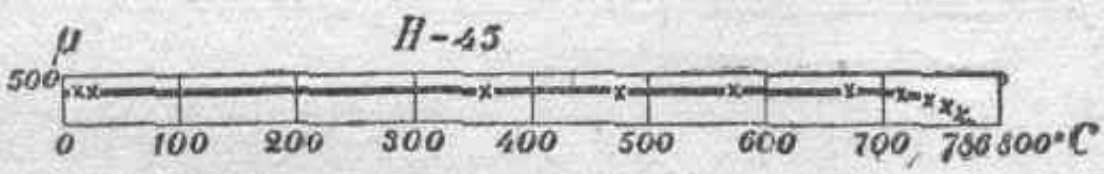



Рис. 91.

для того же сорта железа, к которому относится и рисунок 89. В случае *H*=4 эрстедам, по мере повышения температуры еще наблюдается некоторый подъем μ, и это продолжается приблизительно до 650°. Затем μ довольно быстро падает. В случае же *H*=45 эрстедам, повышения μ по мере повышения температуры совсем не наблюдается. В пределах от 0 до 500°С магнитная проницаемость практически сохраняется неизменною, а при дальнейшем нагревании начинает медленно падать и сравнительно медленно же падает до предельного значения μ=1,1 при температуре в 786° С. Критическая температура различных сортов железа и стали колеблется, как показали исследования, в пределах от 690° до 870°С. У кобальта критическая температура равна приблизительно 1000°, у никкеля —около 310°С.

Из приведенных на рисунках 89, 90 и 91 кривых ясно, что в пределах нормальных рабочих температур, встречающихся в обычной электротехнической практике, изменение магнитных свойств железа и стали в зависимости от нагревания настолько ничтожно, что при всякого рода расчетах им можно пренебречь.

На рисунке 92 приведены еще характерные кривые, представляющие результаты наблюдений Гопкинсона над ходом намагничения железа при разных температурах.

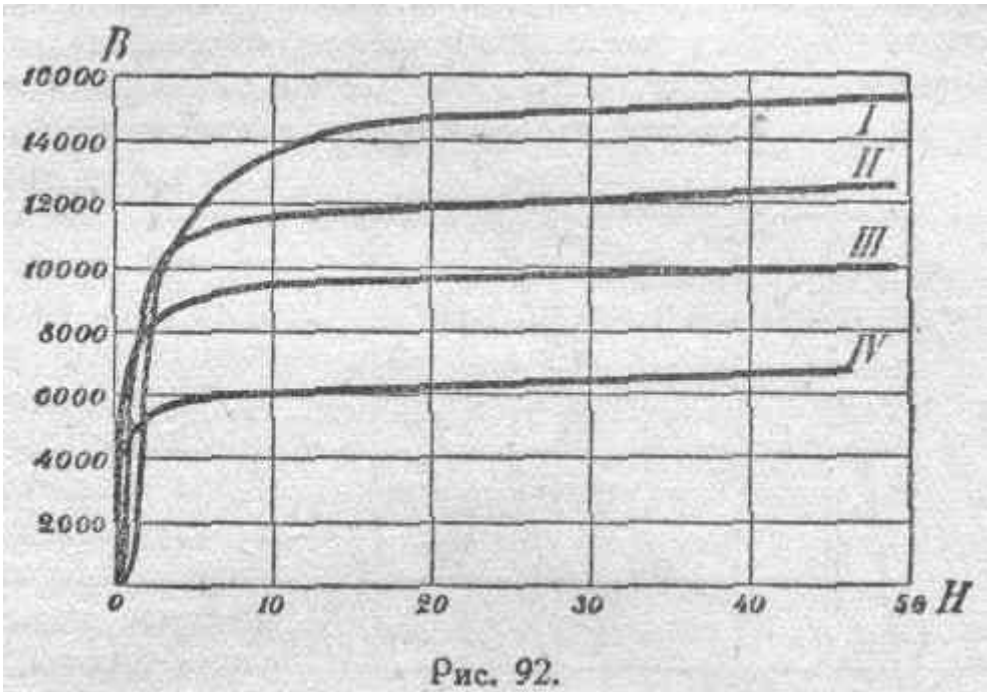


Рис. 92.

Здесь кривая I дает зависимость *B* от *H* при температуре в 10°. Кривая 11 дает ту же зависимость при температуре в 670°. Кривая III построена для



температуры около 742°, и, наконец, кривая IV — для температуры около 771°. На рисунке 93 представлены начальные части этих кривых.

Рис. 93.

Здесь масштаб *H* взят нарочно большим, чтобы наглядно показать относительное расположение кривых и их пересечение. Обозначения кривых те же, что и на рисунке 92.

Из всех приведенных кривых отчетливо видно, что чем слабее магнитное поле, воздействующее на железо, тем большее значение имеет повышение температуры в смысле достижения высших степеней намагничения. В этом отношении мы имеем полную аналогию с влиянием сотрясений на магнитные свойства ферромагнитных материалов (см. § 39). В данном случае гипотеза элементарных магнитов дает возможность высказать предположение, что с повышением температуры устойчивость отдельных групп магнитиков должна уменьшаться, так как при этом возрастает общая подвижность всех молекул тела. Надо полагать, что при приближении к критической температуре эта подвижность настолько уже велика, что достаточно небольших добавочных воздействий со стороны слабой

намагничивающей силы для того, чтобы нарушить исходные группировки молекулярных магнитиков и ориентировать их в направлении поля.

155

Есть много данных в пользу того предположения, что при переходе через критическую температуру железо *я* другие магнитные материалы вообще претерпевают какое-то резкое изменение в своих свойствах. Так, при переходе через критическую температуру резко меняются термо-электрические свойства, а также электрическое сопротивление материала. Далее, железо и сталь, предварительно нагретые выше критической температуры, при остывании темнеют до достижения этой температуры и затем внезапно вспыхивают, проходя через нее. Это последнее явление, открытое Барретом. было им названо *рекалесценцией.* Выяснилось, что температура рекалесценции как раз и есть температура критическая в магнитном отношении. Современная металлургия в полной мере выяснила сущность того, что происходит с железом и другими подобными материалами при переходе через критическую температуру. Именно, при этом происходит очень быстрое изменение молекулярного строения вещества, связанное с превращением одной модификации его (магнитной) в другую (немагнитную).

Кроме тех изменений магнитных качеств железа, которые обнаруживаются немедленно при повышении температуры его, на практике приходится встречаться еще с одним явлением, которое также повидимому обусловливается нагреванием. Речь идет о так называемом *старении железа.* Этот процесс протекает очень медленно при сравнительно низких температурах и выражается между прочим в изменении потерь на гистерезис, которые обычно возрастают с течением времени. Такое возрастание потерь на гисте-

156

резис в прежнее время нередко наблюдалось при работе трансформаторов переменного тока, для изготовления которых применялось простое железо. Есть основание полагать, что в данном случае мы имеем дело с медленным изменением молекулярного строения железа. Опыт показывает, что процесс старения ускоряется при нагревании. В частности при температурах порядка 150°—200° процесс этот протекает в несколько дней, в то время как при температурах порядка 50° он протекает годы, прежде чем железо придет в некоторое установившееся состояние. В связи с тем, что явление впервые было наблюдено *в* трансформаторах, сначала высказывалось предположение, что возрастание потерь на гистерезис представляет собою результат некоторой усталости материала, происходящей вследствие непрерывного перемагничивания, подобно усталости упругого тела, подверженного повторным механическим напряжениям. Юинг, однако, показал, что переменное намагничение само по себе не производит никакого действия. Мордей выяснил совершенно определенно, что возрастание потерь на гистерезис происходит исключительно благодаря длительному нагреванию материала. Это было затем подтверждено исследованием Роджета. Для иллюстрации сказанного выше о старении железа приведены на рисунке 94 кривые гистерезиса, полученные Роджетом для некоторого сорта железа при

$B_{max}$=4000 гауссов.

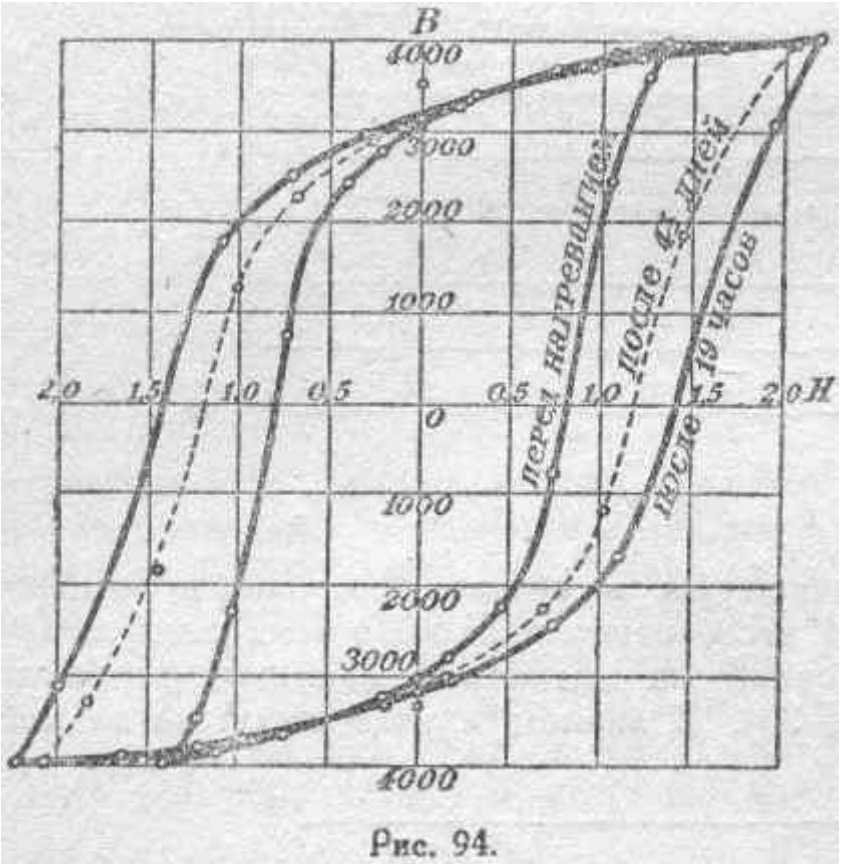


Рис. 94.

Здесь изображены три цикла. Первый характеризует железо в начальной стадии, т. е. до нагревания. Второй — через 19 часов нагревания при 200°. Третий цикл характеризует материал после нагревания при той же температуре в течение 4 дней. За это время был пройден максимум потерь на гистерезис.

В настоящее время в области электрического машиностроения и аппаратостроения вопрос о старении железа потерял свою остроту, благодаря тому, что удалось получить сплавы железа, обладающие весьма устойчивыми магнитными качествами (например, кремнистое железо).

**§ 41. Магнитная вязкость.**

С точки зрения гипотезы Ампера-Юинга мы рассматриваем всякий магнитный материал как совокупность элементарных магнитов. Процесс намагничения мы понимаем как изменение направления осей этих элементов. Такой процесс не может совершаться мгновенно, и можно заранее сказать, что должно существовать запаздывание во времени между изменением намагничивающей силы $H$ и установлением соответствующего магнитного состояния вещества.

Опыт показывает, что действительно магнитная индукция не устанавливается мгновенно, а для установления ее всегда требуется некоторый промежуток времени. Это свойство ферромагнитных материалов называется магнитной вязкостью. Был поставлен ряд экспериментов по изучению магнитной вязкости, которые показали, что в сильных магнитных полях процесс установления магнитного состояния вещества проходит почти полностью практически мгновенно, и лишь очень малое приращение магнитной индукции происходит в дальнейшем с течением времени при условии $H$=const Это обстоятельство весьма существенно, так как во многих электромагнитных механизмах, работающих даже при повышенных частотах, мы, благодаря наличию, именно, сильных магнитных полей, можем практически не считаться с магнитной вязкостью. Наоборот, в слабых магнитных полях (например, порядка долей земного поля) процесс намагничения протекает довольно медленно, иногда затя-

гиваясь на несколько секунд и даже минут. Опыт далее показал, что мягкие сорта железа являются более вязкими в магнитном смысле, чем, например, твердая сталь.

В виде примера приведем результаты опытов Юинга по изучению магнитной вязкости мягкого железа, иллюстрируемые кривыми рисунков 95 и 96. Рисунок 95 показывает, что сначала процесс намагничения идет быстрее, а потом замедляется.

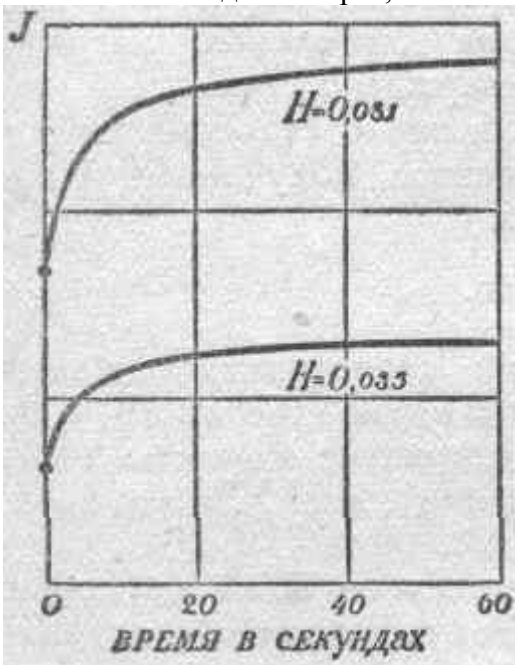


Рис. 95.

Из рис. 96 отчетливо видно, что через минуту напряженность намагничения значительно возрастает по сравнению с тем, что было в начальный момент.

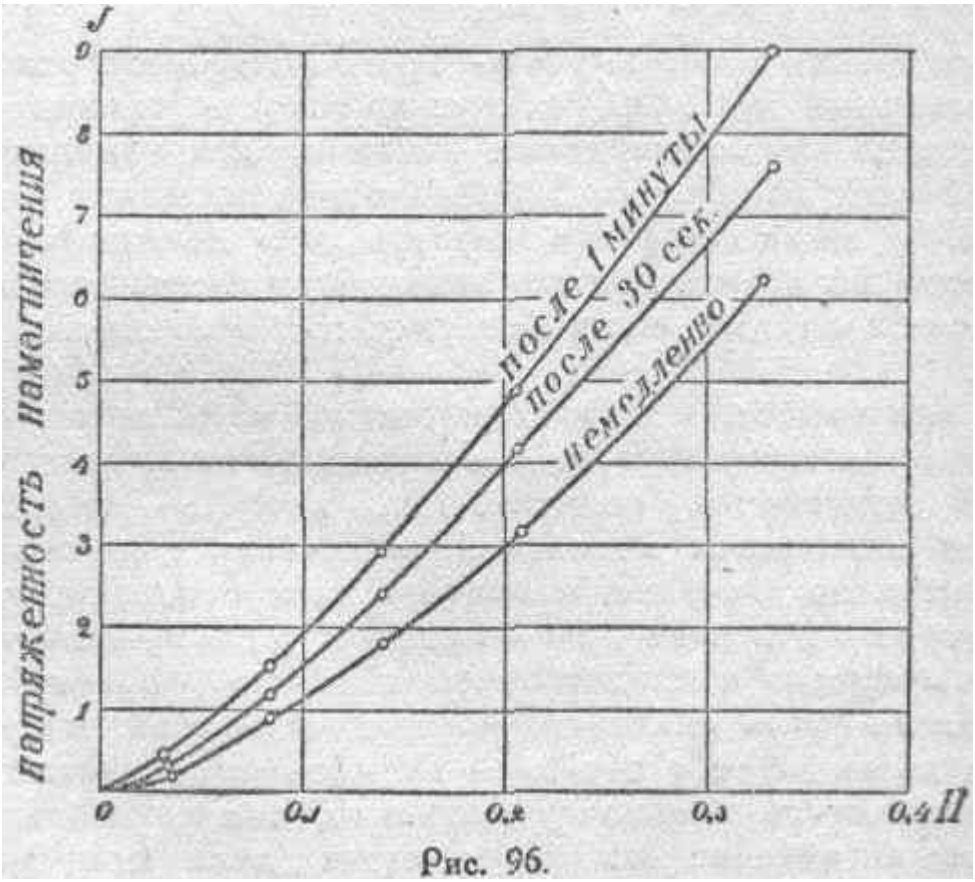


Рис. 96.

Результаты опытов Юинга приводят к заключению, что при исследовании магнитных свойств материалов в слабых магнитных полях обычный баллистический метод может быть допущен только с оговорками. Юинг, следуя примеру Релея, пользовался в ряде своих опытов магнитометром. Такой метод является безупречным. Ясно, конечно, что современный флюксметр в полной мере может обеспечивать правильность наблюдений при условии, что направляющая пара в нем практически равна нулю.

Итак, в сильных магнитных полях с явлением магнитной вязкости практически можно не считаться, но в механизмах, применяемых в технике слабых токов, пренебрегать явлением вязкости иногда не следует.

158

**§ 42. Изменение размеров тел при намагничении.**

Заранее можно предвидеть, что перегруппировки элементарных: магнитов при намагничении могут вызвать некоторые изменения. в размерах намагничиваемого тела. Опыт показывает, что подобное изменение размеров тела при намагничении действительно имеет место. Впервые это явление наблюдал Джоуль в 1848 году, обнаруживший удлинение железного стержня при намагничении его. Природа рассматриваемого явления, насколько мы ее понимаем, указывает, что изменение размеров может итти в обе стороны, т. е. мы можем получить как удлинение, так и укорочение. На практике, именно, и наблюдается то и другое. Изменения длины в общем весьма незначительны (порядка $10^{-7}$ длины). С возрастанием намагничивающей силы приращения длины иногда уменьшаются и, например, у железа и кобальта, меняют знак. Характер и интенсивность процесса различны для различных материалов. Зависимость между удлинением в направлении намагничивающей силы и самой намагничивающей силой для трех магнитных материалов: железа (Fe), никкеля (Ni) и кобальта (Co), показана графически на рисунке 97 на основании опытов Бидуэла.

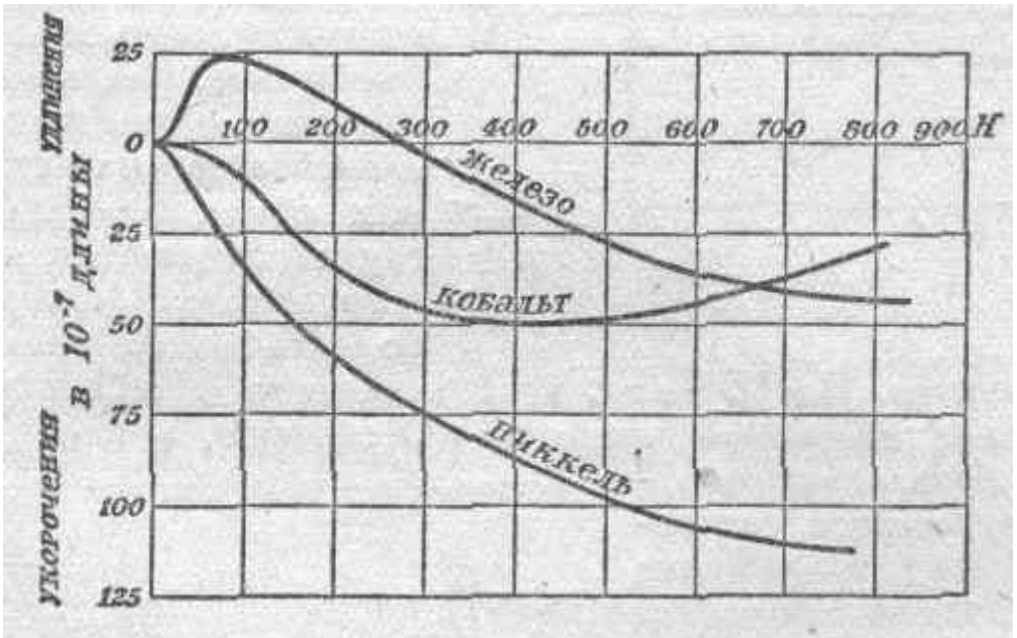


Рис. 97.

Из изображенных на этом рисунке кривых видно, что в практических пределах (для // от 0 до 250 эрстедов) железо удлиняется, тогда как никкель и кобальт укорачиваются, причем для Fe и Co изменения длины сравнительно незначительны. Изменения же в размерах для Ni несколько больше. Сталь меняет размеры подобно железу, только в меньшей степени. Изменение размеров тела при намагничении оказывается причиной некоторых явлений, к числу которых между прочим относится гудение трансформаторов и других приборов, работающих при переменном магнитном потоке. Железные листы сердечника трансформатора, подвергаемые переменному намагничению, периодически изменяют свои размеры и тем вызывают звуковые колебания. Надо только иметь в виду, что, кроме указанного обстоятельства, могут быть еще и другие причины гудения трансформаторов и т. п.



приборов, например, переменные механические взаимодействия между сердечником и обмоткой.

Отметим, что в изменениях размеров намагничиваемого тела наблюдается гистерезис. Впервые это явление было обнаружено Б. Л. Розингом.

**§ 43. Гистерезис вращения.**

Опыт показывает, что величина потерь на гистерезис, вообще говоря, зависит от того, каким, именно, образом происходит перемагничивание. Это явление довольно просто объясняется с точки зрения гипотезы элементарных магнитов. Вернемся к опытам Юинга (рис. 82) и рассмотрим сначала обыкновенное продольное перемагничивание. Несомненно, что при изменении величины *H* элементарные магниты (в данном опыте стрелки) перегруппировываются, и эти перегруппировки должны сопровождаться колебаниями элементов системы. По Юингу, колебания магнитиков и обусловливают переход магнитной энергии в тепловую, примем за счет деятеля, производящего изменение магнитного состояния, мы имеем возрастание кинетической энергии частиц вещества. Чем интенсивнее колебания магнитиков, тем больше потери на гистерезис. Чем плавнее совершается переход их из одной ориентация в другую, тем меньше потери. Может быть, именно, Этим обстоятельством и объясняется уменьшение потерь на гистерезис в мягком железе по сравнению со сталью. Представим себе теперь другой способ перемагничивания. Возьмем ту же юинговскую модель с магнитными стрелками и создадим сильное магнитное поле *H*. Стрелки

расположатся в определенном порядке, который в предельном случае очень сильного магнитного поля будет подобен тому, что изображено на рисунке 98.

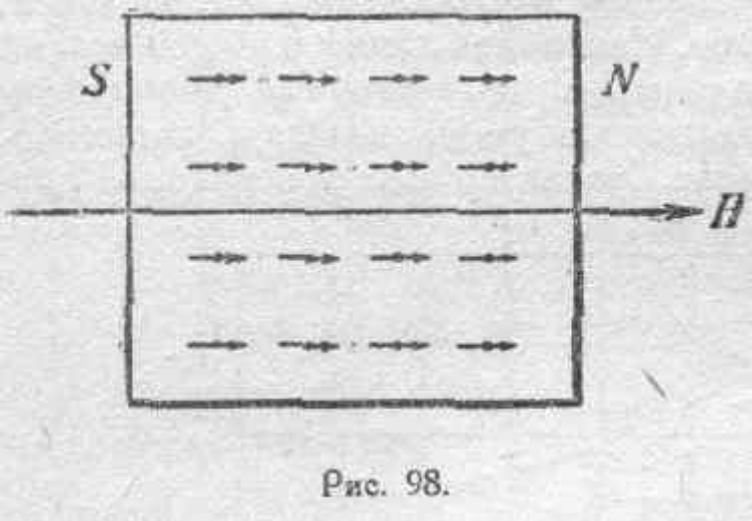


Рис. 98.

Начнем теперь вращать доску с магнитиками вокруг оси, перпендикулярной



доске, сохраняя при этом неизменное направление *n*. Магнитики вынуждены будут также вращаться вокруг своих центров, и при повороте доски на 180° мы будем иметь перемагничивание, т. е. поворот элементарных магнитов на 180°. Однако, в этом случае нет никаких оснований для каких бы то ни было перегруппировок для перехода через хаотическое состояние, так как перемагничиваемое тело все время находится в сильном магнитном поле. Таким образом, при перемагничивании вращением в достаточно сильном магнитном поле потери на гистерезис должны понизиться. В действительности это и имеет место. На рисунке 99 кривые изображают результаты опытов Бэйли по определению потерь на гистерезис при обычном переменном намагничении и при перемагничивании вращением.

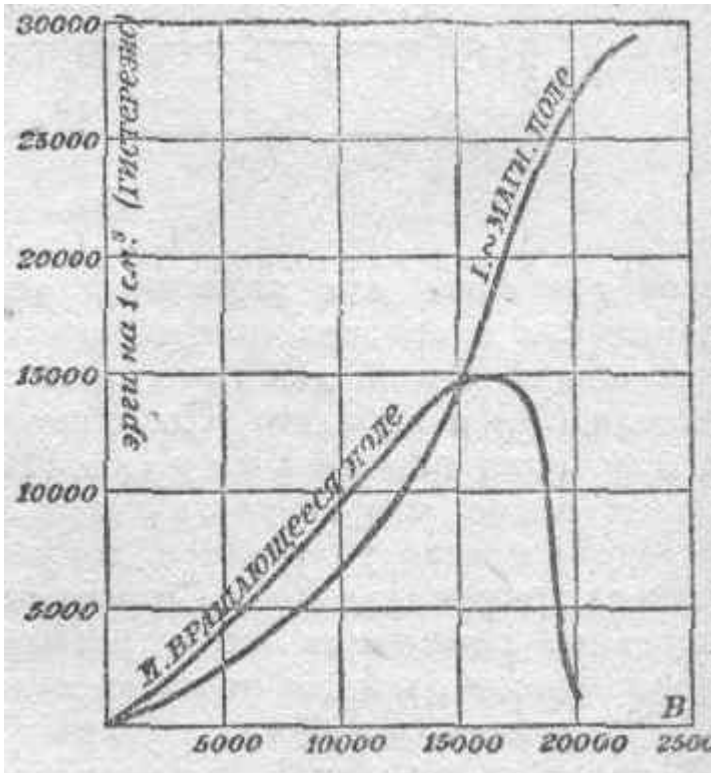


Рис. 99.

Кривые показывают, что в то время как при переменном намагничении потери на гистерезис непрерывно растут (кривая I), при перемагничивании вращением потери сначала (кривая II), при относительно малых значениях индукции *B*, возрастают даже быстрее, чем в первом случае, но по достижении больших значений магнитной индукции начинают резко падать, чего и должно было ожидать.

Как видно, точка перегиба кривой II лежит в области довольно высоких индукций (порядка 15000 гауссов).

На практике мы имеем перемагничивание вращением во многих механизмах, например, в некоторых частях динамомашин. Подсчитывая для подобных случаев потери на гистерезис и пользуясь притом обычными методами, мы нередко, повидимому, преувеличиваем эти потери.

**§ 44. Некоторые магнитные свойства железа и его сплавов.**

В заключение мы остановимся на некоторых магнитных свойствах железа и его сплавов. Вообще говоря, в обычной практике мы пока еще редко пользуемся железом в чистом виде, *а* применяем его соединения или сплавы. Наиболее часто встречающимися примесями являются углерод (C) и сера (S); от этих примесей избавиться чрезвычайно трудно.

За последние годы техника изготовления химически чистого железа начала развиваться. Для получения чистого металла железо электролитически раффинируют, а потом переплавляют в вакууме для освобождения от водорода и других газов. Полученное таким путем железо обладает очень ценными магнитными качествами, но пока сравнительно дорого. Нижеприведенные цифры потерь на гистерезис (в эргах на *см*$^3$, на 1 цикл) позволяют судить о качествах вакуумного железа.

В настоящее время в электротехнике наиболее широко применяются сплавы железа с кремнием (Si).

В нижеследующей таблице в виде примера того, что в этом случае может быть достигнуто, приведены величины потерь на



гистерезис для двух сортов кремнистого железа (сплав вакуум-железа с кремнием):

| По данным: | Потери на гистерезис в эргах на 1 $см^3$, на 1 цикл | |
|---|---|---|
| | $B_m = 10\,000$ | $B_m = 15\,000$ |
| Гадфильда (1900 г.) Шведское железо . . . . . | 2700 | 5500 |
| Енсена (1914—15 гг.) Вакуумное железо . . . . . | 813 | 1640 |

| По данным Енсена | Потери на гистерезис в эргах на 1 $см^3$, на 1 цикл | |
|---|---|---|
| | $B_m = 10\,000$ | $B_m = 15\,000$ |
| Fe + 0,15% Si . . . . . | 286 | 916 |
| Fe + 3,4% Si . . . . . | 280 | 1025 |

Величина потерь на гистерезис для сплавов Fe с Si резко колеблется с изменением содержания Si, как это иллюстрируется кривыми рисунка 100.

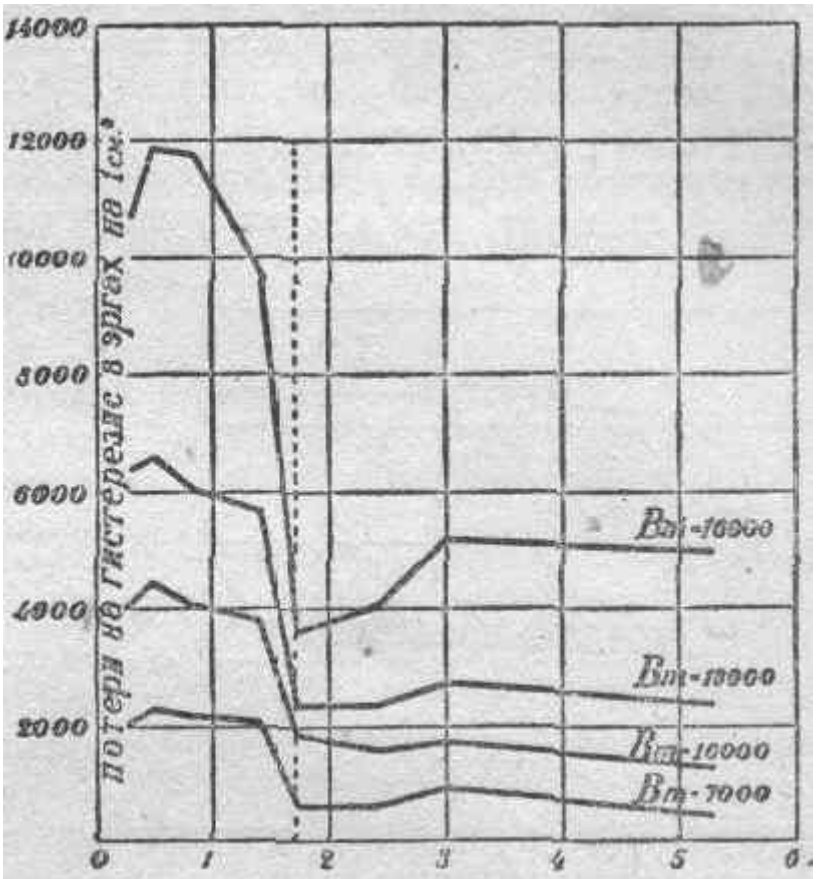


Рис. 100.

Эти данные относятся к сплавам обычного железа с кремнием. Из кривых видно также, что минимальными потерями на гистерезис обладает сплав с процентным содержанием кремния в 1,7%. Однако, на практике содержание кремния доводят нередко до 3,5—4% (трансформаторное железо), чтобы увеличить электрическое сопротивление железа и понизить потери на токи Фуко.

Зависимость между содержанием кремния и удельным сопротивлением показана в таблице:



| % Si | Удельное сопротивление, омы на 1 *мм*² сеч. и 1 *м* длины | % Si | Удельное сопротивление, омы на 1 *мм*² сеч. и 1 *м* длины |
|---|---|---|---|
| 0,001 | 0,09845 | 2,73 | 0,420 |
| 0,205 | 0,125 | 3,4 | 0,485 |
| 0,400 | 0,153 | 4,4 | 0,572 |
| 0,822 | 0,213 | 4,94 | 0,662 |

В настоящее время в электротехнической практике наиболее употребительны следующие сорта кремнистого железа: динамное. содержащее 1,7% Si, и трансформаторное, содержащее от 3,5 до 4% Si

Из других сплавов представляют особенный интерес сплавы железа с никкелем. Оба эти материала в отдельности обладают высокими магнитными качествами, в сплаве же железо и нвккель дают целый ряд материалов — от совершенно практически немагнитных до обладающих исключительно высокими магнитными свойствами. Сплавы эти отличаются еще одной особенностью. Именно, они в известных условиях обнаруживают весьма сильно выраженную неустойчивость своих магнитных свойств. Давно известная немагнитная сталь, имеющая состав

75% Fe+25% Ni, имеет при обычной температуре магнитную проницаемость μ=1,4. Охлажденная до -200°C она оказывается сильно магнитным материалом и при медленном нагревании может сохранить свою магнитность и при комнатной температуре. Однако, механические сотрясения опять приводят к прежней величине магнитной проницаемости μ=1,4. Аналогичная неустойчивость наблюдается и у некоторых сильно магнитных сплавов железа с никкелем, о чем скажем ниже.

Интересно проследить изменение магнитных свойств рассматриваемых сплавов при изменении содержания Ni. Характер изменения



показан на рисунке 101.

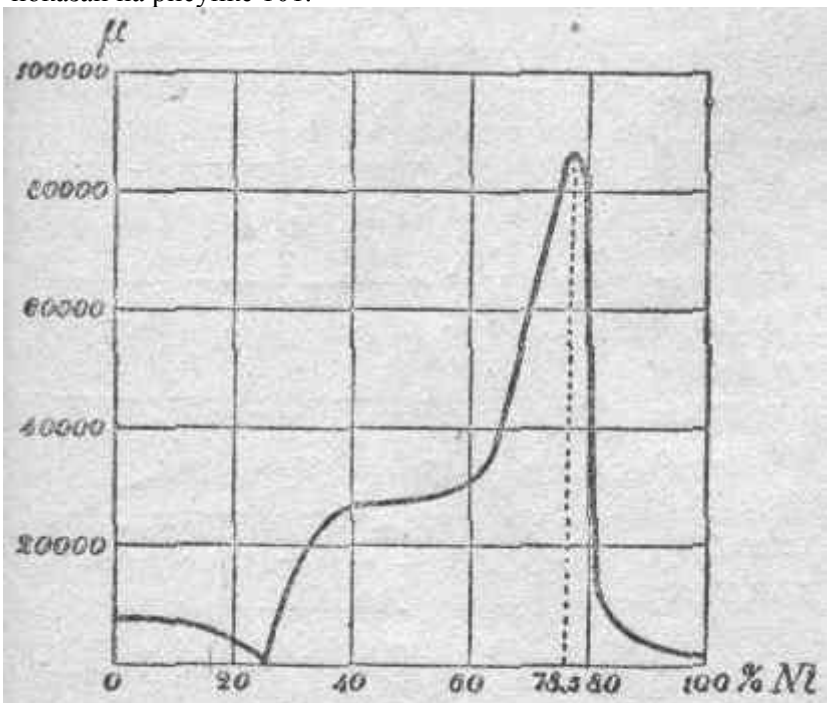



Рис. 101.

Здесь показана наибольшая магнитная проницаемость как функция процентного содержания никкеля. Из этой кривой видно, что в весьма узких пределах, около 78,5% никкеля, мы имеем резкое повышение магнитной проницаемости. Сплав в 78,5% Ni+21,5% Fe называется *пермаллоем.* Он обладает самой высокой магнитной проницаемостью из всех известных материалов. При *H*=0,06 гаусса μ доходит до 90000. Для сравнения свойств пермаллоя и мягкого железа приведены кривые на рисунках 102 и 103, из которых следует, что для получения одной и той же индукции в слабых полях пермаллой требует приблизительно в 20 раз меньшую намагничивающую силу.

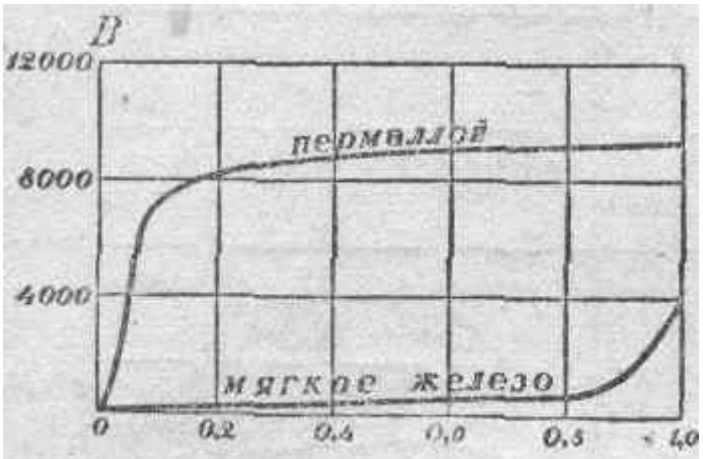


Рис. 102.

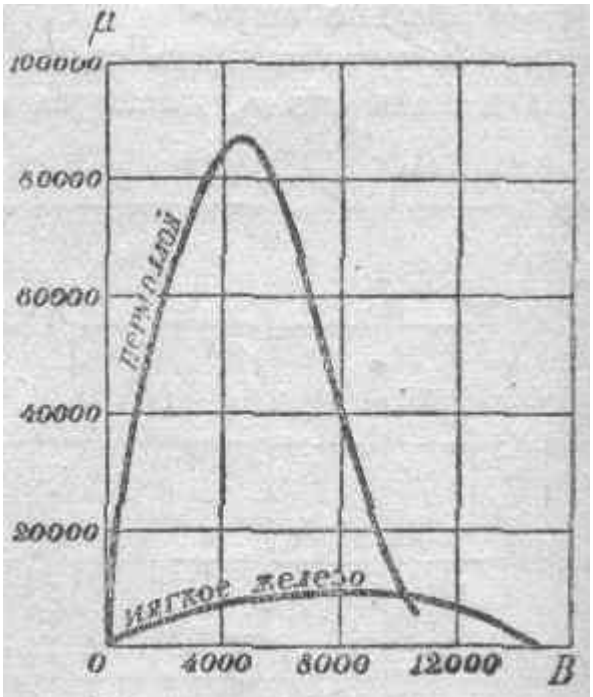


Рис. 103.

Однако, пермаллой быстро насыщается, и при больших индукциях проницаемость его ниже, чем у железа. Этим в значительной степени определяется область применений пермаллоя. Ясно, что он может оказаться полезным только в тех случаях, когда мы имеем дело с очень слабыми магнитными полями. Подобные условия очень часто имеют место в различных устройствах, встречающихся в технике слабого тока. Между прочим, ленты из пермаллоя с большим успехом применены были недавно для компенсации емкости подводных телеграфных кабелей по способу Крарупа. Как показывает опыт, для того чтобы пермаллой обладал надлежащими магнитными качествами, он должен быть подвергнут очень тщательной термической обработке. При этом необходимо еще иметь в виду, что высокие магнитные качества пермаллоя весьма неустойчивы, как было выше уже указано. Механические сотрясения или хотя бы только большие механические напряжения легко разрушают ту структуру пермаллоя, которая обладает ценными для техники свойствами. Таким образом, устройства, в которых применен пермаллой, требует очень внимательного к себе отношения и большой осторожности при работе с ними. Ввиду такой неустойчивости пермаллоя в некоторых случаях идут на некоторое понижение магнитных качеств, лишь бы иметь более стойкий материал. Так, например, в последнее время начинают применять сплав с составом 50% Fe+50% Ni.

## ГЛАВА III Электрическое смещение.

### § 45. Общая характеристика электромагнитных процессов.

В предыдущих главах мы коснулись одной стороны электромагнитных явлений, а именно, рассмотрели некоторые общие свойства магнитного потока и магнитного поля. Теперь сосредоточим наше внимание на другой стороне этих явлений, имеющей отношение к тому, что мы называем электричеством.

Вся совокупность наших современных знаний свидетельствует о тесной связи между магнитными и электрическими явлениями. В настоящее время не подлежит никакому сомнению, что всякое магнитное поле, где бы и когда бы оно ни наблюдалось, неизменно сопровождается наличием движения электричества, т. е. электрокинетическим процессом, иными словами, электрическим током. Внутренний смысл закона магнитной цепи (§ 18) именно, и заключается в этом утверждении. Действительно, соотношение (12):

$$\varphi=F/R$$

гласит, что магнитный поток $\varphi$, рассматриваемый нами как основной процесс, происходящий в магнитном поле, может иметь конечное значение только тогда, когда магнитодвижущая сила $F$ не равна нулю, ибо магнитное сопротивление R никогда не может быть бесконечно мало. Но магнитодвижущая сила есть по существу своему не что иное, как мера силы электрического тока, сцепляющегося с контуром рассматриваемого элементарного магнитного потока ср. Следовательно, если мы имеем магнитное поле, другими словами, если в данном пространстве существует магнитный поток, т. е. если $\varphi\neq0$, то, хотя бы в части пространства, доступной нашему наблюдению, и не было никаких явных электрических токов, мы все же должны утверждать, что

$$F\neq0.$$



Таким образом, в данном случае электрический ток обязательно где-либо должен существовать, сцепляясь при этом с контуром магнитного потока. Иногда магнитный поток может на некоторой доле своего протяжения проходить через части системы, не доступные нашему непосредственному обследованию, например, через тело постоянного магнита, или выходить далеко за пределы рассматриваемой системы. Поэтому нередко на опыте мы имеем дело с магнитным полем, связь которого с каким-либо электрическим током не бросается в глаза. Тем не менее эта связь всегда есть. Магнитного поля самого по себе, — магнитного поля, не имеющего никакого отношения к движению того, что мы называем электричеством,— мы не можем себе представить, и такового, повидимому, в природе не существует.

С другой стороны, если в магнитном поле происходит какое-либо изменение, которое с фарадеевской и максвелловской точек зрения можно понимать только как результат соответствующего перераспределения магнитного потока, т. е. как результат движения магнитных линий, то в пространстве, где происходит это движение, всегда и неизменно наблюдается возникновение электрического поля. При этом особенно важно отметить то обстоятельство, что в рассматриваемом случае возникновение электрического поля может наблюдаться и при полном отсутствии каких бы то ни было электрических зарядов, непосредственно связанных с этим полем.

Итак, мы видим, что существует обширный класс физических процессов, в которых магнитные явления и электрические явления должны быть рассматриваемы не обособленно, а как две стороны одного, по существу неделимого, сложного процесса, называемого, именно, по этой причине *электромагнитным.* То пространство, в котором одновременно обнаруживаются магнитное и электрическое поля, как необходимо сопровождающие друг друга проявления единого процесса, называется *электромагнитным полем.*

Есть некоторые основания предполагать, что и в тех случаях, когда нам кажется, будто мы имеем дело с чисто электрическим полем, как таковым, на самом деле существуют и элементы магнитного поля, только лишь недостаточно выявленные. Мы имеем в виду так называемое электростатическое

поле, которое всегда наблюдается в пространстве, окружающем заряженное электрически тело. Но электрический заряд тела мы не можем в настоящее время мыслить иначе, как обусловленный существованием элементарных электрических зарядов, атомов электричества. Что касается атомов отрицательного электричества, электронов, то современный физический опыт знает их только в движении. Электроны, входящие в состав атома материи, совершают непрерывное движение по эллиптическим и круговым орбитам вокруг некоторого центра. Свободные электроны, являющиеся продуктами распада атомов материи или вырываемые из этих атомов благодаря каким-либо внешним воздействиям, наблюдаются нами на опыте только как электроны, движущиеся с большими или меньшими скоростями, но никогда — как электроны неподвижные. Таковые, повидимому, не существуют.



Атомы положительного электричества изучены в настоящее время менее, чем электроны. Из некоторых опытных исследований выяснилось, однако, что размеры элементарного положительного заряда— того же порядка, что и размеры электрона. Наблюдаемые на опыте атомы положительного электричества мы имеем опять же в движении. Обычно мы имеем с ними дело, в $\alpha$-частицах, являющихся ядром атома гелия, связанным с двумя атомами положительного электричества. При этом необходимо отметить, что большие скорости $\alpha$-частиц, выделяющихся при распаде атомов материи, свидетельствуют о том, что внутри атомов материи элементарные положительные заряды не находятся в покое. Вообще та структура, которую мы приписываем частицам любого материального тела, имеет кинетическую природу: элементарные электрические заряды как отрицательные, так и положительные необходимо мыслить находящимися в непрерывном движении того или иного характера. Ввиду этого совершенно естественно ожидать, что и избыточные заряды, положительные или отрицательные, сообщающие некоторому материальному телу явное электрическое состояние, т. е. обусловливающие его положительную или отрицательную электризацию и связанное с последней внешнее электрическое поле, вообще говоря, не остаются неподвижными на поверхности заряженного тела, а в большей или меньшей степени участвуют в том движении, которое совершают все элементарные электрические заряды, которые входят в состав тела. В таком случае всякое заряженное тело мы вправе рассматривать как очень сложную электромагнитную систему, в которой магнитное поле, в силу его внутримолекулярного характера, мы не в состоянии обнаружить извне обычными средствами, подобно тому как мы непосредственно не замечаем внутримолекулярных и внутриатомных электрических токов в веществе постоянного магнита. А между тем обычно мы рассуждаем так, как будто бы электрическое поле, наблюдаемое нами в пространстве, окружающем заряженные тела, не имеет никакой связи с каким-либо основным электромагнитным процессом. К сказанному можно добавить еще следующее. Хотя мы в настоящее время еще ничего определенного не знаем о том, что собою представляет атом электричества, какова его природа, однако, не исключена возможность того, что при ближайшем обследовании этого вопроса выяснится чисто электромагнитная природа электронов и атомов положительного электричества.

Серьезным доводом в пользу этого утверждения является возможность возникновения и существования электрического поля вне связи с каким бы то ни было электрическими зарядами, а как бы в результате движения магнитного потока. Пример подобного электрического поля мы имеем в процессе электромагнитного излучения, кванты которого представляют собою самостоятельные электромагнитные комплексы, не связанные, вообще говоря, с какими-либо зарядами. Весьма поэтому возможно, что и так называемый „элементарный электрический заряд" есть не что иное, как особый электромагнитный комплекс, так построенный, что связанное с ним

электрическое поле выявляется более отчетливо, чем другая сторона этого комплекса—магнитное поле. Повидимому, структура элементов „электрического заряда" сама по себе тесно связана с тем, что мы можем себе представить, как элемент магнитного потока.

Итак, насколько нам позволяет судить опыт и весь объем современных физических знаний, в природе не может быть совершенно самостоятельного магнитного поля как такового и электрического поля как такового. Вообще существует, как основное явление, электромагнитное поле. Только благодаря ограниченности наших органов восприятия и неспособности охватить все в целом, мы нередко обращаем внимание лишь на одну или другую сторону электромагнитного процесса. Нам бывает удобнее изучать порознь магнитные и электрические явления. Иногда они действительно кажутся нам вполне обособленными. Чистую условность **§ 46. Непрерывность электрического тока.**

Насколько существенную роль в учении о магнитном поле играет принцип непрерывности магнитного потока, настолько же важен в учении об электрокинетических явлениях принцип непрерывности электрического тока.

Во многих случаях непрерывность или замкнутость электрического тока ясна сама собой, но иногда она не очевидна, и если исходить из обыденных представлений, то целый ряд цепей мог бы быть назван „разомкнутыми цепями". В таких случаях мы должны обратить внимание на то обстоятельство, что проводящие части, являющиеся как бы концами цепи, в совокупности с диэлектриком, находящимся между ними, представляют собою некоторую емкость, играющую существенную роль в образовании замкнутой цепи тока. На рис. 104 представлена такая якобы разомкнутая цепь, состоящая из источника электрической энергии *E* с присоединенными к его зажимам металлическими шарами *A к B*.

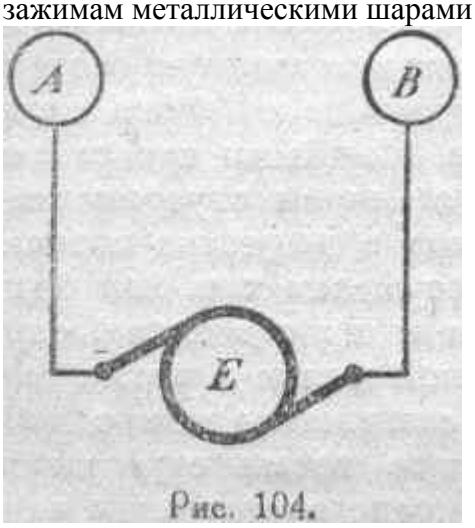


Рис. 104.

По существу же эта цепь замыкается через емкость между шарами *A* и *B,* и сила тока, который пойдет по этой цепи во время заряжения шаров *A и B,* зависит от этой емкости. Емкости, существующие между отдельными проводами Электрических установок, между жилой и броней кабеля, между антенной и землей, определяют собой величину силы зарядных электрических токов, замыкающихся через диэлектрик, в котором в процессе заряжения емкости возникает особое непрерывно изменяющееся электрическое состояние.

Заслуга установления принципа непрерывности электрического тока принадлежит Максвеллу. Он первый отчетливо осознал основные положения, данные Фарадеем, и ясно сформулировал самые общие свойства электрических цепей.



Для обоснования принципа замкнутости электрического тока Максвелл должен был углубиться в сущность процессов, происходящих в диэлектриках и на поверхностях раздела диэлектриков и проводников, в результате чего им была дана стройная картина вех явлений, связанных с диэлектриками.

такого деления следует всегда иметь в виду.

**§ 47. Электрическое смещение. Основные положения Максвелла.**

Известно, что между заряженными телами создается электрическое поле. Это поле деформирует диэлектрик, приводит его в некоторое напряженное состояние, называемое обычно *электрической поляризацией.* Термин „поляризация" Максвелл определил как состояние, при котором „элементарный объем тела приобретает равные и противоположные свойства на двух противоположных сторонах".

Для дальнейшего изложения целесообразно обратиться непосредственно, к определениям и положениям, данным Максвеллом в его книге *Treatise on Electricity and Magnetism.* Приводим ряд выдержек из этого классического труда (§§ 60, 61 и 62):

„60. Электрическая поляризация элементарного объема диэлектрика есть вынужденное состояние, в которое среда приходит благодаря влиянию электродвижущей силы и которое исчезает, когда эта сила перестает действовать. Мы можем представить себе эту поляризацию в виде так называемого *электрического смещения,* производимого электрической силой. Когда электродвижущая сила действует на проводящую среду, она производит ток сквозь нее, но если среда не проводит или средой служит диэлектрик, то ток не может длительно протекать сквозь эту среду, однако, электричество смещается в ней в направлении действия электрической силы, при чем величина этого смещения зависит от величины электрической силы, так что если последняя увеличивается или уменьшается, то электрическое смещение увеличивается или уменьшается в том же отношении".

„Величина смещения (в данной точке) измеряется количеством электричества, которое проходит сквозь единицу поверхности в то время, когда смещение изменяется от нуля до конечной величины. Это, таким образом, есть мера электрической поляризации".

„Аналогия между действием электрической силы, производящей электрическое смещение, и обычной механический силой, производящей (материальное) смещение в упругом теле, настолько очевидна, что я назвал отношение электрической силы к соответствующему электрическому смещению *коэффициентом электрической упругости среды.* Этот коэффициент различен для различных средин и изменяется обратно пропорционально диэлектрической постоянной каждой среды".

„Изменения электрического смещения, очевидно, представляют собою электрические токи. Однако, эти токи могут существовать только во время изменения смещения и поэтому не могут продолжаться неопределенно долго в одном направлении, как токи в про-



водниках, так как смещение не может превзойти некоторой предельной величины, не причинив разрывного разряда".

*„Полное электрическое смещение изнутри наружу сквозь некоторую сферическую поверхность, концентрическую с (заряженным) шаром, равно заряду на этом шаре".*

„Чтобы закрепить наши представления об электрическом смещении, предположим, что имеется конденсатор, образованный двумя проводящими пластинками *A* и *B,* разделенными слоем диэлектрика С. Пусть *W* есть проводящая проволока, соединяющая *A* и *B,* и предположим, что благодаря действию электродвижущей силы количество положительного электричества *Q* переносится по проволоке от *B* к *A.* Положительная электризация *A* и отрицательная *B* обусловливают определенную электродвижущую силу, действующую от *A* по направлению к *B* в слое диэлектрика, и эта электродвижущая сила произведет в диэлектрике электрическое смещение по направлению от *A* к *B.* Полная величина этого смещения, измеренная количеством электричества, вынужденного пройти сквозь некоторое воображаемое поперечное сечение диэлектрика, делящее его на два слоя, будет, согласно нашей теории, в точности равна *Q".*

„Таким образом, выходит, что в то время, когда количество электричества *Q* переносится по проводнику под действием электродвижущей силы по направлению от *B* к *A* и проходит при этом сквозь каждое сечение проводника, то же самое количество электричества проходит через любое поперечное сечение диэлектрика от *A*
*к B* благодаря электрическому смещению. Движение электричества при разряде будет обратным. В проводнике количество электричества *Q* протечет от *A* к *B,* в диэлектрике деформация смещения
•будет ослабевать, и количество электричества *Q* пройдет через
каждое сечение диэлектрика от *B* к *A".*
„Каждый случай заряда и разряда может быть поэтому рассматриваем как движение в замкнутом контуре, так что через любое сечение контура проходит в данный промежуток времени одно и то же количество электричества, и это имеет место не только в замкнутом проводниковом контуре, что было всегда общепризнано, но и в тех случаях, когда обычно считают, что электричество скопляется (аккумулируется) в определенных местах".
„61. Мы, таким образом, приходим к замечательному следствию, вытекающему из теории, которую развиваем, а именно, что движение электричества сходно с движением *несжимаемой жидкости,* так что общее количество в воображаемой определенной замкнутой поверхности остается всегда одним и тем же. Этот результат на первый взгляд кажется стоящим в прямом противоречии с тем фактом, что мы можем, зарядив проводник, внести его в замкнутое пространство и таким образом изменить количество электричества в этом пространстве. Но мы должны вспомнить, что обычная теория не принимает во внимание электрического смещения в веществе диэлектрика, которое мы исследуем, но сосредоточивает внимание на электризации поверхностей, которыми граничат проводники с ди-


электриками. В случае проводника, заряженного, например, положительно, и 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 электрического смещения, распространенный по всей поверхности, будет равен заряду проводника внутри поверхности".
„Таким образом, когда заряженный проводник вносится в замкнутое пространство, тотчас же возникает смещение количества электричества, равного заряду, сквозь ограничивающую поверхность изнутри наружу, при чем полное количество электричества внутри поверхности останется одним и тем же".
……
…...
*„62.* Основные черты теории таковы:
„Энергия электрического поля сосредоточена в диэлектрической среде, при чем безразлично, будет ли эта среда твердой, жидкой или газообразной, плотной или разреженной, или даже так называемой пустотой, только бы последняя была еще способна к передаче электрических действий".
„Энергия в любой части среды сохраняется в форме напряженного состояния, называемого электрической поляризацией, величина которой зависит от результирующей электрической силы в данном месте".
„Электродвижущая сила, действующая на диэлектрик, производит то, что мы назвали электрическим смещением, при чем соотношение между силой и смещением в самом общем случае принадлежит к классу явлений, которые должны быть в дальнейшем разобраны при исследовании проводимости, но в наиболее важных случаях смещение имеет то же направление,

что и электрическая сила, и численно равно силе, умноженной на $1/4\pi K$, где $K$ — диэлектрическая постоянная среды.

„Энергия на единицу объема диэлектрика, являющаяся следствием электрической поляризации, равна половине произведения электрической силы на электрическое смещение, умноженного, если это необходимо (в случаях среды неизотропной и неоднородной), на косинус угла между их направлениями".

„В жидких диэлектриках электрическая поляризация сопровождается тяжением в направлении линий индукция, сопровождаемым равным давлением по всем направлениям, перпендикулярным к линиям индукции, при чем тяжение или давление на единицу поверхности численно равно энергии на единицу объема в том же самом месте".

„Поверхность любого элементарного объема диэлектрика, который можно представить подразделенным на части, должна рассматриваться заряженной так, что поверхностная плотность в любой точке



этой поверхности равна величине электрического смещения сквозь этот элемент поверхности в *направлении внутренней нормали.* Если смещение произведено в положительном направлении, поверхность элементарного объема будет заряжена отрицательно на положительной стороне этого объема и положительно на отрицательной стороне. Эти поверхностные заряды в общем будут уничтожать проявления друг друга, когда элементарные объемы непрерывно следуют один за другим, за исключением случаев, когда диэлектрик имеет внутренний заряд, или когда мы имеем дело с поверхностью, ограничивающей данный диэлектрик".

„Что бы ни представляло собою электричество и как бы мы ни понимали движение электричества, явление, которое мы назвали электрическим смещением, есть движение электричества в том же смысле, как и перенос определенного количества электричества по проводу представляет собой движение электричества; различие только в том, что в диэлектрике имеет место сила так называемой электрической упругости, которая действует против электрического смещения и принуждает электричество двигаться обратно, когда электродвижущая сила перестает действовать; в то же время в проводнике электрическая упругость непрерывно уступает под действием электродвижущей силы, так что возникает действительно проводниковый ток, и сила сопротивления зависит не от общего количества электричества, смешенного из его состояния равновесия, но от количества, которое проходит сквозь сечение проводника за данный промежуток времени".

„Во всех случаях движение электричества подчиняется тем же условиям, как и движение несжимаемой жидкости, именно в любой промежуток времени из замкнутой поверхности должно вытекать как раз столько, сколько будет вводиться внутрь поверхности. Из этого следует, что *каждый электрический ток должен образовывать замкнутую цепь".*

Приведенные выдержки ясно и точно формулируют все основные положения максвелловского учения об электрическом поле и явлениях, связанных с ним, и теперь нам остается только подробнее рассмотреть эти положения в той мере, которая определяется задачами настоящего курса.

***[1]) В настоящее время диэлектрическую постоянную принято обозначать через ε. Переводчик.***

***[1]) Эти слова Максвелла необходимо сопоставить с тем обстоятельством, что „как бы мы ни понимали движение электричества", данный процесс органически связан с магнитным полем, соответствующим образом ориентированным относительно пути движения электричества. Движущийся электрический заряд представляет собою лишь одну сторону***

***того нераздельного электромагнитного процессу другой стороной которого является некоторый магнитный поток.***
***Переводчик.***

***[2]) Курсив переводчика.***

**§ 48. Мера электрического смещения.**
Допустим, что мы имеем некоторый диэлектрик, и пусть действующая в нем в точке *А* электрическая сила *Б* направлена, как указано стрелкой (рис. 105).

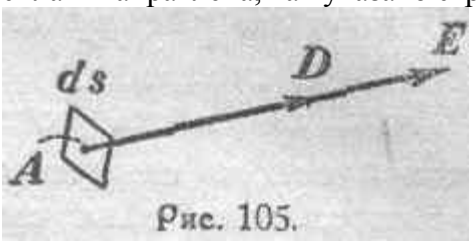


Рис. 105.

Тогда, в случае однородности и изо-
171

тропности диэлектрика, направление электрического смещения будет совпадать с направлением электрической силы.
Величина электрического смещения, которое по существу является векториальной характеристикой поля и которое будем обозначать символом *D,* выражается, по Максвеллу, количеством электричества, смещенным сквозь единицу поверхности за время изменения электрической силы от О до конечной величины. Этим определением Максвелл вложил конкретный физический смысл в понятие электрической поляризации диэлектрика, оставаясь в строгом соответствии с положениями, высказанными Фарадеем. Обозначим через *ds* элементарную площадку в данной точке внутри диэлектрика, перпендикулярную направлению вектора электрического смещения, и через *dq* — количество электричества, смещенного сквозь эту площадку. Тогда максвелловское определение электрического смещения можем представить в такой форме:
D=dq/ds. (28)
**§ 49. Ток смещения.**
Когда мы говорим об электрическом смещении, не следует, вообще говоря, смешивать этого понятия с электрическим током. Термин „электрическое смещение" мы должны понимать как меру деформации, произведенной в диэлектрике и имеющей в каждый данный момент совершенно определенную величину, в то время как понятие „ток" характеризует самый процесс установления смещения. Электрическое смещение для данного конечного значения электрической силы есть производная от смещенного количества электричества по поверхности, сквозь которую смещение происходит, т. е. как было выше указано:
*D=dq/ds*. Сила же электрического тока, который, по Максвеллу, может иметь место в диэлектрике, т. е. сила *тока смещения,* зависит от изменения электрического смещения во времени, вызываемого изменением во времени электрической силы, и плотность тока смещения будет равна производной от электрического смещения по времени, т. е.
$J_D=dD/dt$ (29)
Действительно, если обозначить силу тока через $i_0$ то мы имеем:
*i=dq/dt*
173

и, следовательно,

$$J_D = \frac{di}{ds} = \frac{d^2q}{dt\,ds} = \frac{d\left(\frac{dq}{ds}\right)}{dt} = \frac{dD}{dt}.$$

В этом выражении символом $J_D$ мы обозначаем, именно, плотность тока смещения.

Итак, плотность тока смещения $J_D$ равна скорости изменения электрического смещения.

Направление тока смещения в диэлектрике определяется характером изменений электрического смещения. В простейшем случае, когда направление вектора смещения не изменяется, а изменяется лишь его величина, мы будем иметь следующие зависимости. В случае, если электрическое смещение возрастает, можем написать:

$dD/dt=J_D>0$

и, следовательно, ток смещения имеет положительное направление» т. е. то же направление, что и электрическое смещение. Если же смещение убывает, то:

$dD/dt=J_D<0$

Ток смещения в последнем случае будет иметь отрицательное направление, т. е. направление, обратное самому смещению.

Обобщения Максвелла дали возможность установить замкнутость электрического тока благодаря введению понятия об электрическом токе в диэлектриках и изоляторах.

Как видно из приведенных выше (§ 47) выдержек, Максвелл касается характера электрического тока в проводниках и высказывает ту мысль, что его можно рассматривать как частный случай тока смещения в диэлектрике с настолько малой электрической упругостью, что она непрерывно уступает действию электрической силы. Аналогии такому поведению вещества имеются и в области действия чисто механических сил. Так, например, в некоторых смолах, которые в общем ведут себя как упругое вещество, постоянная, хотя бы и очень малая, сила, действующая в течение долгого времени, производит остаточные деформации, заставляя смолу „течь", „уступать".

**§ 50. Теорема Максвелла.**

Представим себе замкнутую поверхность s, внутри которой как-либо распределены электрические заряды $q_1$,$q_2$, $q_3$ и т. д. Пусть $ds$ представляет собою элемент этой поверхности (рис. 106).

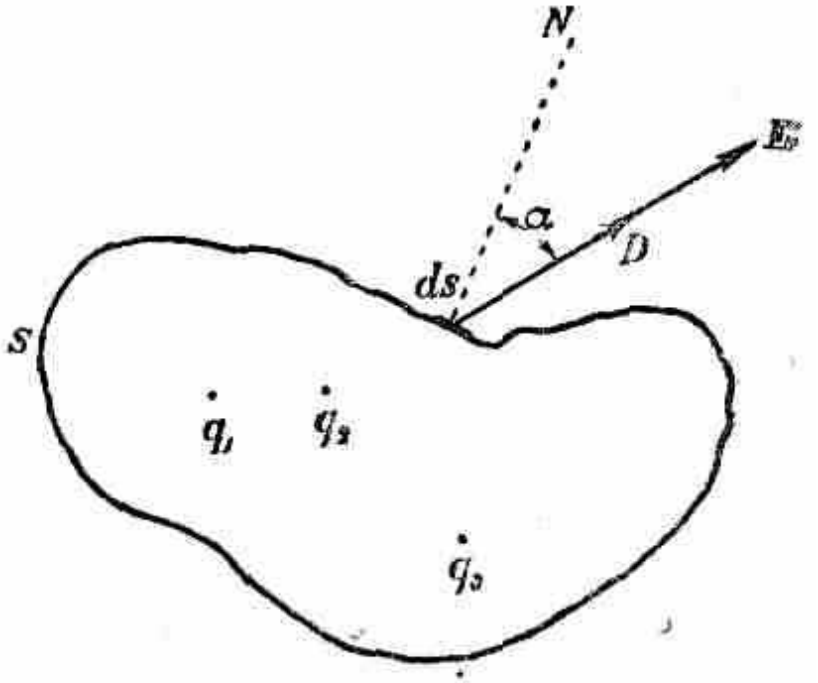



Рис. 106.

Обозначим через α угол, образуемый внешнею нормалью *N* к этому элементу поверхности и направлением электрической силы (напряжения поля) *E* в той точке, где находится рассматриваемый элемент поверхности.

Если диэлектрическая постоянная среды есть ε и если при этом ε *постоянно для всех точек среды,* то по теореме Гаусса, выве-



денной в § 2 для магнитного поля и формально распространяемой также на электрическое поле, имеем:

$$\int_S E \cos\alpha \, ds = \frac{4\pi}{\varepsilon} \Sigma q = \frac{4\pi}{\varepsilon} Q.$$

Разделив обе части этого равенства на 4π/ε и внеся постоянный множитель ε/4π под знак интеграла, получим:

$$\int_S \frac{\varepsilon}{4\pi} E \cos\alpha \, ds = Q.$$

Выражение εE/4π должно иметь размерность количества электричества на единицу поверхности. Максвелл положил

$D=\varepsilon E/4\pi$, (30)

на основании чего получается крайне простая по форма и весьма важная по содержанию зависимость:

$$\int_S D \cos\alpha \, ds = Q.$$

В этом выражении величина $D\cos\alpha ds$ есть поток электрического смещения сквозь элемент поверхности *ds, а* $D\cos\alpha$ — нормальная составляющая электрического смещения сквозь этот элемент поверхности.

Для неоднородных и анизотропных диэлектриков, у которых ε не постоянно, мы не умеем доказать аналитически справедливость соотношения (31), но Максвелл ввел гипотезу, согласно которой оно справедливо для любых диэлектриков, независимо от их физических свойств. Все следствия, которые были выводимы из этого допущения, оправдывались при опытной проверке, и, таким образом, они в полной мере подтверждают справедливость высказанной Максвеллом гипотезы. До сих пор неизвестно ни одного факта, находящегося с ней в каком-либо противоречии.

Таким образом, мы будем считать справедливым в самом общем случае соотношение (31):

$$\int_S D \cos\alpha \, ds = Q.$$

Понимая его в этом обобщенном смысле, мы будем называть его *теоремой Максвелла.* Итак, теорема Максвелла гласит: *полное*



*электрическое смещение сквозь любую замкнутую поверхность в направлении изнутри наружу равно полному количеству электричества, находящегося внутри этой замкнутой поверхности.*

**§ 51. Природа электрического смещения.**

Максвелл в своих рассуждениях относительно электрического смещения совершенно не касается природы электричества и того, как надо понимать его движение. Все это не имеет значения в формальных построениях и не отражается на данных выше соотношениях.
Если, например, мы имеем два проводника *A* и *B с* зарядами +*q* и -*q* (рис. 107), то при соединении их посредством проводника С произойдет нейтрализация зарядов, и мы не будем в состоянии обнаружить в какой-либо части системы присутствия электричества того или иного знака.

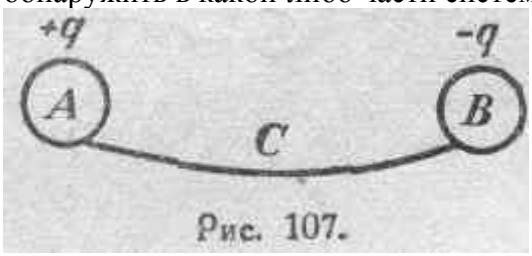


Рис. 107.

При формальном рассмотрении вопроса для нас важно лишь то, что произошло движение электричества, приведшее к нейтрализации, а не способ и порядок, в котором протекало явление; например, двигалось ли по проводнику только количество электричества +*q* от *A* к *B,* или, наоборот, -*q* от *B* к *A,* или заряды двигались друг другу навстречу.
Современная наука дает некоторые указания касательно электрического строения материи, однако, этого еще далеко недостаточно для построения полной картины электрических явлений в целом, Можно предполагать, и для этого есть основание, что всякое вещество, вообще, представляет собою в своем нормальном состоянии некоторую совокупность элементарных электрических зарядов разных знаков, взаимно нейтрализующихся в отношении своих внешних электрических действий, подобно тому, как не оказывает внешних электрических действий некоторый объем электролита, содержащий равные количества ионов разных знаков. Одним словом, всякое вещество мы должны представлять себе как пространство, заполненное двумя равномерными распределениями элементарных электрических зарядов противоположных знаков, при чем в так называемых диэлектриках эти две системы зарядов упруго связаны одна с другой. Под влиянием внешнего воздействия, внешнего электрического поля, происходит смещение этих двух электрических распределений. Одно из них, положительное, смещается в направлении поля; другое, отрицательное, смещается в противоположном направлении. Этот процесс мы можем рассматривать как возникновение упругой деформации в среде, ибо рассматриваемые смещения происходят за счет преодоления внешними силами указанных выше упругих связей между двумя электрическими распределениями. Ясно, конечно, что при прекращении внешних воздействий происходят обратные движения элементарных зарядов благодаря упругим связям, и среда возвращается *в* нормальное, недеформированное


состояние. Так можно понимать механизм электрического смещения в диэлектрике. При этом, повторяем, с формальной стороны не важно, какое именно электричество, положительное или отрицательное, приходит в движение и в какой степени они участвуют в этом движении. Важно лишь то, что они вынуждаются к сдвижению друг относительно друга. Поэтому, ради простоты; мы можем в наших рассуждениях принимать, что движется только одно положительное электричество. В действительности же, быть может, происходит как раз обратное.
Что касается того, что, с физической точки зрения представляет собою так называемая „пустота" и какова ее электрическая природа, т. е. каким именно образом можно, хотя бы совершенно предположительно, представлять себе механизм деформации электрического смещения в пустоте, то по этому поводу физика пока еще не дает никакого определенного ответа. Приходится поэтому принять как факт, что электрическое поле и электрическое смещение могут иметь место и в „пустоте". Они могут в пустоте и возникать, и ослабевать. Следовательно, и в пустоте могут быть токи смещения. Из

всего этого необходимо только заключить, что термин „пустота" следует понимать как чисто условное обозначение пространства, в котором нет обычной материи, но в котором все же могут происходить физические явления и которое может быть местом распределения энергии. Представление о мировом эфире, заполняющем все физическое пространство и наделенном известными свойствами, есть результат одной из попыток человеческой мысли проникнуть в природу „физической пустоты". Некоторые современные научные течения, порвавшие связь с основными физическими воззрениями Фарадея и Максвелла, обходятся без этою представления и развивают формально-математические построения, основываясь на допущении действия на расстояние. Во введении и в первом параграфе настоящей книги была в достаточной степени охарактеризована эта точка зрения, принимаемая главным образом математиками, посвятившими себя решению вопросов из области физики.

**§ 52. Пояснения к теореме Максвелла. Выводы из основной формулировки.**

Возвратимся к формулировке теоремы Максвелла:

$$\int_s D \cos \alpha \, ds = Q.$$

Взяв от обеих частей этого равенства производную по s, получим:

$$D \cos \alpha = \frac{dQ}{ds}.$$

Рассмотрим теперь рис. 108.

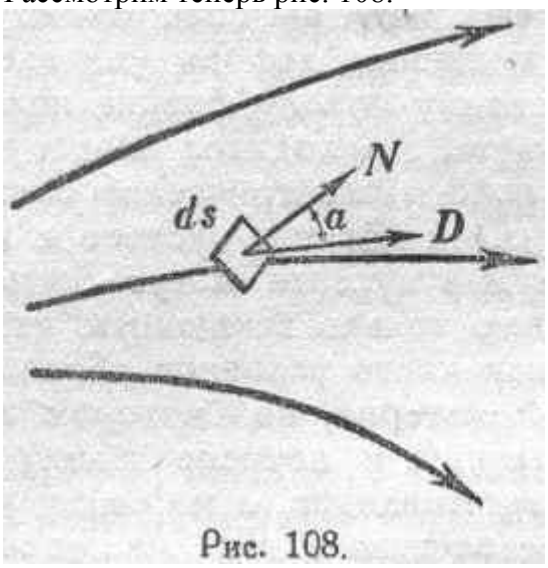


Рис. 108.

Количество электричества, смещенное через площадку *ds,* есть *dQ,* При этом *D*cosα представляет



собою нормальную составляющую вектора электрического смещения в данной точке поля. Если S есть поверхность уровня, в таком случае угол между нормалью к ней и направлением вектора электрического смещения равен нулю, и, следовательно, имеем: cosα=l. Окончательно получаем для этого случая:

*D=dQ/ds.*

Таким образом, *D,* электрическое смещение в данной точке поля, можно определить как количество смещенного электричества, рассчитанное на единицу поверхности уровня, проходящей через данную точку. Полученное определение *D* тождественно с тем, которое дано выше, в § 48.
Представим себе теперь в однородной и изотропной среде шаровую поверхность (рис. 109) с радиусом, равным г, заряд в центре которой будет *q*.

Рис. 109.

Имеем:

$$\int_s D \cos \alpha \, ds = q.$$

Но cosα= l, так как направление вектора электрического смещения совпадает с радиусом сферы. Далее, *D*=const, так как
электрическое смещение одинаково для всех точек сферы вследствие ее симметрии. Поэтому можем написать:

$$\int_s D \cos \alpha \, ds = D \int_s ds = D\, 4\pi r^2 = q,$$

откуда

$$D = \frac{q}{4\pi r^2}.$$

Здесь мы еще раз имеем указание на то, что электрическое смещение измеряется количеством электричества, отнесенным к единице поверхности, перпендикулярной вектору *D* в данной точке поля.
178

**§ 53. Математическая формулировка принципа непрерывности тока.**

Обратимся теперь к математической формулировке принципа непрерывности электрического тока. Рассмотрим какую-либо совершенно произвольную замкнутую поверхность s и выведем выражение для величины полного электрического тока сквозь эту поверхность. Взяв производные по времени от обеих половин основного соотношения, выражающего теорему Максвелла в применении к данной поверхности, мы получим:

$$\frac{d}{dt} \int_s D \cos \alpha' \, ds = \frac{dQ}{dt}$$

или

$$\int_s \frac{d}{dt}\left(D\cos\alpha'\right)ds = \frac{dQ}{dt}.$$

1ак как $\frac{d\,(D\cos\alpha')}{dt}$ есть нормальная составляющая плотности тока электрического смещения сквозь поверхность, то обозначим ее через $J_D\cos\alpha$, где $\alpha$ есть угол, образуемый вектором тока смещения с внешнею нормалью. Тогда имеем

$$\int_s J_D\cos\alpha\, ds = \frac{dQ}{dt}. \qquad (32)$$

Выражение (32) определяет собою величину полного тока смещения сквозь рассматриваемую замкнутую поверхность. То обстоятельство, что этот ток равен dQ/dt , т. е. скорости изменения полного количества электричества внутри замкнутой поверхности, свидетельствует о существовании в нашей системе еще других токов, кроме тока смещения. Действительно, количество электричества О может изменяться не самопроизвольно, а только в связи с тем, что на ряду с током смещения сквозь поверхность, т. е. токами упругой деформации, обусловливаемыми изменением этой деформации в диэлектрике, сквозь ту же поверхность снаружи внутрь или изнутри наружу проходят еще электрические токи другого рода. Таковыми могут быть, во-первых, ток проводниковый, некоторым образом распределенный по поверхности, и, во-вторых, так называемый конвекционный ток, т. е. ток переноса, состоящий в непосредственном пронесении зарядов, например, в виде газовых ионов, электронов или просто путем движения каких-либо иных тел, заряженных электричеством того или иного знака. На основании изложенного можем написать:

$$\frac{dQ}{dt} = \int_s J_r\cos\beta'\, ds + \int_s J_k\cos\gamma'\, ds,$$



где $J_r$ — плотность проводникового тока, $\beta$— угол, составляемый направлением этого тока с внутренней нормалью в данной точке поверхности, $J_k$ — плотность конвекционного тока и $\gamma'$— соответствующий ему угол. В данной случае мы имеем в виду внутреннюю нормаль к поверхности, ибо речь идет о токах, которые должны покрыть изменения *Q,* связанные с токами смещения, рассматриваемыми нами, согласно условию, в направлении внешней нормали. Иными словами, токи проводниковый и конвекционный текут сквозь поверхность, в общем обратно току смещения. Принимая во внимание (32), можем написать:

$$\int_s J_D\cos\alpha\, ds = \int_s J_r\cos\beta'\, ds + \int_s J_k\cos\gamma'\, ds.$$

Если мы теперь возьмем, вместо углов $\beta'$ и $\gamma'$, углы $\beta$ и $\gamma$, образованные соответствующими токами с внешней нормалью к данной поверхности s, то знаки перед интегралами правой части равенства изменятся на обратные, так как:

$\cos\beta'=\cos(180°-\beta)$,

$\cos\gamma'=\cos(180°-\gamma)$.

Таким образом, получаем:

$$\int_s J_D\cos\alpha\, ds + \int_s J_r\cos\beta\, ds + \int_s J_k\cos\gamma\, ds = 0. \qquad (33)$$

Мы получили математическое выражение принципа непрерывности электрического тока, указывающее, что сумма всех токов сквозь замкнутую поверхность равна нулю, т. е. электричество

ведет себя в некотором замкнутом пространстве как несжимаемая жидкость (см. § 47). Полученное выражение можно преобразовать, объединив все выражения под знаком одного интеграла, т. е. написав:

$$\int_s [J_D \cos\alpha + J_r \cos\beta + J_k \cos\gamma]\, ds = 0.$$

В скобках заключена сумма проекций некоторых векторов на направление внешней нормали. Эту сумму можно заменить проекцией результирующего вектора на то же направление. Обозначим плотность результирующего тока через $J$ и угол, образуемый им с внешней нормалью, через 8. В таком случае можем написать:

$$J_D \cos\alpha + J_r \cos\beta + J_k \cos\gamma = J \cos\delta$$

н окончательно имеем:

$$\int_s J \cos\delta\, ds = 0. \qquad (34)$$



Выражение (34), являющееся математической формулировкой принципа непрерывности электрического тока, гласит, следовательно, что *полный электрический ток сквозь любую замкнутую поверхность всегда равен нулю.*

**§ 54. Механическая аналогия.**

Остановимся теперь на одной простой механической схеме с целью лучшего уяснения принципа замкнутости тока, а также для того, чтобы наглядно показать значение введенного Максвеллом в науку представления об электрическом смещении как об упругой деформации.

Рассмотрим некоторый цилиндр $K$ (рис. 110) с поршнем $P$, периодически двигающимся вперед и назад благодаря соответствующему механическому устройству. При посредстве труб $T_1$ и $T_2$ цилиндр этот соединяется с двумя резервуарами, $M$ и $N$, как показано на рисунке. Допустим теперь, что цилиндр, соединительные трубы и нижние части резервуаров наполнены какой-нибудь жидкостью, например, водою; остающиеся же части резервуаров заполнены воздухом. Очевидно, что в зависимости от направления движения поршня $P$ в цилиндре $K$ в жидкости, заполняющей цилиндр, будут возникать известные давления, совокупность которых мы можем, аналогии ради, назвать „вододвижущей силой", так как они действительно являются непосредственной причиной, приводящей в движение воду в нашей системе. Именно, периодические движения поршня будут сопровождаться соответствующими токами жидкости в трубах $T_1$ и $T_2$, причем в резервуарах $M$ и $N$ уровни жидкости будут то повышаться, то понижаться, в зависимости от направления тока жидкости в трубах. Ясно, конечно, что в данном случае, если только мы можем пренебречь сжимаемостью жидкости и деформированием всех стенок нашей системы, резервуаров и труб, в резервуар $M$ будет прибывать столько же жидкости, сколько ее уйдет из резервуара $N$, и наоборот. В данном случае нет замкнутого контура, по которому происходит движение вещества, так как резервуары $M$ и. $N$ изолированы друг от друга.

Совершенно таким же представляется нам и ток электрический, если мы будем игнорировать процессы в диэлектрике, а все свое внимание сосредоточим только на проводниках. Но благодаря Фарадею и Максвеллу мы знаем теперь, что такая точка зрения была бы неправильна. Электрический ток может течь и через



диэлектрики, но только не непрерывно в одном направлении, ибо упругие реакции в диэлектрике в конце концов кладут предел той деформации электрического смещения, процесс возникновения или

вообще изменения которой и составляют, по Максвеллу, ток в диэлектрике. Не трудно, однако, рассмотренную выше модель изменить так, чтобы она иллюстрировала все то, что нами говорилось о замкнутости тока в цепи с конденсатором. Возьмем опять прежний цилиндр *К.* с поршнем *Р,* приводимым в попеременное движение при помощи соответствующего механизма. В данном случае пусть трубы $T_1$ и $T_2$ соединяют цилиндр, как показано на рис. 111, с двумя диаметрально противоположными сторонами одного общего резервуара, внутри которого находится сплошная упругая перегородка *D,* состоящая, например, из резиновой пластины и делящая весь объем резервуара на две части, *M* и *N.* Допустим далее, что у весь объем рассматриваемой системы, т. е. цилиндр, соединительные трубы и камеры *M* и *N, сплошь заполнены* жидкостью, скажем, водой. В отличие от предыдущего случая, камеры *M* и *N* не изолированы теперь одна от другой. Действительно, всякое увеличение количества воды в камере *M* вызовет упругую деформацию перегородки *D,* которая будет изгибаться и при этом вытеснит соответствующее количество воды из камеры *N.* При каждом данном значении разности давлений в камерах *M и N* степень деформирования упругой перегородки *D* будет совершенно определенная и притом такая, что упругая реакция со стороны перегородки будет уравновешивать разность давлений с обеих ее сторон. Если эта разность давлений перестанет существовать, упруго деформированная перегородка немедленно вернется в свое нормальное положение, ее вынужденное состояние прекратится. При переменном движении поршня, т. е. при возникновении в рассматриваемой системе переменной „вододвижущей силы", перегородка *D* будет периодически изгибаться то в ту, то в другую сторону, соответственно направлению тока жидкости и вообще материи в той *замкнутой* цепи, которую в настоящем случае представляет наша система. Таким образом, модель, изображенная на рисунке 111, схематически иллюстрирует замыкание электрического тока через диэлектрик.

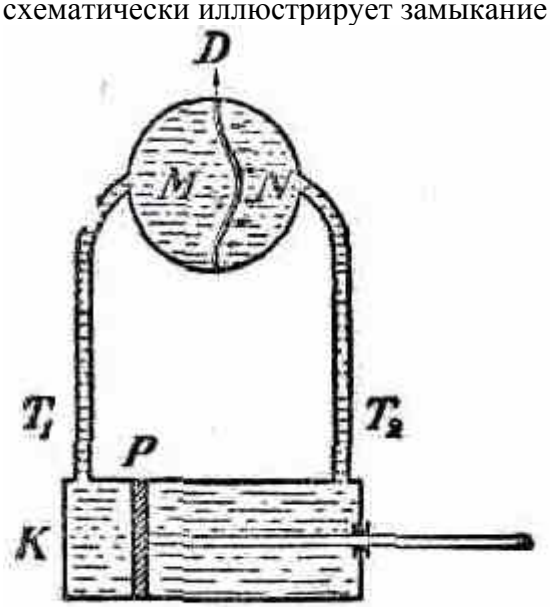



Рис. 111.

**§ 55. Непрерывность тока в случае электрической конвекции.**

Переход электричества из одного места в другое путем движения заряженных тел вообще и, в частности, заряженных элементарных частиц называется *электрической конвекцией* и представляет собою так называемый конвекционный ток. На возможность такого рода токов указал еще Фарадей. Так, например, в § 1644



своих „Опытных исследований по электричеству" он говорит: „...таким образом, если шар, находящийся среди комнаты, будет заряжен положительно и затем будет приведен в движение в

некотором направлении, то будет наблюдаться такой же эффект, как если бы существовал *ток* того же направления (пользуемся обычными выражениями); или если бы шар был заряжен отрицательно и затем приведен в движение, наблюдался бы эффект, соответствующий току обратного направления". Опыты Роуланда и других, в том числе А. А. Эйхенвальда, в полной мере доказывают существование подобных конвекционных токов. В последнее время представление об этих токах получило широкое применение при описании и изучении явлений прохождения электрического тока через газы. В этом случае, как показывает опыт, течение электричества по цепи действительно осуществляется легко обнаруживаемым движением более или менее тяжелых частиц вещества, заряженных положительно или отрицательно, а также движением электронов. На основании принципа непрерывности электрического тока мы можем утверждать, что ток конвекции всегда должен либо, как таковой, протекать по всему контуру тока, что имеет место, например, в случае прохождения тока через газы при отсутствии электродов (так называемый безэлектродный разряд), либо же ток конвекции в одной части цепи должен дополняться и замыкаться через посредство токов другого рода, т. е. токов проводниковых и токов смещения. Интересно проследить, как выполняется замкнутость тока в простейшем случае движения изолированного обособленного тела, несущего на себе заряд. Мы, таким образом, остановимся на рассмотрении некоторых сторон того случая конвекционного тока, к которому относятся цитированные выше слова Фарадея. Допустим, что некоторая частица с зарядом положительного электричества $+q$ движется с некоторою скоростью $u$, как показано стрелкой на рис. 112. При последовательном перемещении заряда, в каждой точке среды, окружающей этот заряд и, вообще говоря, неподвижной, будет происходить непрерывное изменение деформации электрического смещения. Следовательно, при движении заряда $q$ в пространстве, его окружающем, будут иметь место токи смещения. Ближайшее рассмотрение этих токов смещения показывает, что они как-раз дополняют ток конвекции, т. е. ток переноса количества электричества $q$ таким образом, что образуется замкнутая цепь тока. Действительно, в неподвижной точке пространства $A_1$, находящейся на линии движения перед зарядом $q$, электрическое смещение $D_1$ будет непрерывно возрастать, и потому имеем:

$$J_{D_1} = \frac{dD_1}{dt} > 0,$$

т. е. плотность тока смешения в точке $A_1$ равная $J_D$, будет положительного направления, другими словами, ток будет течь в направлении вектора $D_1$. Это и показано на рисунке 112 надлежащим расположением стрелки, изображающей ток $J_{D1}$. Другая картина



будет в неподвижной точке пространства $A_2$, находящейся позади движущегося заряда $q$. В этой точке, по мере удаления заряда от нее, электрическое смещение $D_2$ будет непрерывно убывать по величине, оставаясь неизменным по направлению. Поэтому для точки $A_2$ можем написать:

$$J_{D_2} = \frac{dD_2}{dt} < 0,$$

т. е. плотность тока смещения в точке $A_2$, равная $J_{D2}$, будет отрицательного направления. Это значит, что ток будет течь обратно . направлению вектора $D_2$, т. е. в направлении движения заряда $q$. Таким образом, мы видим, что токи смещения в точках $A_1$ и $A_2$ составляют один продолжение другого. При этом движущийся заряд $q$, образующий конвекционный ток в той точке пространства, где в данный момент находится заряд, играет роль как бы связующего звена между токами смещения впереди и позади заряда. Картина того, как конвекционный ток в данном случае замыкается через посредство токов смещения, становится еще нагляднее, если рассмотреть какую-либо неподвижную точку пространства, лежащую в стороне от линии, по которой происходит движение заряда $q$. Рассмотрим, например, точку $A_3$. Электрическое смещение в этой точке изображается (рис. 112) вектором $D_3$, который при движении заряда $q$ будет изменяться по величине и направлению.

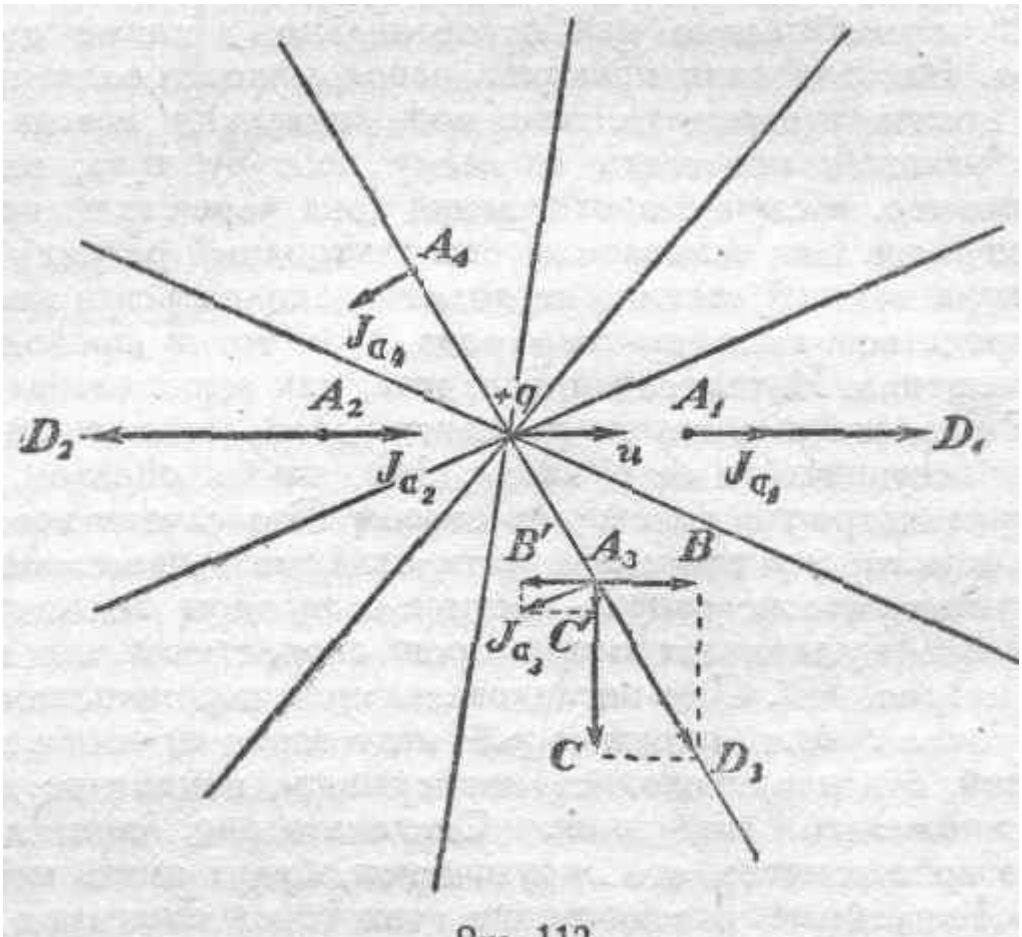


Рис. 112.

Направление тока смещения в точке $A_3$ можно определить следующим образом. Разложим вектор $D_3$ на две составляющие: $A_3B$ в на-



правлении движения заряда и $A_3C$ в направлении, перпендикулярном движению. Не трудно сообразить, что составляющая $A_3B$ будет уменьшаться во время движения заряда, и это породит ток смещения $A_3B'$, составляющая же смещения $A_3C$ будет при этом возрастать, и это обусловит наличие тока смещения $A_3C'$. Складывая токи $A_3B'$ и $A_3C'$ по правилу параллелограмма, получим результирующий ток смещения в точке $A_3$ в виде вектора $J_{D3}$, изображенного на рисунке. Таким же точно путем можем найти ток $J_D$ в точке $A_4$ и т. д. Очевидно, что все эти токи смещения, возникающие в пространстве, окружающем движущийся заряд $q$, дополняют ту картину, которую мы получили, рассмотрев точки $A_1$ и $A_2$, и являются по существу совершенно необходимыми для того, чтобы и в рассматриваемом случае полностью соблюдался основной закон природы: принцип непрерывности тока.

**§ 56. Сложные примеры непрерывности тока.**

В качестве первого примера сложной комбинации токов разного рода рассмотрим случай, схематически представленный на рис. 113.

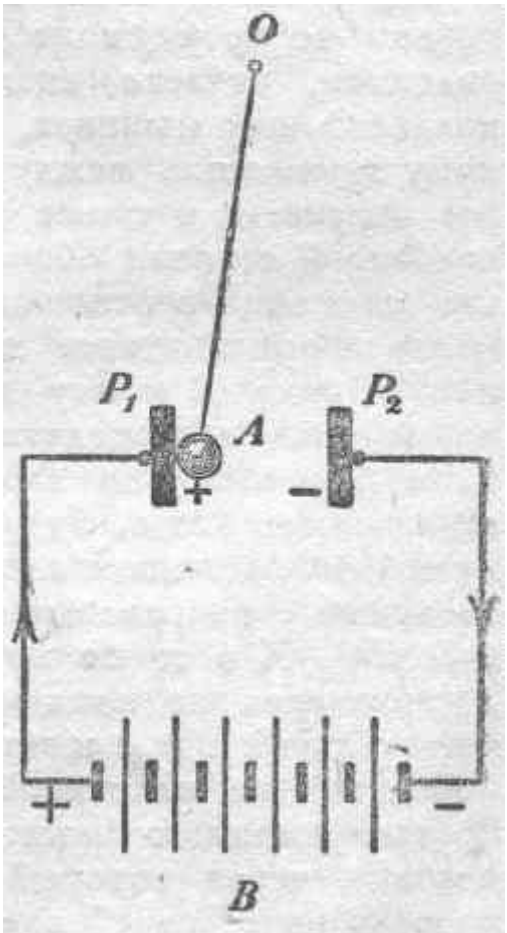


Рис. 113.

Это есть не что иное, как „электрический маятник". Здесь *B* представляет собою высоковольтную батарею, $P_1$ и $P_2$ — металлические пластины, между которыми создается электрическое поле, *A* — легкий проводящий шарик, подвешенный в точке О" на шелковой нити. Как вообще работает электрический маятник, это всем известно из элементарного курса физики. Процесс начинается с того, что шарик *A,* благодаря некоторой несимметрии в системе, притягивается к одной из заряженных пластин, скажем, к $P_1$. При прикосновении к пластине шарик приобретет потенциал этой пластины, зарядится положительно и оттолкнется, направляясь к противоположно заряженной пластине $P_2$. Во время этого движения непосредственно в промежутке между $P_1$ и *A* будут усиливаться электрическое поле и электрическое смещение в направлении от $P_1$ к А Следовательно, в этом промежутке будет иметь место ток смещения того же направления. В то же время в промежутке между *A* и $P_2$ также будут усиливаться поле и электрическое смещение в направлении от *A к* $P_2$. Таким образом, и с этой стороны шарика возникает ток смещения, направленный от $P_1$ к $P_2$. Итак, при переносе шаря; ом положительного заряда от $P_1$ к $P_2$ возникаю-



щие в этом промежутке токи смещения имеют вполне согласное направление от $P_1$ к $P_2$. При этом, конечно, по проводящей части цепи будет протекать ток, как показано на рисунке стрелками. Когда шарик *A* коснется пластины $P_2$ и будет заряжаться отрицательно, в это время между *A* и $P_2$ будет протекать проводниковый ток. Одновременно с этим в промежутке между $P_1$ и *A* поле и электрическое смещение будут продолжать усиливаться, и этот процесс усиления будет продолжаться и тогда, когда шарик, оттолкнувшись от $P_2$, начнет обратно притягиваться к $P_1$. В промежутке же непосредственно между *A* и $P_2$ электрическое смещение, достигшее максимума перед самым моментом контакта, в этот момент ослабевает и доходит до нуля, так как разность потенциа-

лов между $A$ и $P_2$ падает во время контакта до нуля. При этом в непосредственной близости к месту контакта в диэлектрике возникает кратковременный ток смещения, имеющий направление, обратное проводниковому току в контакте. Принимая во внимание, что проводниковый ток в месте контакта всегда имеет направление, согласное с направлением общего тока в рассматриваемом основном контуре, в данном случае по часовой стрелке, мы должны признать, что только-то упомянутый кратковременный ток смещения в районе контакта не входит в общий основной контур тока, а образует местный контур добавочного тока, существующего только во время контакта. Здесь мы встречаемся с интересным явлением, отчасти аналогичным тому, что происходит во всех коллекторных машинах, когда в зоне коммутации, благодаря короткому замыканию между двумя соседними пластинами коллектора, мы получаем местные короткозамкнутые токи, протекающие до некоторой степени обособленно от главной цепи машины. То, что мы выяснили в отношении контакта между $A$ и $P_2$, будет иметь место и при контакте между $A$ и $P_1$. Таким образом, при колебании шарика $A$ между пластинами $P_1$ и $P_2$, в этом промежутке, кроме тока непосредственной конвекции, осуществляемой движением положительно заряженного шарика вправо и отрицательно заряженного влево, будут существовать токи смещения, обусловливаемые нарастанием электрического смещения от $P_1$ к $P_2$ и согласованные с направлением тока в нашей основной цепи (по часовой стрелке). И в то же время деформация электрического смещения, достигающая по каждую сторону шарика $A$ максимума за время между двумя последовательными соприкосновениями шарика с одной и той же пластиной, в момент контакта исчезает в процессе кратковременного местного тока, замыкающегося через тот же контакт, через который течет и главный ток, при чем, конечно, энергия исчезающей электрической деформации превратится в добавочное тепло в месте контакта. Так осуществляется принцип непрерывности тока в рассмотренном случае электрического маятника.

. Рассмотрим теперь случай линии передачи электрической энергии. На рис. 114 схематически представлено начало этой линии.

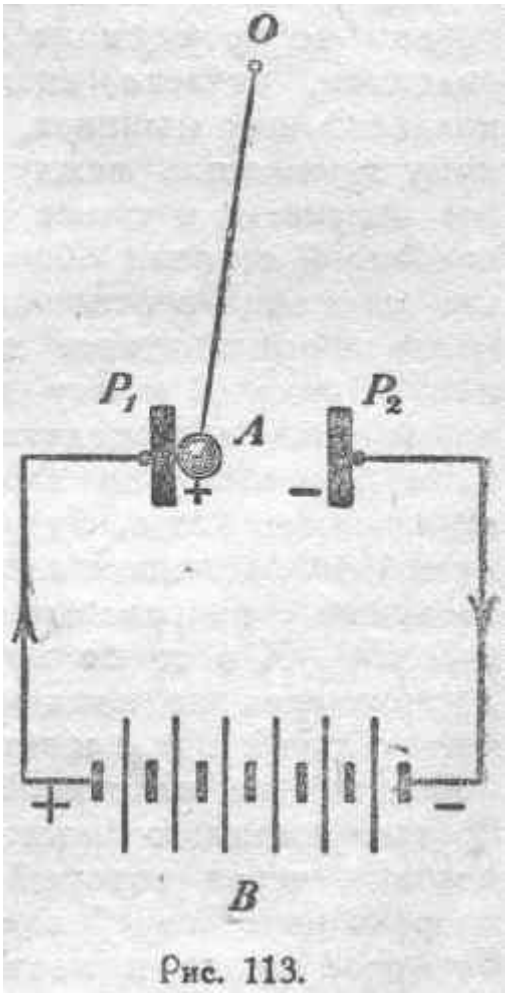


Рис. 113.

Здесь *T* представляет трансформатор, получающий первичную



энергию от генераторных зажимов *M N* и повышающий напряжение, которое затем подается на линию передачи, которая в данном примере, ради упрощения схемы, представлена как линия двухпроводная, однофазная. Обследуем вопрос о том, каким образом в этом случае замыкается ток, идущий от трансформатора *T* в линию. Ясно, конечно, что прежде всего необходимо учесть ток, текущий непосредственно по проводам и, вообще говоря, замыкающийся на другом конце линии через приемную подстанцию. Но, кроме этого проводникового тока, необходимо еще принять во внимание то обстоятельство, что среда, находящаяся в промежутке между проводами *A* и *B* и окружающая их со всех сторон, не остается совершенно безучастной в процессе передачи энергии. Дело в том, что, в случае передачи энергии переменными токами, напряжение между проводами линии непрерывно меняется, и вместе с тем непрерывно меняется электрическое поле в пространстве вокруг проводов и между ними. Следовательно, в этом пространстве непрерывно изменяется деформация электрического смещения. Поэтому в нем во все время работы линии передачи имеют место токи смещения, проходящие через диэлектрик в направлении от одного провода к другому, т. е. от *A* к *B* или от *B* к *A,* и притом в таком направлении, что путем этих токов смещения отчасти замыкается тот полный ток, который исходит от высоковольтных зажимов трансформатора. Другими словами, токи смещения между проводами линии передачи являются ответвлениями, равномерно распределенными вдоль всей линии. Вследствие этого через поперечные сечения различных участков проводов *A* и *B* протекают токи неодинаковой силы. Действительно, по проводам участка $A_0B_0$ текут составляющие полного тока, замыкающиеся далее через токи смещения на участках $A_1B_1$, $A_2B_2$ и т. д.

Подобным же образом на участке $A_1B_1$ в состав проводникового тока входят токи смещения последующих участков $A_2B_2$, $A_3B_3$ и т. д. Эти токи смещения играют, таким образом, существенную роль в процессе передачи энергии, и полный учет их необходим при расчете протяженных линий передачи. Обыкновенно их рассматривают с формальной стороны как емкостные токи, т. е. как токи, идущие на заряжение емкости последовательно расположенных участков линии. Как видим, эти емкостные составляющие полного тока в линии представляют собою, с максвелловской точки зрения, не что иное, как именно



токи смещения в диэлектрике, разделяющем провода. Являясь результатом непрерывных изменений упругой деформации в изолирующей среде, токи смещения не влекут за собой никаких потерь в таком более или менее совершенном диэлектрике как воздух. Но, кроме токов смещения через воздух, в рассматриваемом случае имеют место еще токи смещения в тех изоляторах, к которым крепятся провода. Эти токи обычно сопровождаются потерями энергии на так называемый диэлектрический гистерезис (см. § 71). Кроме токов смещения, имеющих место между проводами, есть еще и другие факторы, обусловливающие ответвления вдоль линии от главного тока. Дело в том, что поверхность изоляторов, обычно покрытая пылью и влагой, совместно с металлическими частями изоляторной конструкции и частями опор играет роль известного соединения между проводами $A$ и $B$. Сюда же следует отнести и утечки тока, зависящие от некоторой нормальной проводимости, которою, хотя и в ничтожной степени, обладает вещество всех применяемых на практике изоляторов. Наконец, когда напряжение между проводами превышает предел, зависящий в каждом отдельном случае от расстояния между проводами, от их диаметра, от атмосферных условий и т. д., т. е. когда напряжение будет выше критического, в линии передачи обнаруживается появление так называемой „короны", т. е. тихого разряда между проводами через воздух. Этот вид разряда возникает благодаря образованию у поверхности проводов при достаточно сильном электрическом поле свободных ионов, как положительных, так и отрицательных. Как только появляются ионы в пространстве вокруг проводов, они тотчас же начинают двигаться от одного провода к другому, образуя ток электрической конвекции. Таким образом, в последнем случае через воздух, разделяющий провода, будет течь, кроме тока смещения, еще и конвекционный ток, могущий оказаться серьезной причиной потерь энергии в линии передачи и потому, как нормальное явление, недопустимый. Явление короны и конвекционные токи между проводами вместе с соответствующими потерями обычно имеют место только при наличии каких-либо ненормальных режимов в линии передачи. Все рассмотренные добавочные факторы утечки тока между проводами еще более увеличивают то различие в силе тока в проводах вдоль линии, о котором мы говорили по поводу токов смещения. Как бы сложны, однако, ни были условия, в которых возникают и существуют токи разных категорий, встречающиеся в линиях передачи энергии, во всяком случае всегда эти токи протекают по замкнутым цепям.

В заключение остановимся на случае токов во внешних частях радиоотправительной установки. Пусть $M_1$ и $M_2$ представляют мачты (рис 115), поддерживающие при помощи изоляторов антенну $BA_1A_2$.

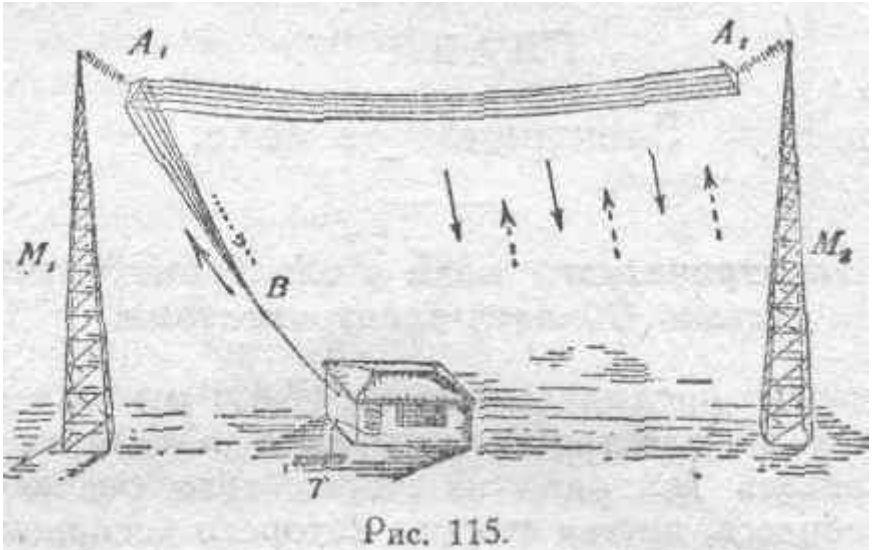


Рис. 115.

Через посредство снижающейся части *B* антенна присоединяется к радиогенераторному устройству, помещающемуся в здании станции и сообщающемуся с другой стороны с противовесом или с землею *T*. Во время работы радиостанции, по снижению *B* идут частопеременные токи, которые замыкаются далее главным образом

188

через емкость антенны, как токи смещения сквозь диэлектрик, окружающий верхнее строение антенны. Если, например, ток в части *B* идет от станции вверх, как показано сплошной стрелкой, то часть $A_1A_2$ будет заряжаться положительно, и между этой частью и поверхностью земли будет возникать электрическое поле и смещение в направлении сверху вниз. Это возрастающее смещение обусловит появление в пространстве токов смещения, направленных от $A_1A_2$ к поверхности земли (сплошные стрелки). При обратном направлении тока в снижении *B* (пунктирная стрелка) токи смещения в окружающем пространстве будут течь по обратному направлению, т. е. от поверхности земли к части $A_1A_2$ (пунктирные стрелки). Эти токи смещения через диэлектрик, окружающий антенну, существенно необходимы для того, чтобы она могла излучать электромагнитную энергию в пространство, ибо при этом создаются условия, благодаря которым энергия, распределенная в диэлектрике, может освобождаться от непосредственной связи с основным радиогенераторным устройством. В настоящей стадий изучения вопроса для нас является существенным констатирование того факта, что электрические токи смещения, имеющие место в поле антенны, в полной мере подчиняются принципу непрерывности тока. В рассматриваемом примере часто переменный ток, протекающий по части *B,* может еще замыкаться через утечку по изоляторам, а также через посредство электрической конвекции, обычно имеющей место у концов антенны, где напряжение достигает больших значений, достаточных для появления короны. Все эти добавочные явления следует рассматривать как паразитные, отвлекающие на себя часть энергии и понижающие коэффициент полезного действия радиоустановки. Действительная мощность ее определяется именно силою и степенью развития токов смещения в окружающем пространстве.

Итак, мы видим, сколь большое значение имеют токи смещения в общей схеме тех электрокинетических процессов, с которыми мы нередко встречаемся в различных случаях, представляющих интерес как с чисто теоретической, так и с практической точек зрения.

189

## ГЛАВА IV. Электрическое поле.

### § 57. Связь электрического поля с электромагнитными процессами. Область электростатики.

В самом начале предыдущей главы (§ 45) мы касались в общих чертах вопроса об электрическом поле и указывали, что его следует рассматривать как одну из сторон того основного электро-

магнитного процесса, другая сторона которого воспринимается нами как магнитный поток. В различных случаях эта вторая сторона явления может быть выявлена в большей или меньшей степени. Мы указывали, что даже в тех случаях, когда нам кажется, что существует лишь чисто электрическое поле, как самостоятельное явление, при чем никаких сопутствующих магнитных полей как будто бы не наблюдается, на самом деле в какой-либо части системы происходит электромагнитный процесс в скрытом виде. Так, например, в случае заряженного металлического шара, неподвижно стоящего на какой-либо изолирующей стойке, электрическое поле в пространстве, окружающем шар, повидимому, представляет собою нечто в такой степени неизменное, что есть известное основание называть его *электростатическим,* между тем как это электростатическое поле, так сказать, опирается на поверхность тела, где расположен электрический заряд, элементы которого мы не можем себе представить иначе, как в состоянии непрерывного движения. Весьма возможно, однако, что во многих случаях термин „электростатическое поле" вполне отвечает существу дела, характеризуя собою какую-то статическую деформацию в пространстве, подобную, например, той упругой деформации, которая возникает в стенках резинового шара, когда во внутреннюю полость его будем нагнетать воздух. Но и в приведенном примере статическая деформация в упругой среде не есть самостоятельное нечто, ни с чем не связанное, в действительности же она есть лишь проявление того кинетического процесса, который происходит в массе газа и обусловливает давление на стенки заключающей его камеры.



В параграфах 58 и 59 мы подробнее остановимся на общих признаках; „электростатического поля", а теперь отметим лишь то обстоятельство, что подобное поле всегда рассматривается в каком-либо ограниченном объеме, за пределами которого обязательно имеет место основной процесс электромагнитного характера. Совершенно аналогичную картину мы имеем и в случае магнитного поля, которое иногда нам кажется чем-то самостоятельным, не связанным с явлениями электрического характера. Пример подобного магнитного поля мы имеем в случае постоянного магнита, вне которого поле представляется самостоятельным магнитным полем, а внутрь которого, в область атомных и молекулярных процессов электромагнитного характера, мы можем проникнуть только нашим умственным оком. Та же картина будет и во внешнем пространстве и вокруг некоторой цилиндрической камеры, изготовленной, скажем, из листовой меди, если внутрь этой камеры поместим соответствующую катушку из изолированной проволоки без всякого железного сердечника и пропустим постоянный ток через катушку.

Для пояснения всего сказанного выше об электрическом поле рассмотрим случай, аналогичный опыту Фарадея с вращающимся магнитом (§ 4). Представим себе вращающийся вокруг оси цилиндрический магнит *NS* (рис. 116), простирающийся беспредельно далеко по обе стороны от плоскости *PQ,* перпендикулярной оси магнита, или же магнит конечной длины, но так расположенный относительно другого неподвижного магнита, чтобы магнитный поток, пронизывающий данный магнит *NS,* замыкался полностью через неподвижный магнит.

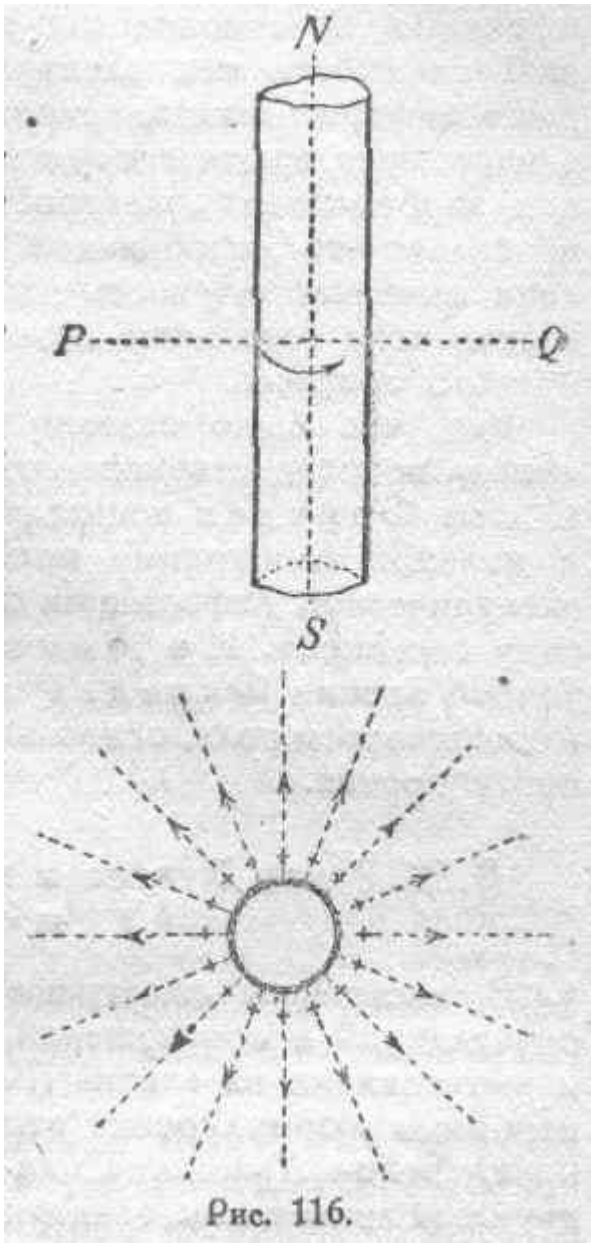


Рис. 116.

В обоих случаях внешнее магнитное поле в пространстве, непосредственно окружающей вращающийся магнит *NS,* будет совершенно отсутствовать. В то же время в радиальных элементах вращающегося магнита, по Фарадею, будет индуктироваться ЭДС, которая вызовет электрическое смещение в диэлектрике, окружающем магнит. При этом на поверхности магнита *NS* появятся электрические заряды соответствующего знака. Мы получили бы тот же результат, рассуждая и по Прэстону, но только рассуждения эти в данном случае были бы несколько сложнее. Одним словом, вокруг рассматриваемого магнита появится электрическое поле, которое, в случае постоянной скорости вращения магнита и неизменности общих условий, можно считать



„электростатическим" с таким же правом, как и поле вокруг заряженного шара. При этом, в плоскости *PQ* силовые линии электрического поля будут расположены так, как это показано в нижней части рис. 116. Если бы мы взяли два подобных цилиндрических магнита, параллельных друг другу и так вращающихся, чтобы на их поверхностях образовались заряды разных знаков, то между

ними должно наблюдаться притяжение, причем сила эта будет той же природы, что и сила механического взаимодействия между двумя бузинными шариками, противоположно наэлектризованными. Вследствие 'большой сложности тех электромагнитных процессов, которые протекают внутри всякого заряженного тела и на его поверхности, в настоящее время затруднительно еще дать полную картину того, как зарождается „электростатическое поле" в обычных случаях, но только-что разобранный пример (рис. 116) в достаточной степени выявляет сущность нашего утверждения, что всякое электрическое поле есть лишь одно из проявлений основного электромагнитного процесса.

Все, что было сказано в § 1 о роли промежуточной среды, имеет непосредственное отношение и к электрическому полю. Опыты Фарадея показали, что все электрические взаимодействия и явления необходимо понимать как результат распространения электрической деформации от одного элемента объема среды к другому соседнему. И в то же время Максвелл выяснил, что между точкой зрения Фарадея и формальными достижениями учения об электрическом поле, основанного на законе Кулона, нет никакого противоречия.

**§ 58. Закон Кулона и вытекающие из него определения и соотношения.**

В настоящем параграфе мы даем краткую сводку основных определений и соотношений, относящихся к электрическому полю я вытекающих из закона Кулона. В первую очередь, конечно, напомним формулировку этого исходного закона.

*а) Закон Кулона.* Сила механического взаимодействия между двумя количествами электричества, $q_1$ и $q_2$, находящимися в двух точках на расстоянии $r$ одно от другого, в любой однородной среде, направлена вдоль прямой, соединяющей эти точки, и выражается следующим образом:

$$f = k\frac{q_1 q_2}{r^2},$$

где k есть коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора единиц и от свойств среды.

В абсолютной электростатической системе единиц принимают для пустоты k численно равным единице.

В таком случае *закон Кулона для пустоты* численно принимает следующий вид:

$$f = \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

192

Для всякой однородной и изотропной среды, как показывает опыт,

$k=1/\varepsilon$,

где ε есть диэлектрическая постоянная среды. И *закон Кулона для однородной и изотропной среды* выражается таким образом:

$$f = \frac{1}{\varepsilon}\cdot\frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Ясно, что диэлектрическая постоянная пустоты, обозначаемая специальным символом $\varepsilon_0$, в абсолютной электростатической системе единиц принимается равной единице, т. е. мы имеем:

$\varepsilon_0=1$.

Точная же формулировка закона Кулона для случая пустоты получает следующий вид:

$$f = \frac{1}{\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

*б) Единица количества электричества.* Обращаясь к формулировке закона Кулона для пустоты и полагая:

$q_1=q_2=q$, $f=1$, r=1, а также принимая во внимание соотношение:
$\varepsilon_0=1$,
получаем:
$q=1$,
т. е. за единицу количества электричества в абсолютной электростатической системе единиц принимается такое количество электричества, которое в пустоте взаимодействует с силою, равною одной дине, с другим таким же количеством, расположенным на расстоянии одного сантиметра от первого.
Абсолютная электростатическая единица количества электричества связана следующим образом с абсолютной электромагнитной единицей и с практической электромагнитной единицей количества электричества, т. е. с кулоном:
1 абс. эл.-магн. ед. кол. электр.=$3\cdot10^{10}$ абс. эл.-стат. ед. кол. электр.
1 кулон=$3\cdot10^{9}$ абс. эл.-стат. ед. кол. электр.
Количество электричества, или электрический заряд, представляет собою некоторую физическую сущность, с которою мы в действительности встречаемся на опыте. Если это сравнить с тем, что говорилось выше (§ 31) о магнитных массах, то станет достаточно ясно, что необходимо относиться с известной осторожностью к тем формальным сближениям между электрическим и магнитным полями, которые являются результатом применения в обоих случаях закона Кулона, как исходного положения. Хотя с формальной стороны


есть много общего между электрическим полем и полем магнитным и хотя они по природе своей теснейшим образом связаны основным электромагнитным процессом, тем не менее это—*различные* стороны основного процесса. Мы пользуемся при формальном описании этих полей аналогичными определениями и понятиями. Не следует забывать, что физическое содержание этих понятий в обоих случаях совершенно различно.
в) *Электрическая сила* или *напряженность электрическою поля (E).* Рассмотрим электрическое поле в пустоте. Если / есть механическая сила, действующая на количество положительного электричества $q$, помещенное в некоторой точке, то электрическая сила в данной точке определяется по величине и направлению следующим соотношением:
$E=f/q$,
причем предполагается, что помещение заряда $q$ в данной точке не изменяет общего распределения электрических зарядов в системе. Таким образом, можно сказать, что электрическая сила в некоторой точке измеряется механической силой, которую испытывала бы в этом месте единица положительного электричества. Электрическая сила есть вектор.
Все оговорки, сделанные в пункте *в* параграфа 2 относительно определения магнитной силы, в полной мере сохраняют свое значение и при определении электрической силы с соответствующей, конечно, заменой магнитных величин электрическими.
г) *Силовыми линиями* электрического поля называются такие линии, все элементы которых совпадают по направлению с векторами электрической силы в тех точках поля, где эти элементы расположены.
д) *Электрический потенциал (U).* Рассмотрим некоторую точку А, расположенную в электрическом поле (рис. 117).

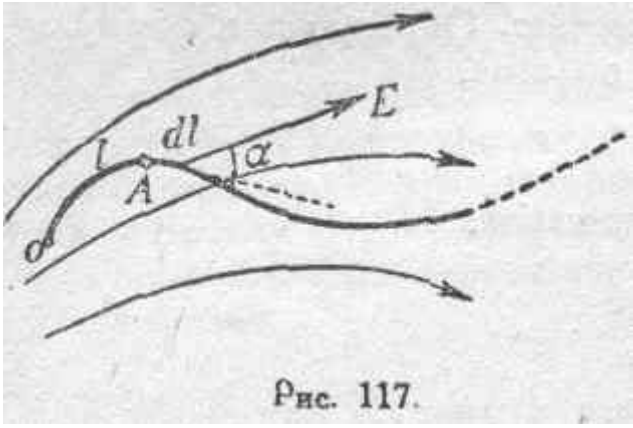


Рис. 117.

Пусть произвольная линия *OA* продолжается от точки *A* в бесконечность. Возьмем линейный интеграл электрической силы *E* от точки *A* вдоль этой линии до бесконечности:

$$\int_A^\infty E \cos\alpha \, dl.$$

Здесь а есть угол между направлением элементарного перемещения *dl и* вектором *E.* Подинтегральная величина $E\cos\alpha dl$ численно равна работе перемещения единицы положительного электричества вдоль пути *dl,* а весь интеграл представляет собою работу, совершаемую силами электрического поля при перемещении единицы положительного электричества *(q*=+1*)* по данному пути из



точки *A* в бесконечность. Величина этого интеграла, вообще говоря, может зависеть от выбора пути перехода из точки *A* в бесконечность. Так бывает, между прочим, всегда, когда в пространстве, в котором мы рассматриваем данное электрическое поле, происходит электромагнитный процесс, связанный, например, с изменениями магнитного поля и с движением магнитных линий (см. § 59). Есть, однако, случаи, когда никаких явных электромагнитных процессов в поле не наблюдается, и все происходит так, как будто бы электрическое поле обусловлено только наличием электрических зарядов, так или иначе распределенных в системе. Такие случаи характеризуются независимостью величины линейного интеграла электрической силы от пути перехода. Поле, в котором соблюдается подобное условие, обычно именно и называется *электростатическим.* Итак, в электростатическом поле величина интеграла

$$\int_A^\infty E \cos\alpha \, dl$$

имеет для каждой точки поля вполне определенное
значение. Это значение линейного интеграла электрической силы является мерой напряженности электрического состояния в точке *A* и называется *электрическим потенциалом* точки *A.* Его обычно обозначают знаком *U.* Таким образом, можем написать:

$$U = \int_A^\infty E \cos\alpha \, dl. \qquad (35)$$

Как известно, в электростатическом поле потенциал любой точки может быть также вычислен в зависимости от распределения электрических зарядов в системе. Именно, в среде однородной и изотропной

$$U = \int_A^{\infty} E \cos \alpha \, dl = \frac{1}{\varepsilon} \int \frac{dq}{r},$$

где $dq$ есть элемент электрического заряда и $r$ — расстояние его от данной точки $A$, причем во втором интеграле операция интегрирования распространена на все электрические заряды, с которыми связано рассматриваемое электрическое поле.

Единица потенциала в абсолютной электростатической системе не имеет специального названия. Практическая электромагнитная единица потенциала называется *вольтом.* Связь между ними выражается следующим соотношением:

1 вольт $= {}^{1}/_{300}$ абс. эл.-стат. единицы потенциала.

Электрический потенциал, вообще говоря, различен для различных точек поля и является функцией геометрических координат точки, т. е. $U=f(x, y, z)$.

Эту функцию обычно называют *потенциальной функцией,* и электрический потенциал некоторой точки можно в таком случае определите как значение потенциальной функции в данной точке.



Кроме электростатического поля, есть еще и другие случаи, когда линейный интеграл электрической силы можно считать не зависящим от выбора линии интегрирования, при соблюдении, однако, некоторых специальных условий, которые должны быть особо оговорены. И в этих случаях можно еще пользоваться представлением об электрическом потенциале, как о некоторой определенной физической величине (см. § 59).

При изложении дальнейших пунктов настоящего параграфа мы будем иметь в виду всякое вообще электрическое поле, в пределах которого представление об однозначном электрическом потенциале сохраняет физический смысл.

е) *Поверхности* уровня или *равнопотенциальные поверхности.* Приравняем потенциальную функцию к какой-либо постоянной величине, т. е. положим:

$U=(x, y, z)=\text{const}$. (36)

Мы пришли, таким образом, к уравнению некоторой поверхности, все точки которой имеют один и тот же потенциал. Это и есть поверхность уровня, или равнопотенциальная поверхность. Придавая потенциалу $U$ различные частные значения, например 1, 2, 3 или 100, 200, 300 и т. д. вольт, можно получить целый ряд поверхностей уровня, расположение которых характеризует электрическое поле в той же мере, как и система силовых линий. О связи поверхностей уровня с силовыми линиями см. следующий пункт *„ж".*

ж) *Градиент, потенциала.* Рассмотрим некоторый путь перехода от точки $A$ в бесконечность (рис. 117). Допустим, что положение точки $A$ на этом пути определяется расстоянием $l$ от начальной .точки $O$. В таком случае можем написать:

$$U = \int_A^{\infty} E \cos \alpha \, dl = \int_l^{\infty} E \cos \alpha \, dl.$$

Взяв частную производную от обеих частей этого равенства но нижнему пределу, получаем:

$$\frac{\partial U}{\partial l} = -E \cos \alpha$$

или

$$E \cos \alpha = -\frac{\partial U}{\partial l}.$$

Это означает, что составляющая электрической силы в данной точке по какому-либо направлению равняется взятой с обратным знаком производной потенциала по этому направлению. Так как направление *l* было избрано совершенно произвольно, то, обозначая



через $E_x$, $E_y$ и $E_z$ составляющие электрической силы *E* вдоль координатных осей, можем, следовательно, написать:

$$\left.\begin{aligned} E_x &= -\frac{\partial U}{\partial x} \\ E_y &= -\frac{\partial U}{\partial y} \\ E_z &= -\frac{\partial U}{\partial z} \end{aligned}\right\} \qquad (38)$$

Если направление *l* изберем вдоль вектора *E,* то будем иметь:

$\cos\alpha=1$,

и соотношение (37) обращается в следующее:

$$E = -\frac{\partial U}{\partial l}.$$

Очевидно, в последнем случае мы имеем наибольшее возможное

значение $\partial U/\partial l$. знак минус показывает, что положительное направление вектора *E* есть то, в котором потенциал уменьшается.

Если направление *l* избрать перпендикулярно вектору *E,* т. е. положить: $\alpha=90^\circ$, то получим:

$$\frac{\partial U}{\partial l} = -E\cos 90^\circ = 0,$$

откуда получаем:

$U$=const

Отсюда следует, что, избрав направление *l,* перпендикулярное вектору *E,* мы перемещаемся вдоль поверхности уровня. Таким образом, приходим к заключению, что поверхности уровня нормальны по отношению к силовым линиям. И обратно, в каждой точке электрического поля электрическая сила *E* нормальна к поверхности уровня, проходящей через эту точку.

На основании всего изложенного, избирая за направление *l* направление вдоль нормали к поверхности уровня в данной точке, можем написать:

$$E = -\frac{\partial U}{\partial n}, \qquad (39)$$

т. е. электрическая сила в данной точке равна взятой с обратным знаком производной потенциала по нормали к поверхности уровня в этой же точке.

Величину $\partial U/\partial n$, т. е. наибольшее значение возрастания потенциала,

рассчитанное на единицу перемещения, называют *градиентом потенциала* и обозначают символом grad*U*. Таким образом,

$$\operatorname{grad} U = \frac{\partial U}{\partial n}. \qquad (40)$$



Градиент потенциала есть вектор, направленный в сторону возрастания потенциала. Практически градиент потенциала выражают л *вольтах на сантиметр.*

Из сопоставления (39) и (40) получаем:

$E$=-grad$U$. (41)

***з)*** *Теорема Гаусса.* Выведенная в глазе I теорема Гаусса для магнитного поля формально может быть распространена и на электрическое поле (см. примечание стр. 45). На основании указанного можем написать *для случая пустоты:*

$$\int_s E\cos\alpha\, ds = \frac{4\pi}{\varepsilon_0}\Sigma q = \frac{4\pi}{\varepsilon_0} Q$$

*и для случая однородной и изотропной среды вообще:*

$$\int_s E\cos\alpha\, ds = \frac{4\pi}{\varepsilon}\Sigma q = \frac{4\pi}{\varepsilon} Q$$

и) *Теорема Пуассона.* Допустим, что в однородной и изотропной среде с диэлектрической постоянной ε распределено электричество с объемною плотностью ρ, являющеюся функцией геометрических координат *x, y, z.* Рассмотрим теперь элементарный объем *dxdydz* и приложим к нему теорему Гаусса. Левую часть соотношения, изображающего эту теорему, можно представить состоящею из шести слагаемых, соответственно шести граням параллелепипеда *dxdydz.* Интересующие нас площадки будут равны *dydz* каждая, Если составляющая электрической силы *E* вдоль оси *x-ов* для всех точек одной из двух площадок есть $E_x$, то можно положить для этой площадки:

$E\cos\alpha = -E_x$.

В таком случае для другой площадки необходимо принять:

$$E'\cos\alpha' = E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x}dx,$$

и часть интеграла:

$$\int_s E\cos\alpha\, ds,$$

соответствующая рассматриваемым двум площадкам, получит следующий вид:

$$-E_x\, dydz + \left(E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x}dx\right) dydz = \frac{\partial E_x}{\partial x} dxdydz.$$

Подобным же образом найдем две другие суммы для двух остальных пар граней:

$$\frac{\partial E_y}{\partial y} dxdydz$$

и

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} dxdydz.$$



На основании этого, пользуясь теоремой Гаусса, можем написать:

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}\right) dxdydz = \frac{4\pi}{\varepsilon}\rho\, dxdydz.$$

Отсюда получим:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{4\pi}{\varepsilon}\rho. \qquad (42)$$

Полагая $\varepsilon=\varepsilon_0$ (для случая пустоты), приводим выражение (42) к виду:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x}+\frac{\partial E_y}{\partial y}+\frac{\partial E_z}{\partial z}=\frac{4\pi}{\varepsilon_0}\rho, \qquad (43)$$

что собственно и составляет *теорему Пуассона.*

Принимая во внимание соотношение (38) пункта „ж" настоящего параграфа, можем ввести следующие преобразования:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x}=-\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}; \quad \frac{\partial E_y}{\partial y}=-\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}; \quad \frac{\partial E_z}{\partial z}=-\frac{\partial^2 U}{\partial z^2},$$

н соотношения (42) и (43) принимают следующий вид:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=-\frac{4\pi}{\varepsilon}\rho; \qquad (42')$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=-\frac{4\pi}{\varepsilon_0}\rho. \qquad (43')$$

Сумму вторых производных какой-либо функции по трем переменным *x, y,* z принято обозначать знаком А. Тогда соотношения (42') и (43') можно представить так:

$$\Delta U+\frac{4\pi}{\varepsilon}\rho=0; \qquad (42'')$$

$$\Delta U+\frac{4\pi}{\varepsilon_0}\rho=0. \qquad (43'')$$

к) *Теорема Лапласа.* Во всех точках пространства, где объемная плотность электричества равна нулю, имеет место следующее соотношение:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x}+\frac{\partial E_y}{\partial y}+\frac{\partial E_z}{\partial z}=0, \qquad (44)$$

которое, как это явствует из предыдущего, может быть представлено еще в следующих формах:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=0 \qquad (44')$$



или

$\Delta U=0$. (44")

Теорема Лапласа вытекает как следствие из соотношения (42), если в нем положить:

$\rho=0$.

**§ 59. Электродвижущая сила и разность потенциалов. Закон электродвижущей силы.**

Рассмотрим в некотором электрическом поле две точки, *A* и *B.* Линейный интеграл электрической силы вдоль некоторого пути перехода от точки *A к* точке *B,* т. е.:

$$\int_A^B E\cos\alpha\, dl,$$

численно равен работе электрических сил поля при перенесении единицы положительного электричества из точки *A* в точку *B*. Максвелл назвал эту величину *полной электродвижущей силой,* действующей вдоль данного пути AB.

Если линия, вдоль которой берется интеграл, образует замкнутый контур и если полная электродвижущая сила e, действующая в этом контуре, не равна нулю, т. е.

$$e = \oint E\cos\alpha\, dl \neq 0,$$

в таком случае система не находится в равновесии, и в ней могут возникнуть электрические токи. Эта полная ЭДС, действующая в *замкнутом* контуре, есть не что иное, как мера *внутренней* ЭДС, генерируемой в этом контуре. Если рассматриваемый замкнутый контур интегрирования расположен целиком в диэлектрике, внутренняя ЭДС может в нем возникнуть, по Максвеллу, только за счет явления электромагнитной индукции. Из опытов Фарадея с полной отчетливостью следует, что величина индуктируемой ЭДС совершенно не зависит от сопротивления цепи. Максвелл, распространивший представление о токе и на электрокинетические процессы в диэлектриках (см. главу III), по существу предположил, что для любого замкнутого контура, даже если он находится полностью в диэлектрике и является непроводящим в обычном смысле, сохраняет силу основное выражение, определяющее величину индуктированной ЭДС, т. е.

$$\oint E\cos\alpha\, dl = -\frac{d\Phi}{dt}, \qquad (45)$$

где *Ф* есть поток, сцепляющийся с данным контуром. В этом утверждении заключается одно из главных положений Максвелла,



касающихся электромагнитного поля. Это соотношение (45), понимаемое в вышеуказанном общем смысле, мы будем называть *законом электродвижущей силы.*

*В электростатическом поле полная ЭДС внутри какого угодно замкнутого контура равна нулю,* т. е.

$$e = \oint E\cos\alpha\, dl = 0,$$

так что, если *A* и *B* суть две точки на этом контуре, полная ЭДС, действующая между этими точками, будет одна и та же вдоль любого из двух путей, на которые разбивается контур. Так как далее каждый из этих путей может быть изменяем независимо от другого, полная ЭДС между точками *A* и *B* остается неизменною для всех путей перехода от *A* к *B*. В рассматриваемом случае полная ЭДС называется *разностью потенциалов* между точками *A к B,* т. е

$$U_A - U_B = \int_A^B E\cos\alpha\, dl. \qquad (46)$$

Соотношение (46), определяющее разность потенциалов между точками *A к B,* как линейный интеграл электрической силы, взятый вдоль любого пути между этими точками, находится в полном соответствии с определением потенциала, данным в пункте *„д"* предыдущего параграфа 58. Действительно,

$$U_A = \int_A^{\infty} E \cos \alpha \, dl,$$

$$U_B = \int_B^{\infty} E \cos \alpha \, dl.$$

Принимая во внимание, что в данном случае величина линейного интеграла не зависит от пути перехода, можем написать:

$$U_A - U_B = \int_A^{\infty} E \cos \alpha \, dl - \int_B^{\infty} E \cos \alpha \, dl =$$

$$\int_A^{\infty} E \cos \alpha \, dl + \int_{\infty}^{B} E \cos \alpha \, dl = \int_A^{B} E \cos \alpha \, dl.$$

Тело, заряженное положительно, стремится двигаться от мест большего положительного к местам меньшего положительного потенциала или к местам с отрицательным потенциалом. Всякое же тело, заряженное отрицательно, стремится двигаться в обратном направлении.

В проводнике электричество может свободно перемещаться относительно проводника. Если, следовательно, две части проводника



обладают разными потенциалами, положительное электричество будет двигаться из мест, имеющих высший потенциал, в места низшего потенциала до тех пор, пока существует разность потенциалов. Таким образом, проводник может быть в электрическом равновесии только в том случае, когда все части его имеют один и тот же потенциал, называемый *потенциалом проводника.*

Итак, в электростатическом поле, т. е. в условиях электрического равновесия, имеем для всех точек проводника:

$U$=const.

Отсюда следует, во-первых, что в этом случае поверхность проводника является поверхностью уровня, и силовые линии поля нормальны к поверхности проводника. Во-вторых, для всех точек внутри рассматриваемого проводника будет удовлетворяться теорема Лапласа (44):

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0,$$

и потому на основании Теоремы Пуассона (42) получаем:

$\rho$=0,

иными словами, внутри проводника, находящегося в состоянии электрического равновесия, не может быть объемного распределения электричества.

Как это явствует из всего, что было сказано в пункте „*д*" :§ 58, в случае многозначности линейного интеграла электрической силы, т. е. в случае, когда величина этого линейного интеграла зависит от пути перехода, понятие о потенциале точки и о разности потенциалов осложняется, и для того, чтобы им пользоваться хотя бы в некоторых случаях, необходимы специальные оговорки. Остановимся прежде всего на случае цепи постоянного тока. Возьмем какие-нибудь точки $A$ и $B$ вдоль проводника. Обычно, в цепях постоянного тока принято считать за разность потенциалов между точками цепи $A$ и $B$ то значение интеграла

$$\int_A^B E \cos \alpha \, dl,$$

которое соответствует случаю, когда линия интегрирования ни разу не проходит через генератор ЭДС. В таком случае при вычислении
величины:

$$U_A - U_B = \int_A^B E \cos \alpha \, dl$$

для некоторого участка цепи постоянного тока линия интегрирования вся лежит в пространстве, удовлетворяющем условию:

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



Условию этому именно удовлетворяет вся область установившегося электромагнитного поля вокруг проводника, по которому течет постоянный ток. В этом отношении нет никакой разницы между так называемым „электростатическим" полем и электромагнитным полем вне проводника с постоянным током. Из этого, конечно, не следует, что названные два поля и по существу тождественны.

Придерживаясь максвелловской терминологии, мы можем называть электродвижущей силой ту разность потенциалов, которая действует между какими-либо двумя точками цепи постоянного тока. Это соответствует существу дела, так как данная разность потенциалов, вообще говоря, является причиной, вызывающей ток на данном участке проводника. Для большей точности можно называть разность потенциалов *внешней электродвижущей силой,* действующей на данном участке проводника. Мы должны при этом строго отличать эту внешнюю электродвижущую силу от *внутренних электродвижущих сил,* которые могут генерироваться в различных частях цепи тока и которые являются основной причиной возникновения злектрокинетического процесса в проводящем контуре. Разность потенциалов, действующая на некотором участке цепи постоянного тока, называемая такие иногда *электрическим напряжением* или просто *напряжением,* представляет собою не что иное, как часть основной ЭДС, расходуемую на преодоление сопротивлений данного участка. Эти сопротивления могут быть разного рода. Они могут представлять собою обычные электрические сопротивления проводников, входящих в состав цепи. В известных случаях мы встречаемся с *обратными* ЭДС, действующими внутри данного участка цепи навстречу внешней ЭДС, которая возбуждает электрический ток, преодолевая обратные ЭДС, как некоторое „сопротивление". В частном случае напряжение на зажимах конденсатора, заряжаемого в какой-либо цепи от внешней ЭДС, имеет характер обратной ЭДС. На основании всего вышеизложенного очевидно, что физическая размерность разности потенциалов и ЭДС одна и та же. Поэтому обе эти величины измеряются одними и теми же единицами, именно, в практической электромагнитной системе — вольтами.

В случае цепи переменного тока, благодаря наличию изменяющегося магнитного поля вокруг проводника, нет, вообще говоря, такой области, где величина линейного интеграла электрической силы не зависела бы от выбора пути перехода. Ввиду изложенного представление о разности потенциалов, строго говоря, не может применяться при описании явлений, происходящих в цепях переменного тока, и в этом случае следует пользоваться только понятием об ЭДС. Можно говорить об основной переменной ЭДС, генерируемой в альтернаторе или трансформаторе, и об ЭДС, действующей на некотором участке цепи переменного тока, т. е. о напряжении, преодолевающем все

сопротивления, какие оказывает цепь на этом участке. Сказанное необходимо иметь в виду, между прочим, во время измерений при помощи вольтметра ЭДС, действующих в различных частях цепи переменного тока. Так как в



поле такого тока линейный интеграл электрической силы зависит от выбора пути перехода, то ясно, что вспомогательные проводники, при помощи которых вольтметр присоединяется к соответствующим точкам цепи, могут нечто привнести в измеряемую величину и изменить показания вольтметра, причем эти изменения будут зависеть от общего расположения проводов. В случае низких частот, применяемых в технике сильных токов, описываемое явление столь слабо выражено, что практически оно не имеет существенного значения, и на него обычно не обращают какого-либо внимания. Но в технике высоких частот дело обстоит совсем иначе, и соединительные проводники своим влиянием могут так исказить показания вольтметра, что вопрос о непосредственном измерении ЭДС в высокочастотных цепях в общей форме надо считать практически неразрешимым. Такого рода измерения осуществимы только в отдельных частных случаях и с принятием ряда предосторожностей.

***[1]) Maxwell, Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. I, § 45.***

**§ 60. Электрическая деформация среды.**

С точки зрения Фарадея и Максвелла, участие промежуточной среды в передаче электрических действий от одного наэлектризованного тела к другому, а также во всех вообще процессах, совершающихся в электрическом поле, столь же естественно и необходимо, как и в случае магнитных явлений. Как было выше отмечено (§§ 45 и 57), в обоих случаях мы имеем дело по существу лишь с различными проявлениями одного основного процесса — электромагнитного. И вместе с тем мы имеем все основания рассматривать в качестве чего-то специфически характерного вынужденное состояние диэлектрика, которое он приобретает, когда бывает подвергнут действию электрического поля. Это состояние диэлектрика, его электрическая деформация, и есть то, что Максвелл назвал электрическим смещением:

$$D = \frac{\varepsilon}{4\pi} E,$$

и что всегда удовлетворяет соотношению, названному нами теоремой Максвелла:

$$\int_s D \cos\alpha \, ds = Q.$$

При изучении электрической деформации среды оказывается весьма удобным поступить так же, как и при изучении магнитного поля, а именно — расчленить объем диэлектрика на отдельные элементы, которые можно рассматривать, как носители всех основных свойств электрического поля. В нижеследующих параграфах мы и займемся этим.

**§ 61. Линии смещения.**

*Линиями электрического смещения,* или просто *линиями смещения* называются такие линии, построенные в электрическом поле, все элементы которых совпадают по направлению с векторами



электрического смещения $D$ в тех местах, где рассматриваемые элементы линий расположены. В среде однородной и изотропной вектор электрического смещения $D$ совпадает по направлению с вектором электрической силы $E$. Поэтому в такой среде силовые линии электрического поля и линии смещения совпадают. Таким образом, известные из физики картины и схемы Электрических силовых линий вместе с тем могут быть рассматриваемы и в качестве иллюстраций общего расположения

линий смещения. Направление линии смещения определяется направлением вектора *D,* касательного к этой линии.

**§ 62. Трубка смещения.**

*Трубкою смещения* называется объем диэлектрика имеющий форму трубки, образующими которой служат линии смещения.

Рассмотрим некоторую трубку смещения в промежутке между двумя наэлектризованными телами, *A* и *B* (рис. 118), находящимися в состоянии электрического равновесия.

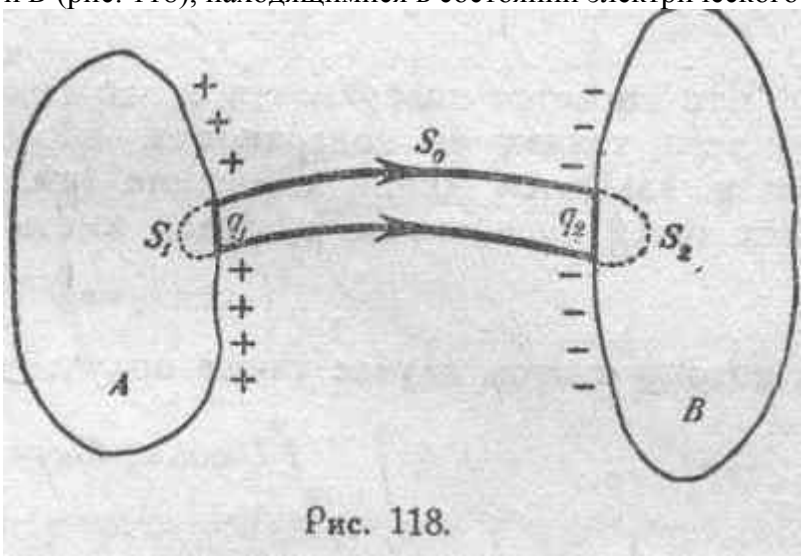


Рис. 118.

Допустим, что тело *A* наэлектризовано положительно и тело *B* — отрицательно. Трубка смешения, опираясь своими концами на эти два тела, вырезает на их поверхностях площадки с расположенными на них зарядами $q_1$ и $q_2$. Обозначим через $s_0$ боковую поверхность трубки и замкнем эту поверхность с концов двумя какими-либо поверхностями $s_1$ и $s_2$, которые можем себе представить внутри тела *A* и *B*. Получаем таким образом замкнутую поверхность s, состоящую из трех частей: $s_0$, $s_1$ и $s_2$. Приложим теперь к этой замкнутой поверхности теорему Максвелла:

$$\int_s D \cos\alpha \, ds = Q = q_1 + q_2.$$

Здесь $q_1+q_2$ представляет собою алгебраическую сумму зарядов, находящихся внутри замкнутой поверхности s. Так как:

$s=s_0+s_1+s_2$,

то интеграл, изображающий полное электрическое смещение сквозь поверхность s, можно разбить на три составляющих:

$$\int_s D \cos\alpha \, ds = \int_{s_1} D \cos\alpha_1 \, ds_1 + \int_{s_0} D \cos\alpha_0 \, ds_0 + \int_{s_2} D \cos\alpha_2 \, ds_2.$$



Остановимся прежде всего на величине первого и третьего интегралов в правой части этого равенства. Так как наэлектризованные тела *A* и *B* находятся согласно условию в состоянии электрического равновесия, то можем написать:

$U_1$=const,

$U_2$=const.

В таком случае внутри каждого из этих тел градиент потенциала равен нулю, а следовательно, равны также нулю и электрическая сила *E* и электрическое смещение *D*. Таким образом, нормальные составляющие электрического смещения для всех точек поверхностей $s_1$ и $s_2$ равны нулю и потому:

$$\int_{s_1} D \cos \alpha_1 \, ds_1 = 0,$$

$$\int_{s_2} D \cos \alpha_2 \, ds_2 = 0.$$

Что касается поверхности $s_0$, то вектор *D* будет касателен к ней во всех точках ее поверхности, ибо образующими этой поверхности являются линии смещения (см. § 61). Следовательно, для всех точек поверхности $s_0$ будем иметь

$\cos\alpha_0=0$

и потому в этом случае также получаем:

$$\int_{s_0} D \cos \alpha_0 \, ds_0 = 0.$$

Итак, приходим к следующему результату:

$$\int_{s} D \cos \alpha \, ds = q_1 + q_2 = 0,$$

на основании чего окончательно получаем:

$q_1=-q_2$,

т. *е. на концах трубки смещения находятся электрические заряды, равные по абсолютной величине и обратные по знаку.*

Рассмотрим теперь ту же самую трубчатую поверхность, но только в этом случае замкнем ее с одной стороны поверхностью $s_1$, внутри тела Л, и с другой стороны — произвольным сечением трубки $s_3$. Таким образом, полученная замкнутая поверхность s состоит в этом случае из $s_1$, части трубчатой поверхности $s_0$ и сечения $s_3$ (рис. 119).

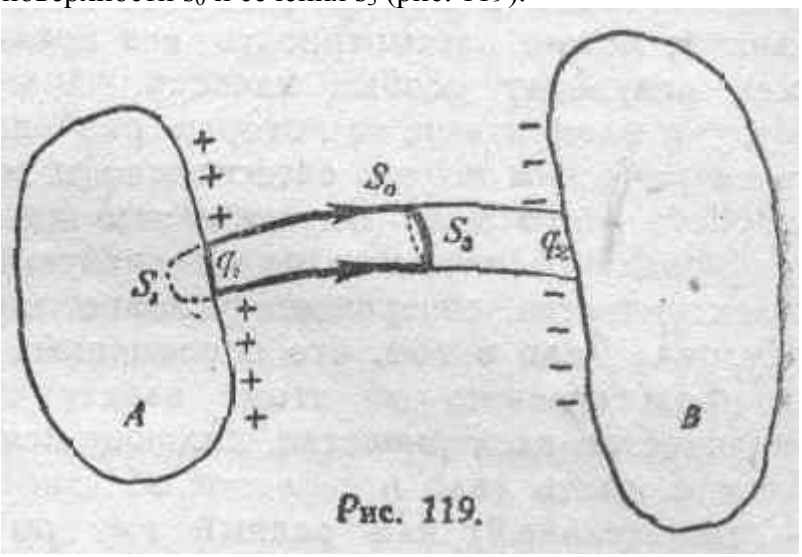


Рис. 119.

Внутри поверхности s находится заряд $q_1$. На основании теоремы Максвелла имеем:

$$\int_{s} D \cos \alpha \, ds = q_1.$$

Далее можно написать, как и в предыдущем случае:

$$\int_s D\cos\alpha\, ds = \int_{s_1} D\cos\alpha_1\, ds_1 + \int_{s_0} D\cos\alpha_0\, ds_0 + \int_{s_3} D\cos\alpha_3\, ds_3.$$

Как выше было доказано, два первых интеграла правой част» последнего равенства порознь равны нулю. На основании этого получаем:

$$\int_{s_3} D\cos\alpha_3\, ds_3 = q_1,$$

*т. е. полное электрическое смещение сквозь поперечное сечение трубки смещения есть величина, неизменная* для *всех сечений и равная заряду, находящемуся в начале трубки.* Выведенные основные свойства трубок смещения показывают, что трубки можно рассматривать как струи, вдоль которых мы должны мыслить течение электричества в процессе установления максвелловской деформации электрического смещения. Вместе с тем, вследствие тесной связи между трубками смещения и находящимися у их концов зарядами, представление о трубках смещения позволяет" очень удобно и просто установить важнейшие количественные соотношения между свойствами электрического поля и соответствующими ему электрическими зарядами, так или иначе распределенными в поле.

**§ 63. Фарадеевские трубки.**

В связи с тем, что было изложено в предыдущем параграфе об особых свойствах трубок смещения, оказывается целесообразным так подбирать размеры этих трубок, чтобы величина полного электрического смещения сквозь поперечное сечение каждой из них численно равнялась единице, т. е. чтобы они удовлетворяли условию

$$\int_s D\cos\alpha\, ds = 1, \qquad (47)$$

где s есть поперечное сечение трубки. При этом в начале и в конце трубки смещения будут находиться количества электричества, численно равные единице. Такие трубки могут быть названы *единичными трубками.* Дж. Дж. Томсон предложил называть их *фара-*



*деевскими трубками.* Итак, полное электрическое смещение сквозь любое поперечное сечение фарадеевской трубки равно единице. Из .заряда, равного единице положительного электричества (+1), исходит одна фарадеевская трубка, и на заряде, равном единице отрицательного электричества (-1), заканчивается одна фарадеевская трубка.

За положительное направление фарадеевской трубки принимается направление образующих ее линий смещения, т. е. направление от положительного заряда к отрицательному.

**§ 64. Фарадеевская трубка и количество электричества, с нею связанное.**

В дальнейшем мы будем мыслить все электрическое поле заполненным фарадеевскими трубками. Совершенно подобно тому, как это было в случае магнитного поля в отношении магнитных линий,

можно рассматривать все проявления электрического поля как результат особых качеств фарадеевских трубок. Последние, будучи элементами, на которые разбивается весь объем, занимаемый электрическим полем, естественно и должны быть носителями всех свойств этого поля. Вместе с тем возникает вопрос, в какой мере рационально связывать фарадеевскую трубку с единицей количества электричества, совершенно условно определяемой, исходя из закона Кулона. Дело в том, что современные достижения физики приводят к представлению об атоме электричества, т. е. об элементарном количестве электричества, являющемся наименьшим, с которым мы можем иметь дело в реальной обстановке. Это есть заряд электрона
(отрицательный) или равный ему по абсолютной величине заряд ядра атома водорода (положительный). Мы приходим, следовательно, к признанию того, что в природе существует *естественная единица количества электричества.* Как показывают исследования, она равна $4{,}774 \cdot 10^{-10}$ абсолютной электростатической единицы количества электричества. На основании изложенного казалось бы правильным в качестве элементарной трубки электрического смещения избрать именно такую фарадеевскую трубку, на концах которой находятся естественные единичные заряды — атомы электричества. Такого рода представление, очевидно, имеет связь с идеей о реально существующих нитеобразных элементах электрического поля, для чего некоторое основание можно усматривать в общих взглядах Фарадея на электрическое поле. Оставляя открытым вопрос о том, в какой степени представление о таких индивидуальных трубках смещения (фарадеевских трубках) может быть рассматриваемо как имеющее отношение к действительности, нельзя не отметить, что, пользуясь этим представлением, можно весьма наглядно и вполне точно описать все основные свойства электрического поля с точки зрения участия промежуточной среды, т. е. с той точки зрения, которую развивал Фарадей. Таким образом, мы считаем целесообразным в дальнейшем во всех случаях, где это оказывается полезным, прибегать к представлению о фара-



деевских трубках. При этом, однако, мы будем ассоциировать каждую такую трубку с абсолютной электростатической единицей количества электричества согласно ее формальному определению (§ 63). Это позволяет избегнуть добавочных числовых коэффициентов при выводе различных математических соотношений, характеризующих электрическое поле.

**§ 65. Вторая формулировка теоремы Максвелла.**

Так как электрическое смещение сквозь поперечное сечение фарадеевской трубки равно единице, то, следовательно, каждая такая трубка, пересекая некоторую поверхность, привносит в величину полного электрического смещения сквозь эту поверхность свою долю, численно равную единице. Таким образом, в однородном электрическом поле смещение $D$ в некоторой точке $A$ (рис. 120)

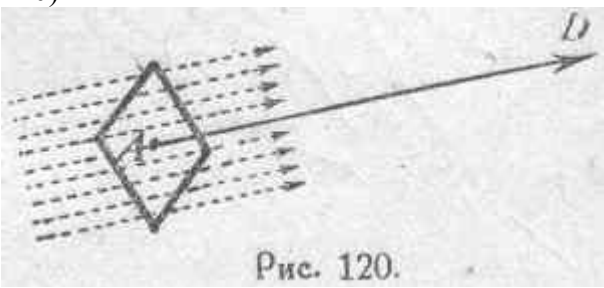


Рис. 120.

численно равно количеству фарадеевских трубок, проходящих сквозь квадратный сантиметр поверхности, нормальной к вектору $D$ (см. пунктирные линии на рис. 120). Обозначая через $N_1$ указанное количество трубок, можем поэтому написать:

$D=N_1$. (48) В случае неоднородного поля соотношение (48) примет вид:

$D=dN/ds$ (49)

где $dN$ есть количество фарадеевских трубок, проходящих сквозь элементарную площадку $ds$, нормальную к вектору $D$.

Вообще полное электрическое смещение сквозь любую поверхность выразится на основании вышеизложенного полным количеством *(N)* фарадеевских трубок, пересекающих рассматриваемую поверхность, т. е.

/ $D\cos\alpha ds=N.$ (50)

При подсчете числа *N* мы должны суммировать трубки алгебраически, другими словами, необходимо обращать внимание на то, в каком направлении они пересекают поверхность. Все фарадеевские трубки, пересекающие поверхность в направлении избранной нормали к ней, считаются положительными; трубкам же, пересекающим ее в обратном направлении, приписываем знак минус.

Пользуясь соотношением (50) и прилагая его к произвольной замкнутой поверхности, мы можем сформулировать теорему Максвелла (см. соотношение 31 в § 50) на языке фарадеевских трубок следующим образом:

$N=Q,$ (51)

209

*т. е. полное число фарадеевских трубок, пересекающих некоторую замкнутую поверхность в направлении внешней нормали, равно количеству электричества, находящегося внутри этой поверхности.*

Для пояснения новой формулировки теоремы Максвелла рассмотрим пример, представленный на рис. 121.

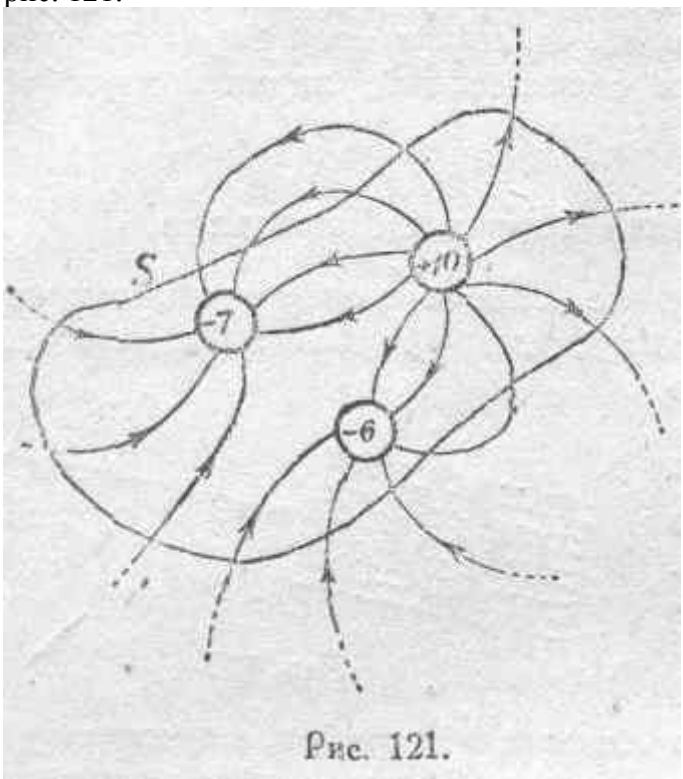


Рис. 121.

Здесь внутри замкнутой поверхности 5 представлены три наэлектризованных тела с зарядами +10, -7 и -6. Ясно, конечно, что число фарадеевских трубок, исходящих с поверхности заряженного тела или заканчивающихся на нем, в точности равно числу единиц электричества того или иного знака, составляющих заряд этого тела. Подсчитывая количество фарадеевских трубок, пересекающих данную замкнутую поверхность s в направлении внешней нормали, получаем;

N=+6-9=-3.

Полное же количество электричества, находящегося внутри 5, будет:

.Q=+10-7-6=-3,

что и показывает справедливость второй формулировки теоремы Максвелла в приложении к данному частному случаю.

**§ 66. Электризация через влияние. Теорема Фарадея.**

Так называемая электризация через влияние, т. е. возникновение электрических зарядов на нейтральном до того проводящем теле в случае поднесения его к какому-либо другому заряженному телу, представляется явлением естественно необходимым, если рассматривать его с точки зрения заполняющих электрическое поле фарадеевских трубок со всеми их свойствами. Действительно, представим себе некоторое тело А, заряженное, например, положительно (рис. 122). Во все стороны от тела *А* расходятся фарадеевские трубки. Поднесем теперь к телу *А* некоторое проводящее тело *В,* предварительно не наэлектризованное. Части фарадеевских трубок, оказавшиеся при этом внутри тела *В,* не могут сохраниться, так как электрическая упругость проводника чрезвычайно мала и непрерывно „уступает" электрической силе (см. § 47). Дело в том, что разность потенциалов, которая в первый момент будет существовать между началом и концом каждого участка фарадеевской трубки



внутри тела *В,* вызовет в нем появление уравнительных электрических токов. Токи эти будут существовать внутри проводящего тела *В* до тех пор, пока не исчезнут какие бы то ни было разности потенциалов между отдельными частями тела *В*. Тогда для всех точек его получим:

$U$=const.

При этом во всех точках внутри тела *В* будем иметь:

$E=0$ $D=0$,

т. е. деформация электрического смещения в объеме тела *В* исчезнет, и, следовательно, исчезнут в нем соответствующие части фарадеевских трубок. Джоулево тепло, развивавшееся в теле *В* под влиянием возникших в нем электрических токов, эквивалентно тому количеству энергии электрического поля, которое в начальный момент, при поднесении тела *В* к телу *А,* оказалось в объеме тела *В* в форме энергии упругой электрической деформации (§ 67).

Необходимо иметь в виду, что совершенно подобно тому, как в случае магнитного поля магнитные линии стремятся пройти через тело с большой магнитной проницаемостью, например, через кусок железа, и сгущаются в нем, так же и в случае электрического поля мы встречаемся с аналогичной картиной. Фарадеевские трубки стремятся сгуститься в теле с сравнительно большой диэлектрической постоянной. Это может быть объяснено наличием бокового распора в системе фарадеевских трубок (§ 68). Так как всякий проводник можно рассматривать как вещество с очень большой диэлектрической постоянной, то естественно, что общее расположение фарадеевских трубок в поле вокруг заряженного тела *А* претерпит некоторое изменение в связи с приближением тела *В,* и в результате получится нечто подобное тому, что изображено на рис. 122.

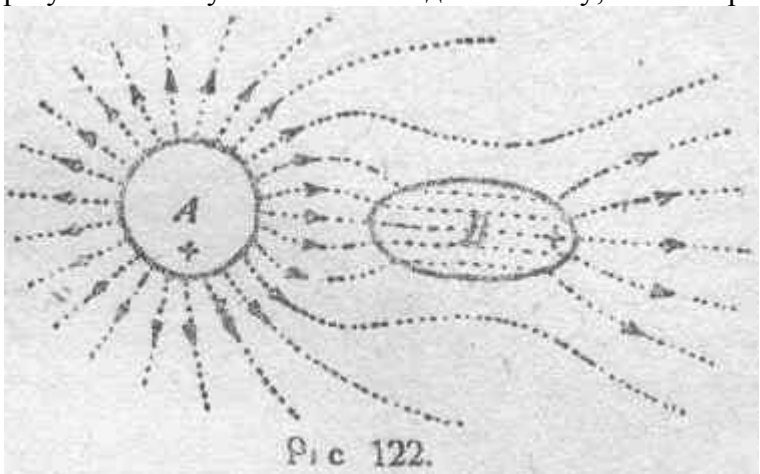


Рис 122.

Пунктиром в объеме тела *В* на рисунке 122 показаны исчезнувшие участки фарадеевских трубок. Мы видим, таким образом, что, благодаря поднесению тела *В,* некоторые из трубок, исходящих из тела *А,*

претерпели разрыв. При этом они с одной стороны заканчиваются на теле *B,* и здесь мы обнаруживаем в данном случае отрицательную электризацию, а с другой стороны они отходят от тела *B* с той части его поверхности, которая наиболее удалена от тела *A* и на которой оказывается положительная электризация. Итак, мы видим, что всегда, при поднесении к заряженному телу некоторого предварительно не наэлектризованного проводника, на



этом последнем наводится (индуктируется) электричество обоих знаков: на стороне, обращенной к заряженному телу, — всегда противоположного знака, а на другой стороне — того же знака, что и основной заряд. Вместе с тем *алгебраическая сумма наведенных зарядов обязательно равна нулю,* так как они образовались вследствие разрыва фарадеевских трубок.

Рассуждения по поводу разобранного примера (рис. 122) остаются по существу теми же и во всех других случаях электризации через влияние. В частности, мы можем подобным образом весьма просто разобраться в том, что должно иметь место в известном опыте Фарадея, когда наэлектризованное тело вносится внутрь некоторой замкнутой камеры, стенки которой сделаны из проводящего материала. Представим себе металлический изолированный сосуд *B* (рис. 123), установленный на изолирующей стойке *K.* Металлическая же крышка *B′* снабжена снизу крючком, к которому на шелковой нити, показанной на рисунке пунктиром, подвешено тело *A.* Если сосуд *B* и его крышка *B′* вначале были не наэлектризованы и если, сняв крышку, наэлектризовать где-либо на стороне тело *A,* например, положительно и затем внести его внутрь сосуда *B,* то начальная картина расположения фарадеевских трубок, связанных с телом *A,* может быть схематически представлена так, как это изображено на рис. 123.

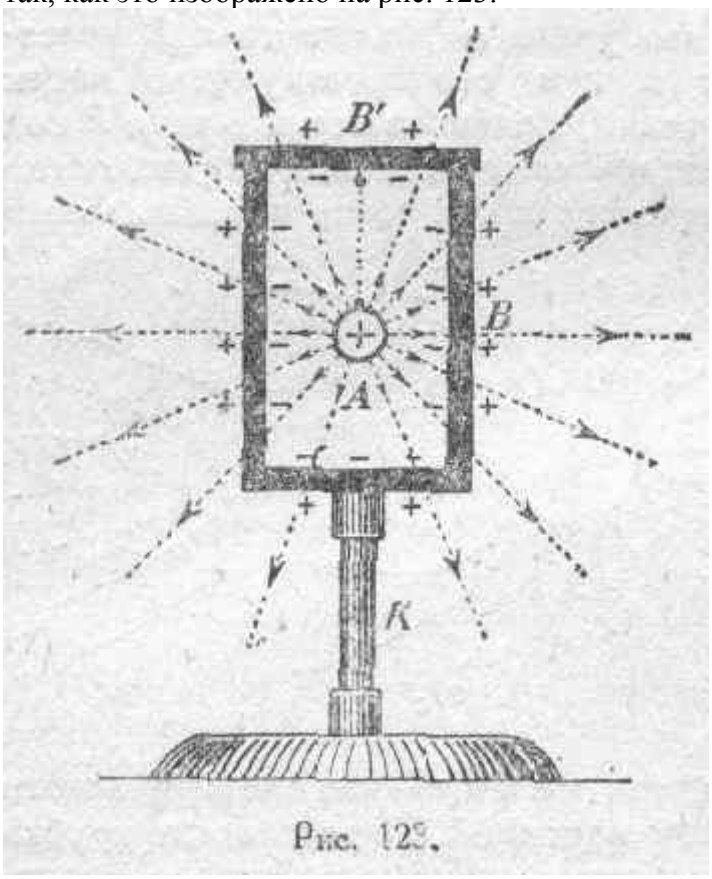


Рис. 123.

При этом *все без исключения* фарадеевские трубки будут перерезаны стенками сосуда и крышкой его. В толще стенок и крышки соответствующие участки трубок смещения исчезнут подобно тому, как это мы видели в случае рис. 122, и в результате на внутренней поверхности проводящей камеры появляется (наводится) заряд, По абсолютной величине в точности равный заряду тела *A*, но

обратного знака, а на наружной поверхности камеры—заряд и по величине и по знаку тождественный с зарядом тела *A*. Действительное окончательное распределение наведенных электрических зарядов на стенках камеры *B,* вообще говоря, будет несколько отличаться от схематически представленного на рис. 123, но количественные соотношения, к которым мы пришли, пользуясь свойствами фарадеевских трубок, всегда и неизменно сохраняют свою силу. Соотношения эти, впервые установленные Фарадеем, как результат опытного исследования, мы будем называть, по предложению О. Д. Хвольсона, *теоремой Фарадея.* В общем виде теорема Фарадея, имеющая



большое значение в учении об электрическом поле, формулируется следующим образом:

*Если произвольные наэлектризованные тела поместить внутрь проводящей замкнутой камеры, то одинаковые количества разноименных электричеств, наведенных (индуктированных) на внутренней и на внешней поверхности, камеры, равны по абсолютной величине полному количеству электричества, находящегося на введенных в камеру телах, независимо от расположения этих тел.*

**§ 67. Энергия электрического поля.**

Выше было в достаточной степени выяснено (§§ 1 и 47), что, согласно воззрениям Фарадея и Максвелла, в пространстве, в котором существует электрическое поле, среда находится в особом вынужденном состоянии. На создание этой электрической деформации среды всегда должка быть затрачена некоторая работа за счет внешнего деятеля, создающего электрическое поле. Так как в процессе создания электрического поля обычно приходится иметь дело с заряжением отдельных частей системы, т. е. с появлением на этих частях электрических зарядов того или иного знака, и так как работа перемещения какого-либо количества электричества в электрическом поле зависит от потенциалов в различных точках поля, то энергию системы наэлектризованных тел можно формально выразить в зависимости от накопленных количеств электричества и потенциалов различных частей системы, рассуждая при этом так, как будто бы эта энергия тесно связана с наэлектризованными телами. В действительности, однако, эта энергия распределена по всему объему диэлектрика, окружающего наэлектризованные тела, и это именно и есть энергия деформации диэлектрика. Максвелл доказал правильность такого толкования этого вопроса. Он показал, что выражение для энергии электрического поля, представленное в виде функции от зарядов и потенциалов всех частей системы, можно преобразовать в выражение, представляющее собою объемный интеграл, распространенный по всему электрическому полю и зависящий от величин, характеризующих электрическую деформацию среды.

Чтобы найти интересующие нас выражения для энергии электрического поля, определим прежде всего работу, которая должна быть совершена внешним деятелем для того, чтобы зарядить электризуемую систему путем надлежащих перемещений соответствующих количеств электричества,

Работа, затрачиваемая на перенесение количества электричества $dq$ из бесконечности (или из некоторого места, где потенциал равен нулю) в данную точку, потенциал которой есть $U$, будет равна, согласно определению потенциала (§ 58), $Udq$. Результатом этой операции будет увеличение заряда данной части системы на $dq$, так что, если он перед тем был равен $q$, после переноса он станет равным $q+dq$. Мы можем, таким образом, выразить работу, совер-



шаемую во время некоторого определенного изменения зарядов системы, через посредство интеграла:

$$A = \Sigma\left(\int U dq\right),$$

где суммирование (Σ) должно быть распространено на все электризуемые тела данной системы.

Если $U$ есть потенциал в данной точке, определяемый системою зарядов, которые мы можем обозначить через $\Sigma q$ и $U'$ есть потенциал в той же точке, определяемый другою системою зарядов, которую мы обозначим через $\Sigma q'$, то потенциал в данной точке, зависящий от обеих систем зарядов, существующих одновременно, будет равен $U+U'$. Таким образом, если каждый из зарядов системы изменяется в отношении $n$ к 1, потенциал в любой данной точке в системе будет также изменяться в отношении $n$ к 1.

Представим себе теперь, что процесс заряжения системы производится следующим образом. Пусть система сначала будет совершенно свободна от каких бы то ни было зарядов, и потенциалы всех точек будут равны нулю. Пусть затем различные части системы начинают заряжаться одновременно и все в одном и том же отношении к окончательному значению каждого заряда. В таком случае, если $q$ есть окончательный заряд и $U$—окончательный потенциал некоторой части системы, то величину заряда в некоторой промежуточной стадии можем обозначить через $nq$ и соответствующий потенциал — через $nU$, причем самый процесс электризации можем представить, сделав предположение, что $n$ возрастает непрерывно от 0 до 1. В то время как $n$ возрастает от $n$ до $n+dn$, любая часть системы, окончательный заряд которой есть $q$ и окончательный потенциал есть $U$, приобретает заряд, равный $qdn$, причем потенциал есть $nU$. Следовательно, работа, совершаемая в продолжение этой частичной операции, равна $qUndn$.

Таким образом, полная работа, совершаемая за время заряжения системы, будет равна:

$$A = \Sigma (qU) \int_0^1 ndn = \frac{1}{2} \Sigma qU.$$

Ясно, конечно, что величина

$$A = \frac{1}{2} \Sigma qU \qquad (52)$$

есть не что иное, как именно электрическая энергия системы, выраженная через заряды различных частей системы и их потенциалы.

Рассмотрим теперь, каким образом энергия системы наэлектризованных тел может быть представлена в виде энергии, распреде-



ленной по всему объему диэлектрика. Остановимся на некоторой фарадеевской трубке, находящейся в данном электрическом поле. Эта трубка составляет одно целое с двумя единичными зарядами, находящимися на концах трубки и учитываемыми полностью при том суммировании членов вида $qU$, о котором идет речь в только-что выведенном соотношении (52). Из общего запаса электрической энергии в рассматриваемой системе на долю каждой фарадеевской трубки должна быть отнесена именно та часть, которая определяется зарядами и потенциалами концов ее. Рассчитаем теперь эту энергию $A_p$, приписываемую одной фарадеевской трубке. Допустим, что потенциалы в начале и в конце данной трубки (рис. 124) будут равны соответственно $U_1$ и $U_2$, а, длина трубки есть $l$.

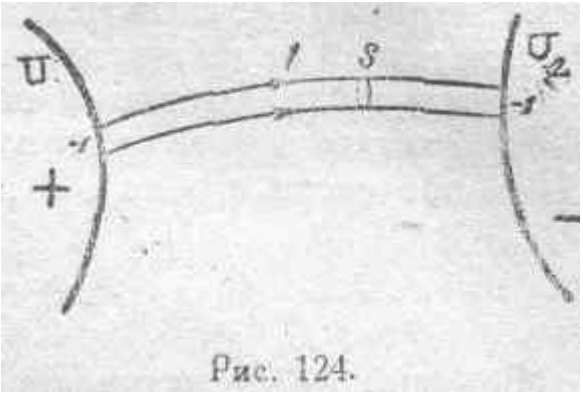


Рис. 124.

На основании (52) можем написать:

$$A_F = \frac{1}{2}[(+1)U_1 + (-1)U_2] = \frac{1}{2}(U_1 - U_2), \qquad (53)$$

*т. е. на долю каждой фарадеевской трубки приходится количество энергии, численно равное половине разности потенциалов между началом и концом трубки.*

Заменяя разность потенциалов линейным интегралом электрической силы вдоль фарадеевской трубки, получаем:

$$A_F = \frac{1}{2}\int_0^l E dl.$$

Дифференцируя это выражение по верхнему пределу, получаем количество энергии, которою обладает элемент длины фарадеевской трубки, а именно:

$$dA_F = \frac{1}{2} E dl. \qquad (54)$$

Пользуясь последним соотношением (54), мы можем прежде всего получить количество энергии *Ар,* рассчитанное на единицу длины фарадеевской трубки. Для этого делим обе части данного соотношения на *dl*. Мы получим таким путем искомую величину $A_{F''}$, которая с формальной стороны представляет собою не что иное, как производную от $A_F$ по *l*

$$A_F' = \frac{dA_F}{dl} = \frac{1}{2}E. \qquad (55)$$

Полученное соотношение гласит, что количество энергии, отнесенное к .единице длины фарадеевской трубки, численно равно



половине электрической силы в той точке поля, где находится рассматриваемый элемент длины фарадеевской трубки.

Из того же соотношения (54) мы можем еще получить, выражение для энергии электрического поля, отнесенной к единице объема диэлектрика ($A_1$). Действительно, если обозначить через s сечение фарадеевской трубки в данной точке поля, то элементарный объем участка трубки длиною *dl* представится в виде *sdl.* Количество же электрической энергии в этом объеме определяется соотношением (54). Деля обе части его на *sdl,* получим:

$$A_1 = \frac{dA_F}{sdl} = \frac{1}{2}E \cdot \frac{1}{s}.$$

Величина 1/s представляет собою, очевидно, число фарадеевских трубок, проходящих сквозь единицу поверхности уровня в данной точке, т. е. .величину электрического смещения *D.* Одним словом, можем написать (см. соотношение 48):

$$\frac{1}{s} = N_1 = D.$$

На основании этого получаем окончательно:

$$A_1 = \frac{1}{2} ED = \frac{\varepsilon}{8\pi} E^2 = \frac{2\pi}{\varepsilon} D^2. \qquad (56)$$

Полученное соотношение, данное впервые Максвеллом, представляет собою весьма важную характеристику электрического поля. Итак, количество энергии, которое мы должны приписать единице объема диэлектрика, является функцией электрической силы *E* в данной точке и электрического смещения *D,* служащего мерой величины электрической деформации среды. Это выражение энергии может быть представлено и в форме функции от диэлектрической постоянной ε, т. е. в виде явной функции от физических свойств среды.

Так как соотношение (56) представляет собою результат, непосредственно вытекающий из выражения (52), то можем, следовательно, написать:

$$A = \frac{1}{2} \Sigma qU = \frac{1}{8\pi} \int_v \varepsilon E^2 dv, \qquad (57)$$

*т. е. энергию системы наэлектризованных тел можно представить как энергию, распределенную по всему объему диэлектрика, в котором существует электрическое поле.*

**§ 68. Механические проявления электрического поля.**

Механические взаимодействия, наблюдаемые в электрическом поле между наэлектризованными телами и формально описываемые при помощи закона Кулона, могут быть объяснены, с точки зрения



Фарадея, как результат участия промежуточной среды во всех явлениях, происходящих в электрическом поле. По Фарадею, в диэлектрике, в котором вызвана электрическая деформация, существует тенденция к сокращению вдоль „линий индукции" (мы их называем линиями смещения), „сопровождаемая отталкивательными или рассеивающими силами в поперечном направлении". Пользуясь тем методом описания явлений, который мы применяли в предыдущих параграфах, мы можем сказать, следовательно, что фарадеевские трубки стремятся сократиться и при этом взаимно расталкиваются. Наличием в диэлектрике такого рода сил в полной мере объясняются все те притяжения и отталкивания, которые имеют место в системе наэлектризованных тел. В каждом частном случае, рассматривая схему расположения линий смещения или трубок смещения, не трудно сразу же определить общий характер тех движений, которые могут произойти в системе под действием электрической деформации среды.

Для того, чтобы рассчитать величину тяжения фарадеевских трубок, остановимся на случае, внешне аналогичном тому, что было принято в § 22 при рассмотрении тяжения магнитных линий. Представим себе две дисковые пластины, *A* и *B* (рис. 125), расположенные параллельно одна другой. Допустим, что эти пластины заряжены равными по абсолютной величине и противоположными по знаку зарядами.

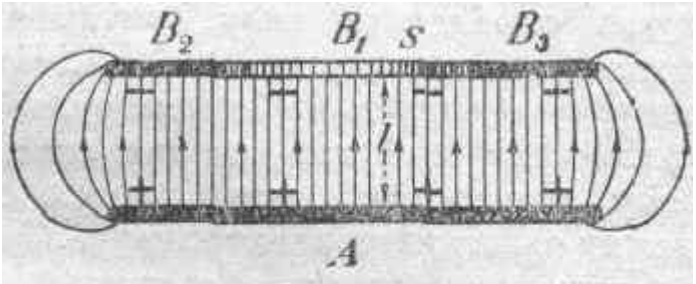


Рис. 125.

В центральной части промежутка между пластинами электрическое поле будет однородно, другими словами, фарадеевские трубки будут параллельны друг другу, и густота их будет постоянна. С целью получить возможность принимать во внимание только однородное поле, что упрощает все рассуждения, вырежем центральную часть верхнего диска, разделив его таким образом на две части: центральный диск $B_1$ *с* площадью s и окружающее его охранное кольцо $B_2B_3$. Кольцо это называется охранным ввиду того, что оно принимает на себя все неравномерности электрического поля по краям, где вследствие внутреннего распора в системе фарадеевских трубок они будут искривлены наружу. При этом предполагается, что потенциал частей $B_1$ и $B_2B_3$ один и тот же, так как они соединены, например, некоторым проводящим гибким проводником. Теперь предположим, что диск *A* и охранное кольце? $B_2B_3$ закреплены неподвижно при помощи каких-либо изолирующих частей, а диск $B_1$ может перемешаться параллельно самому себе. В таком случае продольное тяжение фарадеевских трубок, заканчивающихся на диске $B_1$, будет стремиться сблизить диски $B_1$ и *A,* т. е. уменьшить расстояние *l* между ними. Допуская, далее, что, благодаря этому, диск $B_1$, опустился вниз на *dl,* и рассуждая затем совершенно подобно тому, как это мы сделали в § 22 применительно к рис. 55, мы получим следующее выражение для силы тя-



жения $F_1$, рассчитанной на единицу поверхности поперечного сечения фарадеевских трубок:

$$F_1 = \frac{1}{2} ED = \frac{\varepsilon}{8\pi} E^2 = \frac{2\pi}{\varepsilon} D^2, \qquad (58)$$

что в точности совпадает с величиной запаса электрической энергии, отнесенной к единице объема диэлектрика (см. соотношение 36 в § 67).

Расположение отдельных частей системы, изображенное на рисунке 125, вполне соответствует тому, что впервые применено было Кельвином (В. Томсоном) в его абсолютном электрометре, позволяющем измерять разность потенциалов без предварительной градуировки этого прибора путем сравнения его с каким-либо эталонным вольтметром. Именно Кельвин ввел охранное кольцо $B_2B_3$ для того, чтобы можно было просто рассчитать разность потенциалов между *A* и *B* по силе притяжения $B_1$ к *A*. В оригинальных приборах Кельвина диск $B_1$ подвешен к одному плечу коромысла весов. Нагружая соответственным образом другое плечо, можно без труда определить силу притяжения $B_1$ к *A* при данной разности потенциалов между ними. А. А. Чернышев заключил такого рода систему в специальную камеру, в которую нагнетается воздух или какой-либо иной газ под давлением до 10 — 15 атмосфер, благодаря чему значительно затрудняется образование разрядов через газ между пластинами электрометра. Таким образом, А. А. Чернышеву удалось осуществить абсолютный электрометр, позволяющий производить измерения очень высоких напряжений, порядка сотен тысяч вольт. В виде примера приложения данных выше соотношений (58) рассмотрим количественные зависимости, которыми можно пользоваться во время измерений при помощи абсолютного электрометра. Обозначая через *F* полную силу тяжения вниз диска $B_1$ со стороны заканчивающихся на нем фарадеевских трубок, можем написать:

$$F = F_1 s = \frac{\varepsilon}{8\pi} E^2 s.$$

Ввиду однородности поля между $A$ и $B_1$ имеем:

$$U_A - U_B = \int_A^B E dl = El,$$

откуда:

$$E = \frac{U_A - U_B}{l}.$$

Подставляя это в выражение для $F$, получаем:

$$F = \frac{\varepsilon s (U_A - U_B)^2}{8\pi l^2},$$



на основании чего приходим к следующему окончательному выводу:

$$U_A - U_B = l\sqrt{\frac{8\pi F}{\varepsilon s}}$$

Если примем для воздуха ε=1, что в обычной практике вполне допустимо, то получим упрощенное численное соотношение:

$$U_A - U_B = l\sqrt{\frac{8\pi F}{s}}.$$

Выражая $F$ в динах, $l$ — в сантиметрах и s — в квадратных сантиметрах, получим измеряемую разность потенциалов в абсолютных электростатических единицах, которые легко переводятся в вольты, так как каждая такая единица равна 300 вольтам (см. § 58).

Подобное использование представления о продольном тяжении фарадеевских трубок дает возможность и во многих других случаях рассчитать силы механического взаимодействия наэлектризованных частей системы. Это производится особенно просто, когда мы имеем дело с однородным полем, как это было в разобранном случае (рис. 125).

Что касается величины поперечного распора, который имеет место в системе фарадеевских трубок, то Максвелл показал, что для равновесия элементарного объема диэлектрика необходимо, чтобы, кроме тяжений, существующих вдоль линий смещения, имело место еще и давление поперек линий смещения, выражающееся в случае пустоты, а также в случае жидких диэлектриков, совершенно подобно тому, как и продольное тяжение. Таким образом, обозначай через $F'_1$ силу поперечного распора (давления) в системе фарадеевских трубок, рассчитанную на единицу поверхности, мы можем принять для пустоты и жидких диэлектриков:

$$F_1' = \frac{\varepsilon}{8\pi} E^2$$

**§ 69. Преломление фарадеевских трубок.**

При переходе фарадеевских трубок (и вообще линий смещения) из одной диэлектрической среды в другую обычно мы имеем дело с изменением направления у самой поверхности раздела диэлектриков. Это явление и называется *преломлением.* Рассматривая преломление фарадеевских трубок формально совершенно так же, как это мы делали в параграфе 27, когда исследовали вопрос о преломлении магнитных линий, и заменяя лишь величины, характеризующие магнитное поле, соответствующими величинами, относящимися к полю электрическому, а именно: магнитную силу $H$ и магнитную индукцию $B$ — электри-

ческой силой $E$ и электрическим смещением $D$, магнитную проницаемость $\mu$ — диэлектрической постоянной $\varepsilon$, мы получим закон преломления фарадеевских трубок в следующей форме:

$$\frac{\operatorname{tg}\theta_1}{\operatorname{tg}\theta_2}=\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}, \qquad (59)$$

где $\theta_1$ и $\theta_2$ суть углы, образуемые фарадеевской трубкой в первой и во второй среде с нормалью к поверхности раздела. Если $\varepsilon_2$ будет больше $\varepsilon_1$, то очевидно, что и $\theta_2$ будет больше $\theta_1$. Физический смысл этих неравенств заключается в том, что фарадеевская трубка, переходя из среды с малой диэлектрической постоянной ($\varepsilon_1$) в среду с большей диэлектрической постоянной ($\varepsilon_2$), удаляется от нормали. Подобные случаи встречаются, если, например, фарадеевские трубки входят из воздуха в парафин, стекло, гуттаперчу и т. п. Это отклонение вызывает сгущение трубок на единицу поверхности, перпендикулярной к направлению трубок. Для иллюстрации сказанного на рис. 126 показан шар с диэлектрической постоянной, большей единицы, внесенный в однородное электрическое поле, образованное в воздухе.

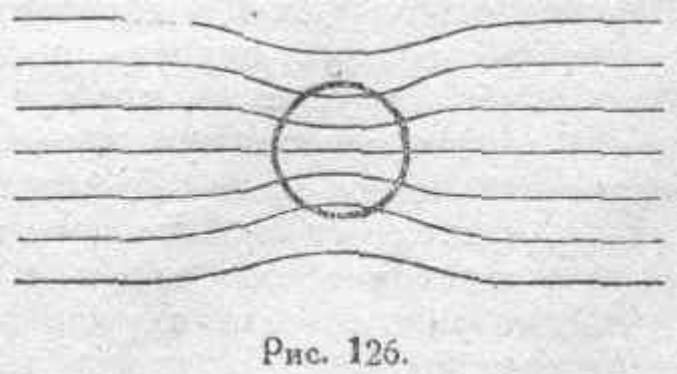


Рис. 126.

Фарадеевские трубки стремятся пройти через шар в возможно большем числе.

**§ 70. Электроемкость и диэлектрическая постоянная.**

Допустим, что потенциал какого-либо проводящего тела есть $U$, а потенциалы всех других проводников, находящихся в электрическом поле, равны нулю. В этом случае между потенциалом данного тела $U$ и его зарядом $q$ существует прямая пропорциональность, что выражается соотношением:

$$q=CU. \qquad (60)$$

Коэффициент пропорциональности С называется *электроемкостью* или просто емкостью проводника. Как это явствует из приведенного основного соотношения (60), электроемкость проводника численно измеряется величиной заряда на этом проводнике, когда его потенциал равен единице, а потенциалы всех остальных проводников; находящихся в электрическом поле, равны нулю.

Вообще говоря, емкость проводника зависит, во-первых; от геометрических условий, т. е. от размеров данного проводящего тела и других проводников в рассматриваемой системе, а также от расстояний между ними. Во-вторых, при прочих равных условиях емкость зависит от свойств среды, заполняющей пространство, где создано электрическое поле, т. е. от свойств диэлектрика.

Рассмотрим сначала случаи, когда в качестве диэлектрика мы имеем пустоту.

Мы будем иметь простейший случай емкости, если предположим, что данный проводник расположен беспредельно далеко от всех других тел. При этом емкость проводника будет определяться только его геометрическими размерами. В случае уединенного шара



(рис.127), заряд которого равен $q$, а радиус есть $r$, емкость можно легко рассчитать следующим образом.

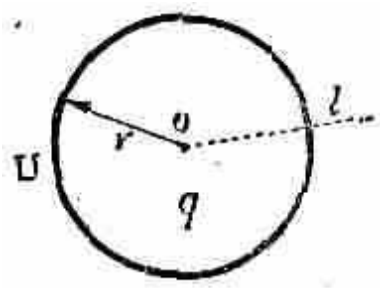



Рис. 127.

Потенциал шара выразится согласно определению (см. § 58) так:

$$U=\int_{l=r}^{l=\infty} E dl,$$

где $l$ есть радиальная линия, вдоль которой берется интеграл электрической силы от поверхности шара до бесконечности и начало которой совпадает с центром шара. Пользуясь теоремой Гаусса, не трудно показать, что электрическая сила в некоторой точке, взятой вне равномерно наэлектризованного шара, будет такова, как если бы все электричество, распределенное на шаре, было сосредоточено в его центре. Таким образом, в точке, удаленной на расстояние $l$ от центра рассматриваемого шара, будем иметь:

$$E=\frac{1}{\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{l^2},$$

и потенциал шара может быть представлен в следующем виде:

$$U=\frac{1}{\varepsilon_0}\int_{l=r}^{l=\infty}\frac{q}{l^2}dl=\frac{1}{\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r},$$

откуда получаем для уединенного шара:

$q=\varepsilon_0 rU$.

Таким образом, электроемкость шара, уединенно расположенного в пустоте, выражается так:

$C=\varepsilon_0 r$. (61)

На основании этого соотношения *за единицу емкости в абсолютной электростатической системе единиц принимается емкость уединенного* в *пустоте шара, радиус которою равен одному сантиметру.*

На практике (в особенности в радиотехнике) емкости весьма часто измеряют в подобных электростатических единицах, называя их просто *сантиметрами* в силу соотношения (61), в котором $\varepsilon_0=1$. Но, кроме того, в тех случаях, когда приходится иметь дело с большими емкостями, например, в так называемой технике сильных токов, пользуются практической электромагнитной единицей емкости, называемой *фарадой* и согласованной с другими практическими электромагнитными единицами. Связь между названными двумя единицами емкости такова:

1 фарада=$9\cdot10^{11}$ абс. эл.-стат. единиц,

1 микрофарада=$9\cdot10^{5}$ абс. эл.-стат. единиц.



Два проводника, изолированные один от другого и помещенные вблизи друг друга, образуют так называемый конденсатор. При этом, даже при сравнительно малой разности потенциалов между

проводниками, заряд на каждом из них может быть значителен. Эти два проводника могут быть расположены таким образом, что их заряды получаются равными по величине и противоположными по знаку. В таком случае *емкость конденсатора* численно измеряется величиною заряда на том или другом проводнике, когда разность потенциалов между этими проводниками равна единице. Соотношение, связывающее заряд конденсатора с разностью потенциалов на его проводниках или обкладках, совершенно подобно основному соотношению (60):

$q=C(U_1-U_2)$. (62)

Здесь коэффициент $C$ и есть емкость конденсатора. Приведенное определение емкости конденсатора вполне согласуется с данным в начале этого параграфа определением емкости проводника и в точности совпадает с ним, если потенциал одного из проводников, образующих конденсатор, примем равным нулю.

Пользуясь представлением о фарадеевских трубках, можно до некоторой степени объяснить, почему емкость данного проводника увеличивается при приближении к нему другого проводника. С этою целью обратимся сначала к рис. 123, на котором изображен заряженный шар *A,* расположенный внутри металлического сосуда *B*. Положительный заряд на внешней поверхности сосуда, не связанный с электрическим полем внутри сосуда и при установившемся состоянии системы, не имеющей никакого к нему отношения, мы можем отвести в землю, соединив сосуд с нею соответственным проводником. Обозначая через $C_1$ емкость конденсатора, образуемого шаром *A* и сосудом *B* при данном расположении их друг относительно друга, через $Q$ — заряд, находящийся на каждом из проводников, и через $U_{A'}$ и $U_{B'}$ — их потенциалы, можем написать:

$Q=C1(U_{A'}-U_{B'})$.

Разность потенциалов $U_{A'}-U_{B'}$ будем определять как линейный интеграл электрической силы, взятый между *A* и *B* вдоль горизонтального пути, являющегося при данном расположении электродов кратчайшим расстоянием между ними, т. е. имеем:

$$U_A' - U_B' = \int_A^B E' \cos\alpha \, dl.$$

Представим себе теперь, что шар *A* опущен вниз (рис. 128) благодаря, например, удлинению шелковой нити, на которой он подвешен, и при этом расстояние между шаром и дном сосуда *B* стало очень малым по сравнению с прежним. Заряд $Q$ при этом остается неизменным, но общий характер электрического поля сильно изменится вследствие перераспределения фарадеевских тру-



бок. Действительно, стремление трубок сократится, повлечет за. собою перемещение их книзу и скопление их в узком промежутке между шаром *A* и дном сосуда. Они все собрались бы здесь внизу, если бы этому не был положен известный предел со стороны бокового распора трубок. Так как вследствие неизменности заряда Q сохраняется и количество фарадеевских трубок, исходящих из A и заканчивающихся на *B,* то ясно, что сгущение трубок внизу должно сопровождаться разрежением их в других частях электрического поля внутри камеры *B,* в связи с чем уменьшится и величина электрической силы *E* там, где произойдет разрежение трубок. Таким образом, естественно должна измениться и разность потенциалов между *A* и *B*. Именно, она уменьшится. Это легко доказать, рассматривая и в данном случае эту разность потенциалов, как линейный интеграл электрической силы вдоль горизонтального же пути между *A* и *B* (как и в предыдущем случае):

$$U_A'' - U_B'' = \int_A^B E'' \cos\alpha \, dl.$$

Так как путь интегрирования *в* первом и во втором случаях один и тот же и в то же время для соответствующих точек будем

иметь
$E''<E'$,
*то,* следовательно:
$U_{A''}-U_{B''}<U_{A'}-U_{B'}$.
Обозначая емкость конденсатора во втором случае (рис. 128) через C2, имеем:
$Q=C_2(U_{A''}-U_{B''})$.

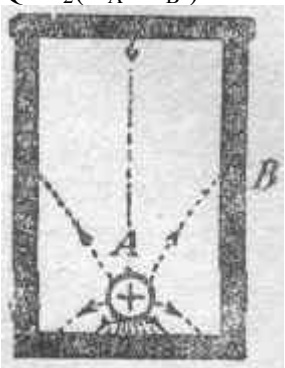


Рис. 128.

Принимая во внимание только-что указанное соотношение между разностями потенциалов в обоих случаях, получаем:
$C_2>C_1$.
Если бы во втором случае мы сообщили нашей конденсаторной системе ту же разность потенциалов, которая была вначале, то очевидно, что заряд на шаре *A* возрос бы пропорционально возрастанию емкости, и при этом увеличилось бы количество фарадеевских трубок, вмещающихся в рассматриваемой системе. Таким образом, *емкость конденсатора можно определить численно, как количество фарадеевских трубок, вмещающихся в диэлектрике конденсатора, когда разность потенциалов между его обкладками раина единице.*
Соотношения, выясненные нами при сравнении случаев, изображенных на рис. 123 и 128, и соображения, которыми мы руковод-


ствовались, сохраняют свою силу во всех случаях. При этом данное нами определение емкости, как вместимости фарадеевских трубок при единичной разности потенциалов, приложимо ко всем конденсаторам.
Выше было уже упомянуто, что величина емкости зависит от свойств среды, в которой образовано электрическое поле. Фарадей на опыте показал, что величина заряда конденсатора, между электродами или пластинами которого поддерживается постоянная разность потенциалов, зависит от природы диэлектрика, заполняющего пространство между пластинами. Если это пространство заполнено, например, серой или парафином, то заряд получается больше, чем в том случае, когда это пространство ничем не заполнено. Следовательно, при прочих равных условиях емкость конденсатора в первом случае больше, чем во втором. Особое свойство диэлектрика увеличивать ёмкость конденсатора обычно характеризуют отношением емкости C конденсатора, у которого все пространство между пластинами заполнено данным диэлектриком, к емкости $C_0$ того же конденсатора, когда между его пластинами находится пустота. Отношение это в абсолютной электростатической системе численно равно диэлектрической постоянной среды.
Эта постоянная, как мы знаем, обозначается через ε. Вообще всегда имеет место соотношение:

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}=\frac{C}{C_0},$$

на основании чего можем написать:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{C}{C_0}, \qquad (63)$$

где $\varepsilon_0$ — диэлектрическая постоянная пустоты, в абсолютной электростатической системе принимаемая равной единице.

Геометрические размеры конденсатора и диэлектрическая постоянная той среды, которая находится между пластинами или электродами, вполне определяют его емкость. В целом ряде случаев, имеющих большое практическое значение, емкость конденсатора может быть найдена путем расчета, который по существу сводится к решению задачи об определении разности потенциалов между электродами конденсатора по заданным зарядам и геометрическим размерам.

**§ 71. Свойства диэлектриков.**

В заключение настоящей главы мы дадим краткий обзор некоторых основных свойств изолирующих материалов (диэлектриков):

а) *Диэлектрическая постоянная* ε. Она является главной характеристикой изолирующей среды в отношении ее электрических свойств, определяя степень участия среды в том физическом процессе, который происходит в электрическом поле. От величины диэлектрической постоянной зависит электрическое смещение, являющееся



основной электрической деформацией среды, отражающейся на всех проявлениях электрического поля. В связи с этим диэлектрическая постоянная ε входит в формулировку закона Кулона, выражающего силы механического взаимодействия между двумя наэлектризованными телами. От величины ε зависит электроемкость и т. д. Как увидим в главе VIII, от диэлектрической постоянной среды зависит скорость распространения в ней электромагнитных возмущений. Вообще не существует ни одного явления, наблюдаемого в электрическом поле, которое не зависело бы в количественном отношении от величины ε.

В нижеследующей таблице приведены в виде примера некоторые цифры, характеризующие диэлектрическую постоянную для различных диэлектриков. Необходимо при этом иметь в виду, что промежуток времени, в течение которого твердый или жидкий диэлектрик находится в электрическом поле, имеет большое влияние на результат определения величины ε. Есть еще целый ряд других обстоятельств, осложняющих определение ε, как-то: температура, давление и т. д. Ввиду всего этого значения ε, в особенности для твердых и жидких диэлектриков, приводимые ниже, следует рассматривать как весьма приблизительные. Они относятся к атмосферному давлению и температуре, равной 20° С, и при этом даны в абсолютной электростатической системе *(для пустоты принимаем* $\varepsilon_0$=1).

| Диэлектрики | | Диэлектрическая постоянная ε | | |
|---|---|---|---|---|
| Водород | | 1,000264 | | |
| Воздух | | 1,000590 | | |
| Парафин (в зависимости от состава) | от | 1,9 | до | 2,3 |
| Бензин | около | 1,9 | | |
| Трансформаторные масла и керосин | „ | 2,2 | | |
| Эбонит (в зависимости от состава) | от | 2,0 | „ | 3,5 |
| Шеллак | около | 2,7 | | |
| Гуттаперча (в зависимости от сорта) | от | 3,0 | „ | 5,0 |
| Сера | около | 4,0 | | |
| Кварц перпендикулярно оси | „ | 4,0 | | |
| Кварц параллельно оси | „ | 4,3 | | |
| Касторовое масло | „ | 4,8 | | |
| Фарфор (в зависимости от сорта) | от | 4,5 | „ | 6,5 |
| Слюда | „ | 4,7 | „ | 7,5 |
| Миканит | „ | 4,5 | „ | 6,0 |
| Стекло | „ | 6,0 | „ | 10,0 |
| Алкоголь (этиловый) | около | 26,0 | | |
| Вода (химически чистая) | „ | 76,0 | | |

б) *Явление остаточного заряда и диэлектрическая вязкость.* Так называется явление, заключающееся в следующем. Если зарядить конденсатор, металлические обкладки которого непосредственно соприкасаются с промежуточным твердым или жидким диэлектриком, и затем разрядить этот конденсатор, соединив на короткое время его обкладки проводником, то через некоторое время обычно оказывается, что обкладки его вновь заряжены, так что его можно



вторично разрядить, опять соединив обкладки, и т. д. Этот опыт практически можно воспроизводить много раз, пока, наконец, конденсатор не разрядится окончательно. Одним словом, при первом разряде не весь заряд конденсатора разрядился. Некоторая часть сохранилась, и этот *остаточный заряд* освобождается лишь постепенно, Наблюдается и обратное явление. После заряжения конденсатора разность потенциалов между его обкладками постепенно начинает уменьшаться, если только обкладки после заряжения немедленно изолируются от всякого соприкосновения с внешним генератором электрической энергии. При этом разность потенциалов ассимптотически приближается к некоторой предельной величине. Явление это отнюдь не связано с проводимостью диэлектрика и может наблюдаться в случае наилучших изоляторов.

Максвелл рассматривал явление остаточного заряда как результат упругого последействия при электрических деформациях в диэлектрике. Он пришел к заключению, что остаточный заряд может образоваться только в том случае, если диэлектрик неоднороден. Этот вывод подтверждается позднейшими исследованиями с возможно чистыми и однородными диэлектриками. Так было найдено, что чистые кристаллы кварца почти не дают, а исландский шпат совсем не дает остаточного заряда. Так же не наблюдается это явление и в случае чистых изолирующих масел, взятых в виде однородного слоя; однако, остаточный заряд обнаруживается в случае, если диэлектрик состоит из ряда слоев различных изолирующих масел. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что сотрясения диэлектрика, когда он находится в электрическом поле, способствуют увеличению остаточного заряда. Наоборот, в процессе разряда сотрясения ускоряют освобождение скрытого заряда. Все это в высокой степени напоминает влияние сотрясений на магнитное состояние ферромагнитных материалов (см. § 39) и, повидимому, свидетельствует о том, что в процессе

образования деформации электрического смещения в диэлектрической материальной среде имеют место действительные смещения каких-то элементов материи. Весьма возможно, что к остаточной электрической деформации, как было бы правильнее назвать разбираемое явление, имеет непосредственное отношение то движение ионов в диэлектрике, которое в последнее время было предметом обстоятельного изучения со стороны А. Ф. Иоффе.

По существу, описываемое свойство остаточного заряда должно быть рассматриваемо как проявление *диэлектрической вязкости* вещества, выражающиеся в том, что величина электрического смещения *D,* соответствующая данному значению электрической силы *E,* устанавливается не сразу, а достигается лишь с течением времени, ассимптотически, в связи с какими-то задерживающими факторами, обусловливаемыми природою данного диэлектрика. В этом отношении есть много общего с магнитной вязкостью (см. § 41). Подобное сходство, повидимому, обусловливается тем, что в обоих случаях материальная среда принимает самое интимное участие в явлениях, происходящих в пространстве во время образования в нем поля



(магнитного или электрического). Существование диэлектрической вязкости является одною из основных причин тех затруднений при определении ε, о которых было выше упомянуто. Практически это свойство вязкости приводит, между прочим, к тому, что емкость обычных конденсаторов с твердыми диэлектриками уменьшается по мере повышения частоты, с которою производится перезаряжение. И это обнаруживается особенно резко в случае явно неоднородных диэлектриков. Так, например, в одном опыте Эйслера емкость конденсатора с парафинированной бумагой в случае длительного заряжения при постоянной разности потенциалов оказалась равной 2,5 микрофарады; при переменной же ЭДС с частотою в 18 периодов в секунду она упала до 2,15 микрофарады, и, наконец, при частоте в *45* периодов в секунду емкость того же конденсатора оказалась равной 2,01 микрофарады. Этот пример показывает, насколько важно при точных измерениях не упускать из вида непостоянство емкости простых конденсаторов. Только воздушные конденсаторы совершенно свободны от этого недостатка. Слюдяные конденсаторы хотя и уступают воздушным, но все же практически более или менее удовлетворительны. Для того, чтобы избегнуть неопределенности при измерении диэлектрической постоянной в по способу сравнения емкостей, нередко работают с очень высокими частотами) при применении которых достигается относительная устойчивость получаемых значений ε для данного диэлектрика.

*Диэлектрический гистерезис.* Если подвергать диэлектрик воздействию со стороны переменного электрического поля, то наблюдается некоторое нагревание диэлектрика в связи с возникающими в нем потерями энергии, обусловленными именно периодическими изменениями электрической деформации. По аналоги с тем, что мы имели в случае перемагничивания ферромагнитных материалов (см. § 33—35), Штейнметц назвал это явление *диэлектрическим гистерезисом.* Действительная природа диэлектрического гистерезиса в настоящее время еще далеко не выяснена. Можно предполагать, однако, что потери, ему приписываемые, имеют тесную связь с только-что рассмотренным явлением диэлектрической вязкости. И. И. Боргман еще в 1886 г. произвел опытное исследование тепловых потерь в диэлектрике конденсатора, возникающих в нем под влиянием периодических изменений электрического поля и пришел к заключению, что эти потери пропорциональны квадрату максимального напряжения, прилагаемого к обкладкам конденсатора. Штейнметц на основании своих собственных опытов и опытов других исследователей, пришел к заключению, что при повышенных частотах потери на диэлектрический гистерезис *на один цикл* выражаются соотношением, которое мы можем представить в следующем виде:

$A_D=kfE^2,$

где *f* есть частота и *E*—электрическая сила. В связи с этим в обычной технике переменных токов при сравнительно низких частотах практически, в огромном большинстве случаев, можно пренебречь

потерями на диэлектрический гистерезис. Но в технике высоких частот этими потерями пренебрегать, вообще говоря, совершенно невозможно, и поэтому надо с большою внимательностью относиться к выбору диэлектриков в технике высоких частот. Вопрос о показателе степени в формуле Штейнметца для потерь на диэлектрический гистерезис в последнее время подвергается некоторым сомнениям. Есть указания на то, что этот показатель в целом ряде случаев больше двух. Для характеристики потерь на диэлектрический гистерезис приводим несколько цифр, представляющих собою ватты на кубический сантиметр объема диэлектрика при 1000 периодах в секунду и при градиенте поля, равном 1000 вольт на сантиметр (по данным Александерсона):

| | | |
|---|---|---|
| Высокосортная слюда (прозрачная) | около | 0,0016 *вт* |
| Обычная слюда | „ | 0,003 „ |
| Специальное стекло Шотта | „ | 0,005 „ |
| Асбест | „ | 0,13 „ |

Приведенные цифры относятся к температуре в 20 С.

*г) Проводимость диэлектриков.* Кроме потерь на диэлектрический гистерезис, во всех обычных изолирующих материалах имеет место рассеяние энергии вследствие того, что они не являются идеальными изоляторами, но в большей или меньшей степени обладают обычной проводимостью, которую принято характеризовать обратной ей величиной *сопротивления изоляции.* В виде примера даем удельные сопротивления некоторых материалов, известных высокими изолирующими качествами. Сопротивление выражено в мегомах на *см/см*$^2$ при температуре 20°С:

| | | |
|---|---|---|
| Слюда | около | $0{,}1 \cdot 10^9$ |
| Эбонит | „ | $1{,}5 \cdot 10^9$ |
| Гуттаперча | „ | $5 \cdot 10^9$ |
| Шеллак | „ | $9 \cdot 10^9$ |
| Парафин | „ | $24 \cdot 10^9$ |

Температурный коэффициент сопротивления изоляции диэлектриков отрицателен, т. е. с повышением температуры сопротивление их падает. Таким образом, при данном напряжении в цепи ток через диэлектрик растет с повышением температуры, и вместе с тем растут и джоулевы потери в диэлектрике, что при отсутствии специальных мер предосторожности легко может привести и иногда приводит к разрушению диэлектрика.

*д) Электрическая прочность,* или прочность изолирующих материалов на пробой, является весьма существенной характеристикой этих материалов, в связи с развитием техники высоких напряжений. Во многих случаях диэлектрик нередко оказывается под воздействием сравнительно очень больших электрических сил, и, вместе с тем, деформация электрического смещения может достигать столь больших значении, что за пределом их наступает так называемый *разрывной разряд,* сопровождаемый разрушением диэлектрика в данном месте. Все это надо рассматривать в качестве результата того, что при создании деформации электрического смещения, как было уже выше указано, имеет место действитель-



ное перемещение каких-то элементов вещества диэлектрика, так что электрическая деформация сопровождается чисто механическими напряжениями в объеме диэлектрика. Существование этих напряжений Максвелл теснейшим образом связывает с тяжением вдоль линий электрического смещения или, как мы теперь выражаемся, с тяжениями фарадеевских трубок. В этом отношении интересны следующие слова Максвелла: „Электрическое тяжение в этом смысле есть тяжение в точности такого же рода и измеряемое таким же путем, как и натяжение некоторой веревки, и о диэлектрической среде, которая может выдерживать определенное тяжение и нисколько не больше,

можно сказать, что она обладает определенною прочностью совершенно в том же смысле, как мы говорим, что веревка обладает определенною прочностью". В связи со сказанным ясно, что в случае неоднородного электрического поля опасность пробоя будет больше всего в местах, где электрическая сила имеет наибольшее значение, т. е. где фарадеевские трубки наиболее густо расположены. Это обыкновенно бывает у тех частей поверхности проводников, ограничивающих диэлектрик, которые имеют вид выдающихся углов, острий и т. п. Наоборот, чем меньше кривизна поверхности проводников, тем будет однороднее электрическое поле в диэлектрике, тем равномернее будут распределены в нем электрические тяжения и связанные с ними механические напряжения. Все это будет способствовать наилучшему использованию диэлектрика как надежного изолятора. Пробой диэлектрика определяется наибольшим значением электрического смещения и, соответственно, электрической силы. Таким образом, когда в цепи действует переменная ЭДС, при рассмотрении возможности пробоя по существу необходимо принимать во внимание амплитуду напряжения.

Полное пробивное напряжение, которое может выдержать некоторый слой диэлектрика в случае однородного электрического поля и не слишком малой толщины слоя можно считать пропорциональным толщине слоя (в первом грубом приближении).

Электрическую прочность изолирующих материалов обыкновенно выражают предельным значением градиента электрического поля (в вольтах на сантиметр), при котором уже начинается пробой. Так как в настоящее время высокие напряжения применяются главным образом в технике переменных токов, то электрическую прочность часто определяют в действующих вольтах на сантиметр в предположении синусоидальной формы кривой ЭДС.

Для воздуха, в случае однородного поля при 20° С и 760 *мм* давления, электрическая прочность равна приблизительно 30 киловольтам на сантиметр. На основании этого для случая гармонически изменяющейся электрической силы, с чем мы в общем встречаемся в технике переменных токов, можно с достаточною для практики точностью принять электрическую прочность равной 21 действующему киловольту на сантиметр. При температуре *t° C* и давлении

229

*H мм,* в пределах обычных условий работы, Электрическую прочность воздуха можно представить следующим образом:

$$21\frac{H\,(273+20)}{760\,(273+t)}\ \text{д.}$$

киловольт на сантиметр.

В нижеследующей таблице приведены величины электрической прочности некоторых изолирующих материалов, применяемых в технике высоких напряжений:

| Изолирующие материалы | Электрическая прочность в действующих киловольтах на *см* |
|---|---|
| Слюда | около 600 |
| Миканит | „ 350 |
| Парафин | „ 300 |
| Стекло | „ 200 |
| Фарфор | „ 150 |
| Прессшпан | „ 120 |
| Эбонит | „ 100 |
| Трансформаторное масло | „ 90 |
| Фибра вулканизированная | „ 50 |

Как выше было указано, между толщиной изолирующего слоя и полным пробивным напряжением нет строгой пропорциональности, и потому приведенные цифры должны быть, собственно говоря,

рассматриваемы лишь в качестве ориентировочных. Чем тоньше слой диэлектрика, тем больше отступления от указанной пропорциональности. Исследованиями А. Ф. Иоффе установлено; что в случае чрезвычайно тонких слоев диэлектрика, порядка сотых и тысячных долей миллиметра, пробивное напряжение приближается к некоторому пределу и не падает при дальнейшем уменьшении толщины слоя. Следовательно, электрическая прочность очень тонких слоев диэлектрика растет. Она достигает десятков миллионов вольт на сантиметр. А. Ф. Иоффе, исходя из этих данных, предложил составлять изолирующие материалы из большого числа чрезвычайно тонких диэлектрических слоев, чередующихся в отношении диэлектрической постоянной. Таким образом, оказывается возможным изготовлять изолирующие материалы, способные выдерживать на пробой в десятки раз большие напряжения чем обычные изолирующие вещества, взятые в виде сплошного слоя. Теория тех явлений, которые обусловливают необычайно большую электрическую прочность тонких слоев диэлектрика, непосредственно связана с рассмотрением подвижных ионов, существующих в объеме диэлектрика и принимающих участие в поляризации этого последнего, когда он подвергается воздействию электрического поля.


[1]) ***Maxwell. Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. I, § 59 (в конце).***

## ГЛАВА V. Природа электрического тока.

### § 72 Общие соображения о природе тока.

В настоящей главе мы в самых общих чертах ознакомимся *с* современным состоянием вопроса о природе электрического тока. Хотя вопрос этот по существу относится к области чистой физики, однако, электрический ток представляет собою столь основное явление во всех случаях практических приложений электрической энергии, что мы считаем целесообразным остановиться на рассмотрении вопроса о том, каков вероятный механизм процесса, называемого электрическим током. Некоторое представление об этом оказывается особенно полезным, когда приходится углубиться в рассмотрение условий функционирования сложных электротехнических схем, аппаратов и машин, в частности, когда речь идет о каких-либо новых комбинациях этого рода.

Необходимо прежде всего совершенно отчетливо указать, что до настоящего времени науке еще не удалось выработать вполне законченной картины электромагнитного процесса, происходящего в цепи электрического тока. В силу отмеченной уже выше (см. §§ 45 и 57) нашей неспособности охватить электромагнитный процесс как одно целое, мы по необходимости весьма часто сосредоточиваем внимание то на одной, то на другой стороне этого сложного явления, в связи с чем и возникло несколько точек зрения на природу электрического тока. Из всего сказанного должно быть ясно, что эти различные и, на первый взгляд, как будто бы не имеющие между собою ничего общего точки зрения в действительности не противоречат одна другой и не исключают Друг друга, освещая лишь различные стороны одного и того же явления.

Задачей будущих исследователей в этой области необходимо считать именно согласование различных точек зрения на природу тока и увязку их в одно стройное целое, охватывающее все стороны электромагнитного процесса, воспринимаемого нами как электрический ток.


Кинетический характер процесса, имеющего место в цепи тока, безусловно признается всеми, и это обстоятельство является связывающим звеном между отдельными взглядами по вопросу о природе электрического тока. Кажущиеся 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 именно в движении

электричества внутри проводника, в протекании его через любое поперечное сечение проводника. Подобное представление о природе тока наложило отпечаток на всю терминологию, которою мы пользуемся при описании явлений электрического тока. Рассматриваемая точка зрения выработалась и царила безраздельно в то время, когда электричество мыслилось как самодовлеющая физическая сущность, подобная некоторой подвижной жидкости, могущей занимать определенный объем или располагаться на поверхности так называемых заряженных тел. Предполагалось, что электрическая жидкость, сосредоточенная в одном месте, может как-то взаимодействовать через пустое пространство *с* другой порцией электрической жидкости, сосредоточенной на некотором расстоянии где-либо в другом месте. Как известно, идея об электрической жидкости претерпела целую эволюцию, и в конце концов наука остановилась на признании двух самостоятельных видов электрических жидкостей, противоположных по своим свойствам (положительное и отрицательное электричество). Гипотеза об электрических жидкостях или массах в своей примитивной форме совсем не считается 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.

Со времени Фарадея обращено внимание на особенное значение промежуточной среды во всех электрических и магнитных явлениях. Стало ясно, что электрическая жидкость, электрическая масса или электрический заряд представляет собою лишь одну сторону того, что можно назвать электрическим состоянием какой-либо системы и что вообще говоря, необходимо рассматривать как неделимую совокупность, элементами которой являются электрическая деформация диэлектрика н электрические заряды. Электрический заряд, с точки зрения Фарадея и Максвелла, представляет собою не что иное, как границу особой деформации диэлектрика или, вернее сказать, центр, вокруг которого диэлектрическая среда некоторым образом деформирована. 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 массах (см. § 31). Как-раз в течение первого периода научной деятельности Фарадея был сделан ряд важных открытий, обративших всеобщее внимание на то, что происходит в пространстве вокруг проводника с током.



В 1820 году Эрстед открыл влияние тока на расположенную вблизи магнитную стрелку и Араго удалось намагнитить электрическим током железо и сталь. В том же 1820 году Ампер доложил во Французской академии наук о своих наблюдениях над действием токов на токи и магнитов на токи. В 1831 году Фарадей открыл явление электромагнитной индукции тока. Все эти открытия показали, что в пространстве вокруг проводника с током существует магнитное поле, представляющее собою неотъемлемое внешнее дополнение к тому движению электричества, которое происходит внутри проводника. С совершенною несомненностью в конце концов выяснилось, что тока, не сопровождаемого магнитным полем, никогда не бывает. Можно себе представить, что электрический ток, протекающий по некоторой замкнутой цепи, не сопровождается выделением джоулева тепла (в случае сверхпроводника), не сопровождается никакими электролитическими действиями и, вообще, не сопровождается какими бы то ни было так называемыми „внутренними" действиями, но в настоящее время нельзя себе представить электрического тока, не связанного с магнитным полем. Одним словом, ток есть явление электромагнитного характера, протекающее как внутри объема материального проводника, так и вне этого объема, где только наблюдается магнитное поле тока. Таким образом, при рассмотрении вопроса о том, где именно происходит то особое движение, которое и характеризует ток как явление кинетической природы, внимание исследователей естественно обращается также и к пространству вокруг проводника.

Максвелл, особенно обстоятельно анализировавший многие следствия, вытекающие из кинетической природы тока, и опиравшийся при этом на идеи и опыты Фарадея, между прочим, так выражается по поводу движений электромагнитного характера, которые происходят в системе (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". Сам Фарадей, относившийся с большою осторожностью к представлениям об электрическом токе, вытекающим из идеи об электрических жидкостях, склонен был видеть в проводнике, несущем ток, некоторую „ось"—„axis af power",—относительно которой как-то ориентированы электрические и магнитные силы, действующие в цепи. В высокой степени характерно, что Фарадей, открывший законы электролиза и тем самым, казалось бы, давший убедительное доказательство тому, что представление о движении электричества внутри проводника, несущего ток, имеет непосредственное отношение к действительности, все же устремляет свой взор в пространство вне проводника, когда в связи с явлениями электромагнитной индукции ищет ответа на вопрос об основных и характерных свойствах: электрического тока. В какой степени Фарадей склонен был



отвлечься от обычных представлений об электрическом токе, свидетельствуют нижеследующие его слова: „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".

Все современные движения науки об электромагнитных явлениях в полной мере подтверждают ту основную мысль, что в явлении электрического тока кинетический процесс не ограничен объемом проводника с током, но происходит и в пространстве, его окружающем. Даже более того, можно считать за достоверное, что в процессе передачи электрической энергии по проводам первенствующую роль играет то движение, которое имеет место в диэлектрике, окружающем проводник. Передаваемая энергия течет вдоль проводов, но не внутри проводов, а именно через диэлектрик вне проводов. То движение электричества, которое при этом несомненно имеет место внутри проводников и которое имеет самую тесную связь с электромагнитным процессом в целом, в отношении передачи электрической энергии, повндимому, само по себе не играет никакой роли.

В нижеследующих параграфах мы остановимся несколько подробнее на тех отчасти достоверных, отчасти предполагаемых движениях, которые имеют место внутри проводника с током, а также вне его, и которые в целом составляют один, по существу неделимый, электрокинетический процесс.

***[1]) Faraday, Experimental Researches in Electricity, § 3303.***

***[1]) Maxwell, Treatise on El. and Magn., Vol. II, § 572.***

***[2]) Faraday, Experimental Researches in Electricity, §§ 517, 1642, 3269.***

**§ 73. Движение электричества внутри проводников.**

Шестьдесят лет тому назад, говоря об электрическом токе как о явлении кинетического характера, Максвелл не мог не отметить того обстоятельства, что он ничего больше не в состоянии сказать о природе тока. Между прочим, он говорит в одном месте: „Что касается скорости электрического тока, то мы уже показали, что ничего не знаем относительно этого: она может быть равною одной десятой дюйма в час или ста тысячам миль в секунду. Во всяком случае, мы настолько далеки от знания абсолютной величины этой скорости, что мы даже не осведомлены о том, представляет ли собою то, что мы называем положительным направлением тока, действительное направление движения или наоборот".

Так обстояло дело шестьдесят лет тому назад. В настоящее время мы имеем возможность утверждать, что кое-что известно о характере того движения, которое происходит в цепи электрического тока. Есть полное основание думать, что действительное движение внутри металлического проводника при прохождении по нему электрического тока совершается в направлении, обратном тому, которое условно принимается за положительное. С современной точки зрения, в данном случае мы имеем дело с движением

электронов, т. е. атомов отрицательного электричества. Положительное электричество в явлении металлической проводимости, повидимому, активного участия не принимает. При прохождении же электрического тока через электролиты в процессе тока принимают участие и отрицательные и положительные ионы, являющиеся более или менее сложными комбинациями атомов вещества. Полный ток слагается, если можно так выразиться, из двух токов — положительного и отрицательного электричеств, текущих одно навстречу другому. При прохождении электрического тока через газообразную среду, кроме тяжелых положительных и отрицательных ионов, в числе носителей электричества присутствуют еще и электроны (см. гл.VI). Наконец, в случае электрического тока сквозь пространство, в совершенстве освобожденное от присутствия газа, мы опять можем иметь дело только с движущимися электронами. Что касается средней скорости движения электронов и ионов в различных случаях тока, то она, в зависимости от условий, колеблется в пределах от малых долей миллиметра в секунду до многих тысяч километров в секунду.

Описание процесса электрического тока с точки зрения движения электричества внутри проводника, хотя и не является исчерпывающим, как это видно из предыдущего параграфа, во всяком случае в количественном отношении приводит к совершенно точным результатам. Это обстоятельство особенно ценно в том отношении, что другая сторона электромагнитного процесса имеющего место в цепи тока, именно магнитное поле тока, количественно же тесно связана с силой тока, определяемой как скорость протекания электричества через поперечное сечение проводника. Действительно в § 17 главы I было выведено соотношение (10), связывающее линейный интеграл магнитной силы вдоль произвольного замкнутого контура с полной силой тока, протекающего сквозь данный контур, т. е.:

$$\oint H \cos \alpha \, dl = 4\pi I,$$

где

$$I = \frac{dq}{dt}.$$

Итак, в смысле количественного описания явлений электрического тока практически безразлично, будем ли мы говорить о движении электричества, или о магнитном поле тока.

Как известно, условия протекания электричества по проводнику зависят от приложенной электродвижущей силы и от свойства данного проводника. В настоящее время учение о прохождении электрического тока через электролиты и через газы имеет весьма совершенный характер, ибо в этих случаях нередко есть возможность опытным путем наблюдать движение ионов и электронов и, таким образом, контролировать различные теоретические выводы. Такого рода контроль в значительной степени затруднен в случае металлических проводников. Теория так называемой металлической проводимости еще не обладает законченностью. Тем не менее,



однако, уже есть полная возможность обосновать законы Ома, Кирхгофа и Джоуля с точки зрения движения электронов в металлическом проводнике. Что же касается сверхпроводимости, то, повидимому, объяснение ее выходит за пределы современной электронной теории, не учитывающей физических процессов, происходящих вне проводника.

***[2]) Maxwell, Treatise on El. and Magn., Vol II, § 569.***

## § 74. Участие электрического поля в процессе электрического тока.

Основная мысль Фарадея относительно роли проводника, по которому течет ток, заключается, как было отмечено в предыдущем параграфе, в том, что проводник служит своего рода осью, вокруг которой надлежащим образом ориентированы электрические и магнитные силы. Развивая эту мысль дальше, Пойнтинг и Дж. Дж. Томсон остановились на предположении, что в процессе электрического тока главное значение имеют силы электрического характера, т. е. электрическое поле. Исходя из этого предположения, они разработали весьма стройную схему того кинетического процесса, который мы можем мыслить в пространстве, окружающем проводник с током. В тех случаях, когда в данной цепи или вообще в данной системе мы встречаемся с ясно выраженными электрическими зарядами и с электрическим полем, с ними связанным, схема Пойнтинга и Дж. Дж. Томсона весьма удобна и проста.

В виде первого примера рассмотрим случай возникновения электрического тока в проводнике, соединяющем два противоположно заряженных тела, *A* и *B* (рис. 129).

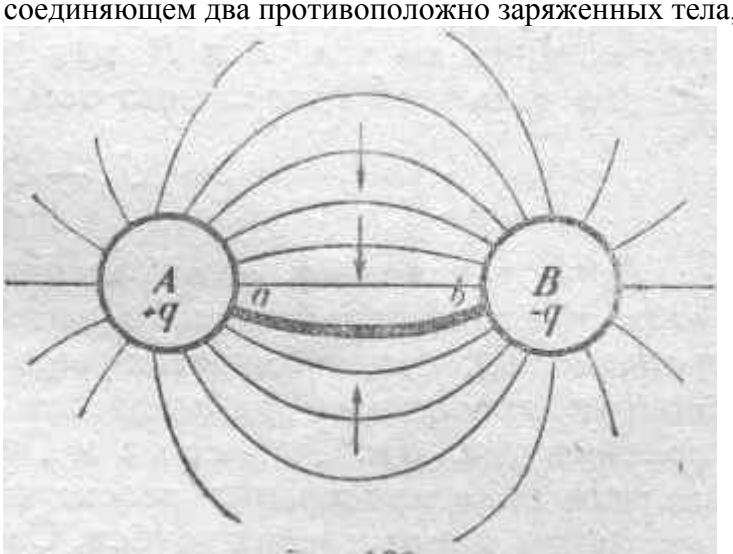


Рис. 129.

Допустим, что эти тела заряжены одинаковыми количествами электричества обратных знаков, так что на теле *A* находится заряд $+q$, а на теле *B* — заряд $-q$. В пространстве, окружающем заряженные тела, мы будем иметь электрическое поле. Все фарадеевские трубки этого поля начинаются на теле *A* и заканчиваются на теле *B*. Система обладает определенным запасом энергии в виде энергии электрической деформации диэлектрика. Этот запас выражается, как известно, интегралом: $^1/_2 \int ED dv$, причем интегрирование распространено по всему пространству, где только существуют фарадеевские трубки рассматриваемой системы. Эта система, очевидно, пребывает в состоянии электрического равновесия до тех пор, пока тела *A* и *B* в достаточной степени изолированы и пока сила электрической упругости диэлектрика (см. § 47) вполне уравновешивает силу, которая создает в этой среде деформацию. Заметим еще, что носителями энергии в рассматриваемом случае, согласно теории Пойнтинга и Дж. Дж. Томсона, будут фарадеевские трубки, и система в целом не изменит своего состояния, пока будет сохраняться устойчивое равновесие всей совокупности фарадеевских трубок в электрическом поле.

Соединим теперь тела *A* и *B* металлическим проводником *ab*, идущим от тела *A к* телу *B* вдоль некоторой силовой линии, одно-



временно являющейся и осью соответствующей фарадеевской трубки. Пойнтинг доказал математически, что в этом случае геометрические формы поля не нарушаются. Но в системе произойдут существенные изменения вследствие нарушения бывшего до того равновесия. Новым фактором в электрическом поле является пространство в объеме проводника *ab*. Действительно, электрическая упругость металла ничтожно мала, и она не может уравновешивать силу, производящую деформацию, т. е. электрическую силу *E* (см. § 47). Благодаря этому электрическое

смещение в объеме проводника исчезнет. Другими словами, должны будут исчезнуть фарадеевские трубки, оказавшиеся внутри объема, занимаемого проводником. Энергия электрической деформации, однако, исчезнуть не может, хотя бы носители ее — фарадеевские трубки — и исчезли. Эта энергия перейдет только в другую форму. Она превращается в тепло путем некоторого процесса, сопровождающегося приращением кинетической энергии молекул вещества проводника *ab.* Описываемый процесс исчезновения деформации называют „расслаблением деформации", или „реляксацией". В материальных системах мы часто встречаемся с подобным же явлением реляксации. Всем, например, известна в этом отношении смола, называемая сапожным варом. Это — твердое тело, в котором, несомненно, можно вызвать упругую деформацию, но только на очень короткий промежуток времени. Подобная деформация, как таковая, скоро исчезает вследствие малой способности вара упруго сопротивляться внешней деформирующей силе. Он уступает ей, течет.

После исчезновения фарадеевских трубок в объеме проводника *ab* процесс, однако, не закончится. Фарадеевские трубки, как известно (см. § 68), производят друг на друга боковое давление, или, другими словами, между ними существует боковой распор. Если в одной части электрического поля исчезнут фарадеевские трубки, то вследствие того, что боковой распор трубок, извне прилегающих к этой части пространства, не будет ничем уравновешиваться, в рассматриваемой системе равновесное состояние окажется нарушенным. Неуравновешенный распор фарадеевских трубок заставит их двигаться поперек их длины по направлению к части пространства, свободной от трубок. Поэтому фарадеевские трубки, находящиеся вне проводника *ab,* войдут в него извне и вновь заполнят его объем. За этим последует повторение только-что рассмотренного процесса реляксации электрической деформации в объеме проводника *ab* и т. д. и т. д. Таким образом, в пространстве вокруг проводника *ab* возникает движение фарадеевских трубок



по направлению к проводнику, как показано стрелками на рис. 129, и одновременно с этим будет происходить поглощение трубок проводником, сопровождающееся их реляксацией, т. е. исчезновением. Появление новых трубок в проводнике будет иметь следствием непрерывное возобновление деформация электрического смещения через любое поперечное сечение проводника, что эквивалентно непрерывному течению электричества по проводнику. И если в одну секунду внутрь проводника войдет $N$ фарадеевских трубок, то в то же время через поперечное сечение его протечет $N$ единиц электричества, ибо электрическое смещение сквозь поперечное сечение каждой фарадеевской трубки равно единице.

Процесс перемещения фарадеевских трубок и непрерывного поглощения их проводником *ab* будет продолжаться до тех пор, пока не иссякнет запас трубок в данной системе, т. е. пока вся энергия электрического поля не превратится в тепло, нагревающее проводник. Результатом исчезания фарадеевских трубок является то, что потенциалы тел $A$ и $B$ между собою уравниваются, в конце концов делаются совершенно тождественными, и мы имеем:

$U_A$-$U_B$=0.

Опыт показывает, что рассматриваемый процесс исчезновения электрического поля, помимо выделения теплоты в веществе проводника *ab,* сопровождается еще весьма характерным явлением: вокруг проводника наблюдается магнитное поле. Согласно воззрениям Дж. Дж. Томсона и Пойнтинга, представление о магнитном поле необходимо рассматривать как наш способ восприятия движения фарадеевских трубок. Согласно этой теории, фарадеевские трубки, перемещающиеся перпендикулярно своей длине, производят действия, обычно нами приписываемые особому состоянию среды, так называемому магнитному состоянию. При этом направление возникающего „магнитного поля", т. е. направление, характеризующее добавочное свойство среды, составляет прямой угол с направлением самих фарадеевских трубок и направлением их перемещения.

Представим себе теперь, что общая обстановка схемы, только-что нами рассмотренной и изображенной на рис. 129, будет дополнена в том отношении, что к телам $A$ и $B$ извне будут непрерывно подводиться новые электрические заряды и связанные с ними новые фарадеевские трубки, по

мере того, как проводник *ab* будет поглощать запас энергии электрического поля системы, превращая его в тепло. В таком случае течение электричества в проводнике *ab,* сопровождаемое описанным выше движением фарадеевских трубок в пространстве вокруг проводника, может продолжаться неопределенно долго.

По Пойнтингу и Дж. Дж. Томсону, во всех генераторах или источниках электрической энергии происходит какой-то внутренний процесс, в результате которого возникают фарадеевские трубки, идущие изнутри источника и обусловливающие между зажимами генератора некоторую определенную разность потенциалов. Иными



словами, зажимы генератора играют для внешней цепи ту же роль, что и заряженные тела *A* и *B* в только-что разобранном случае (рис. 129).

В качестве более сложного примера того, как с точки зрения Пойнтинга и Дж. Дж. Томсона можно понимать механизм электрического тока, остановимся на схеме передачи электрической энергии от некоторого генератора, скажем, от батареи аккумуляторов, по проводникам *AA′* и *BB′* к приемнику электрической энергии *A′B′,* который можем в простейшем случае представить себе в виде какого-либо полезного сопротивления *R* (рис. 130). Образующиеся в генераторе фарадеевские трубки, изображенные на рисунке тонкими сплошными линиями, под влиянием бокового распора распространяются по окружающему пространству, опираясь своими концами на проводники (+ и -), которые идут от зажимов *A* и *B*.. Направление движения фарадеевских трубок показано большой стрелкой (от генератора к приемнику). Провода *AA′* и *BB′* являются при этом как бы направляющими для движущихся трубок. При движении трубки отдают часть своей энергии этим направляющим,, что осуществляется поглощением конечных участков трубок веществом проводника. В связи с этим разность потенциалов между концами каждой фарадеевской трубки уменьшается по мере удаления от генератора. И, наконец, дошедшие до приемника *R* участки фарадеевских трубок поглощаются им и обусловливают выделение в нем эквивалентного количества энергии в какой-либо иной форме (не электрической). Сказанное очень хорошо иллюстрируется, по Пойнтингу, путем построения системы равнопотенциальных поверхностей, которые на рис. 130 показаны пунктирными линиями (в сечении плоскости рисунка).

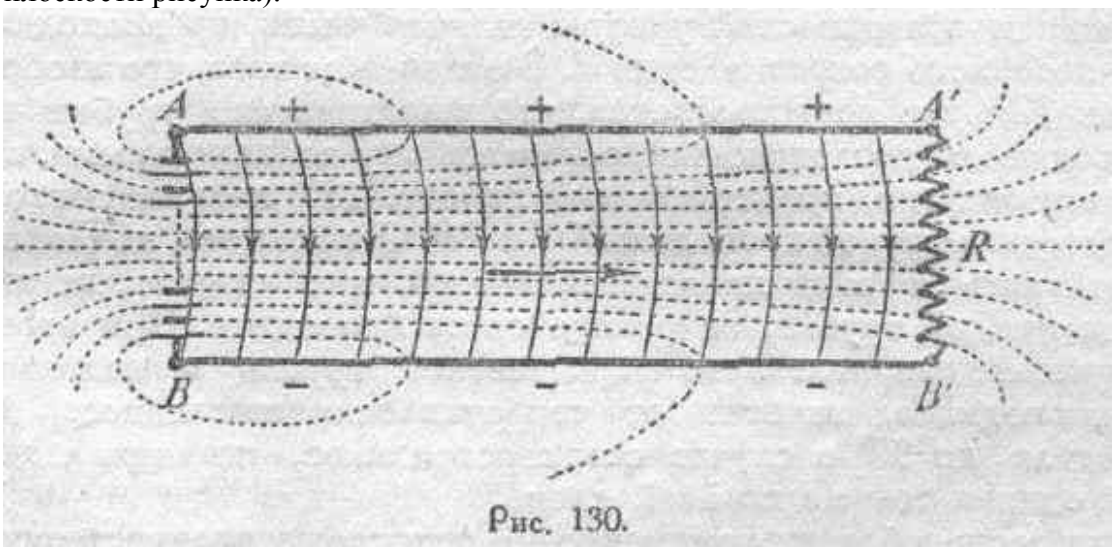


Рис. 130.

Если при этом построение данных поверхностей произвести с таким расчетом, чтобы разность потенциалов между двумя соседними равнопотенциальными поверхностями была некоторой постоянной для данного случая величиной, то из рассматриваемого схематического рисунка можно вывести некоторые количественные заключения. Действительно, количество электрической энергии, которою обладает данный участок фарадеевской трубки, численно равно (см. § 67) половине разности потенциалов

239

между концами этого участка, т. е. $^1/_2(U_1-U_2)$. Следовательно, построенная указанным выше способом система равнопотенциальных поверхностей разбивает все фарадеевские трубки на ячейки, каждая из которых является носительницей одного и того же количества электрической энергии. Условия экономичности передачи энергии вдоль проводов *AA′* и *BB′* требуют, чтобы между генератором* и приемником расходовалось возможно меньше энергии. С рассматриваемой точки зрения это означает, что провода *AA′* и *BB′* должны поглощать возможно меньшее количество вышеупомянутых ячеек равной анергии, и возможно большее количество этих ячеек должно доходить до приемника *R*. Отсюда вытекает требование, чтобы равно-потенциальные поверхности в возможно большем количестве пересекали полезное сопротивление и чтобы таких пересечений приходилось как можно меньше на долю проводов, передающих энергию, т. е. чтобы падение напряжения в этих проводах было возможно меньше. На рис. 130 это иллюстрируется соответствующим расположением поверхностей уровня: главная часть их приходится на долю полезного сопротивления *R*. В отличие от того, что изображено на рис. 129, где предполагается, что фарадеевские трубки входят в проводник их поглощающий, оставаясь ему параллельными, в схеме передачи энергии, представленной на рис. 130, процесс поглощения фарадеевских трубок проводами *AA′* и *BB′* необходимо, по Пойнтингу, представлять в виде последовательного, так сказать, втягивания концов каждой трубки, опирающейся на проводник. При этом угол, образуемый направлением фарадеевской трубки и направлением оси проводника, зависит от сопротивления последнего, доходя в пределе до 90° в случае сверхпроводников, потенциал которых будет один и тот же по всей длине.

Интересно обратить внимание на некоторые количественные соотношения, характеризующие рассматриваемую электрическую цепь с точки зрения энергетической. Допустим, что режим электрического тока в цепи вполне установился, т. е. что по ней протекает строго постоянный ток. Этот режим можно понимать, как состояние установившегося равновесия в системе: ежесекундно вся внешняя цепь в целом поглощает ровно столько фарадеевских трубок, сколько их вырабатывает генератор, в данном случае аккумуляторная батарея *AB,* Положим, что цепь поглощает *N* фарадеевских трубок в секунду. Как это явствует из предыдущего, число *N* определяет собою количество электричества, протекающего в одну секунду через поперечное сечение цепи, т. е. это именно и есть мера силы тока. Поэтому в данном случае можем написать:

$i=dq/dt=N.$

Обозначая через $U_A$-$U_B$ разность потенциалов между зажимами *A* и *B,* получаем для мощности, расходуемой во внешней цепи, следующее выражение:

$P=(U_A-U_B)i=(U_A-U_B)N.$

240

Следовательно, каждая фарадеевская трубка, поглощаемая внешнею цепью, отдает ей количество энергии, равное $(U_A-U_B)$ эргов, если мы все величины выражаем в абсолютной системе. В то же время мы знаем, что каждая фарадеевская трубка, в силу связанной с ней электрической деформации, является носительницей энергии, и это количество энергии есть $^1/_2\ (U_A\ -U_B)$ эргов. Таким образом, из всей энергии, вносимой фарадеевской трубкой в объем поглощающего её проводника, только половина может быть объяснена тем запасом энергии, который присущ каждой трубке в силу электрической деформации среды. Согласно теории Пойнтинга, другая половина этой энергии есть энергия движения фарадеевских трубок, обычно нами воспринимаемая как энергия магнитного поля. Это находится в полном соответствии с упомянутой уже выше идеей Пойнтинга и Дж. Дж. Томсона, что представление о магнитном поле и есть лишь форма восприятия нами движения фарадеевских трубок. Подробнее об этом существовании электрического и магнитного поля в электромагнитных процессах мы будем говорить в главе VIII— „Движение электромагнитной энергии". Здесь ограничимся лишь констатированием того факта, что во всяком пространстве, через которое

распространяется электромагнитная энергия, всегда обнаруживаются как электрическое, так и магнитное поле.

Итак, мы познакомились с точкой зрения Пойнтинга и Дж,, Дж. Томсона на механизм того процесса, который происходит в пространстве, окружающем проводник с током. Однако, как ни изящна сама по себе основная картина движения фарадеевских трубок, предположенная и развитая ими, есть целый ряд случаев, когда этой картиной никак удовлетвориться нельзя. Так, например, электромагнитную индукцию тока чрезвычайно трудно представить себе с точки зрения движения фарадеевских трубок, в особенности в простейшем случае движения проводника поперек магнитного поля, скажем, постоянного магнита. Не менее трудно постигнуть о этой точки зрения и само постоянное магнитное поле в случае, когда в нем не наблюдается никаких электрических сил, как это и будет в поле постоянного магнита. Попытки Дж. Дж. Томсона нарисовать схему механизма явления во всех этих случаях приводят к слишком сложным и маловероятным построениям, основанным на допущении, что мы можем одновременно иметь в пространстве две системы фарадеевских трубок, противоположно направленных, налагающихся одна на другую и двигающихся по противоположным направлениям.

Обратимся еще к случаю постоянного тока в цепи, изображенной на рис. 130. Представим себе, что где-либо вблизи проводника расположено некоторое проводящее тело, например, металлический шар. Ради простоты допустим, что магнитная проницаемость вещества шара равна единице. Внесение этого проводящего шара в электромагнитное поле тока ни в малейшей степени не изменит характера магнитного поля в пространстве вокруг проводника с током. И в то же время совершенно несомненно, что в случае постоянного тока, протекающего по рассматриваемой цепи, внутри металлического



шара исчезнет электрическое поле. В объеме проводящего шара не будет ни электрического поля, ни фарадеевских трубок. Если продолжать стоять на точке зрения Пойнтинга и Дж. Дж. Томсона, то надо допустить, что вне шара продолжается прежнее движение фарадеевских трубок. Совершенно невозможно допустить, чтобы в объеме шара появились добавочные трубки, противоположно направленные и двигающиеся в противоположную сторону. Вообще, отсутствие электрического поля вокруг проводника с током может быть констатировано в целом ряде случаев, и все происходит так, как будто бы наличие этого поля не является характерным признаком процесса, происходящего вокруг проводника *с током.*

Полное отсутствие электрического поля во всех точках пространства, окружающего проводник с током, может быть констатировано в случае тока, индуктированного в некоторой сверхпроводящей цепи, не заключающей в себе никаких частей, поглощающих электромагнитную энергию. По этой цепи будет протекать постоянный ток. Магнитное поле его будет неизменно. Потенциал всех точек сверхпроводящего контура будет один и тот же. В поле тока в этом случае не может быть никаких электрических сил. В связи с этим отметим, что в рассматриваемом случае в цепи тока нет никакого поглощения электромагнитной энергии. Запас этой энергии,
равный $1/_2Li^2$ и представляющий собою энергию магнитного поля
тока (см. § 21), остается неизменным и недвижимым. *Повидимому, электрическое поле вокруг проводника с током сопутствует магнитному полю только в тех случаях, когда в цепи вдоль проводника движется электромагнитная энергия.* В то же время магнитное поле есть совершенно неотъемлемый и безусловно всегда наблюдаемый признак того кинетического процесса, который мы называем электрическим током. На основании всего изложенного представляется более соответствующим основным , свойствам тока, строить вероятную схему механизма электрического тока, исходя из магнитного поля как первичного явления. Рассмотрению этого вопроса посвящен следующий параграф. В заключение же настоящего параграфа мы, однако, считаем долгом отметить несомненную простоту схем Пойнтинга и Дж. Дж. Томсона в тех случаях, когда мы встречаемся в процессе электрического тока с ясно выраженными зарядами как, например, в случае прохождения

тока через газы и электролиты. Оставляя поэтому открытым вопрос о степени отношения этих схем к действительности, мы считаем все же весьма полезным применение их в указанных случаях, тем более, что получаемые таким путем количественные результаты, насколько об этом можно судить, вполне справедливы.

**§ 75. Участие магнитного поля в процессе электрического тока.**

Представление о механизме того процесса, который происходит в пространстве вокруг проводника с током и который органически связан с магнитным полем, можно получить из картины преобразо-



ваний основного магнитного потока в связи с „перерезыванием" его движущимся проводником, входящим в состав замкнутой электрической цепи. Общая схема этих преобразований была нами рассмотрена в § 11. Как было разъяснено в § 12, есть основание полагать, что в процессе электромагнитной индукции на контур замкнутой проводящей цепи нанизываются свободные магнитные звенья, отделяющиеся от основного магнитного потока в результате деформирования его движущимся проводником. Остановимся теперь на вопросе: что же собою представляют эти свободные магнитные звенья и что с ними в конце концов происходит? В случае, когда рассматриваемый контур обладает конечным электрическим сопротивлением, индуктированный ток после прекращения изменений внешнего магнитного потока вскоре, как известно, прекратится в соответствии с соотношением

$$i = Ie^{-\frac{r}{L}t}.$$

Если $r$ достаточно велико, убывание силы тока идет быстро. Но по мере уменьшения $m$ убывание силы тока происходит все медленнее и медленнее, и в пределе при

$r=0$,

т. е. для сверхпроводника (в настоящее время на опыте осуществленного) будем иметь

$$i = I = \text{const}.$$

Другими словами, ток, однажды индуктированный в некотором ссерхпроводящем контуре, благодаря изменению внешнего магнитного потока, сохраняется неизменным при полном отсутствии ЭДС в контуре Простой подсчет для данного случая показывает (см. § 28 и продолжение настоящего параграфа), что поток самоиндукции, связанный с этим током, *в точности* равен изменению числа сцеплений внешнего магнитного потока с данным сверхпроводящим контуром, т. е. числу нанизанных магнитных звеньев. Так как далее энергия потока самоиндукции, связанного с рассматриваемым сверхпроводящим контуром, опять-таки в точности равна работе, произведенной при нанизывании звеньев, то совершенно естественно предположить, что совокупность этих нанизанных в процессе электромагнитной индукции звеньев и образует именно поток самоиндукции. Но поток самоиндукция теснейшим образом связан с самим током, прямо ему пропорционален и, по существу, совершенно неотъемлем от тока, являясь лишь формой его восприятия в связи с тем, что мы имеем дело с пространством, окружающим проводник с током. Таким образом, мы имеем основание отождествлять возникновение электрического тока в некотором замкнутом контуре с нанизыванием магнитных звеньев на этот контур. Дальнейшая эволюция этой мысли связана с тем обстоятельством, что энергию тока, как некоторого кинетического процесса, т. е. электрокине-



тическую энергию тока $^1/_2Li^2$ (см. § 28), мы можем определить как энергию магнитного поля тока, при вычислении которой математическую операцию интегрирования необходимо распространить на весь объем, где только имеет место магнитное поле тока (см. § 21). При таком способе определения величины электрокинетической энергии тока все происходит так, как будто бы движение электричества (электронов, ионов) внутри проводника само по себе ничего не приносит в отношении этой энергии. Даже в том случае, когда при вычислении

электрокинетической энергии тока мы формально говорим о движении электричества внутри проводника, т. е. когда вычисляется полупроизведение квадрата силы тока на коэффициент самоиндукции ($^1/_2Li^2$), по существу мы и тут обращаемся к пространству вне проводника, ибо коэффициент самоиндукции характеризует цепь тока в отношении условий, имеющих место именно вне проводника, а не внутри его. *Мы никак не можем вычислить электрокинетическую энергию тока, оперируя только с тем, что происходит внутри проводника, т. е. имея дело с движущимся электричеством, как таковым, и с объемом самого проводника.* Обратно же, как указано выше, не только возможно, но именно *лишь оперируя с тем, что вне проводника, мы и получаем величину электрокинетической энергии.* Таким образом, приходится признать, что магнитные звенья, нанизанные на проводящий контур, являются носителями всей электрокинетической энергии тока. Другими словами, основной энергетический процесс в цепи тока органически связан с существованием магнитных звеньев. Если теперь отрешиться от чисто формальных построений, которые можно было бы привести для объяснения вышеизложенного, и попытаться найти простейшую схему вероятного механизма самого тока, то мы неминуемо должны считаться со всем тем, что было сказано о магнитных звеньях, и признать за ними доминирующую роль в процессе электрического тока. С этой точки зрения, то течение электричества, которое несомненно происходит внутри проводника во время существования тока, мы должны рассматривать не как причину возникновения магнитного поля в окружающем проводник пространстве, а как одну из сторон единого, неделимого процесса, другой стороной которого и, повидимому, более существенной в энергетическом отношении являются магнитные звенья, охватывающие проводник с током.

Итак, магнитные звенья, нанизавшиеся на контур проводника благодаря, скажем, электромагнитной индукции и вследствие бокового распора стремящиеся равномерно распределиться по всему протяжению контура, эти магнитные звенья и представляют собою „электрический ток" не в меньшей степени, чем движение электричества внутри проводника. В случае сверхпроводящего контура, т. е. при $r$=0, иными словами, когда проводник лишен способности преобразовать электромагнитную энергию в тепло, раз нанизавшиеся на этот контур магнитные звенья сохраняются без



всякой ЭДС, и мы говорим, что ток в этом случае не ослабевает. Это практически с большою степенью точности и осуществляется.

Представим себе теперь, что температура рассматриваемого сверхпроводника повышается и перейдет, наконец, предел за которым сопротивление его становится конечным. Это Сопротивление начнет теперь поглощать электрокинетическую энергию, запасенную в цепи и равную $^1/_2Li^2$. Мало-по-малу эта энергия будет превращаться в джоулево тепло в проводнике, пока весь запас ее не исчерпается, причем магнитное поле исчезнет, и сила тока станет равной нулю. Мы будем иметь то же явление, которое практически очень отчетливо наблюдается, когда цепь, обладающая значительным коэффициентом самоиндукции и несущая ток от какого-либо *внешнего* генератора, внезапно оказывается короткозамкнутою. Как известно, ток в рассматриваемой цепи при этом не прекращается внезапно, но ослабевает лишь мало-по-малу, ассимптотически приближаясь к нулю.

Представляет большой интерес вопрос о том, каким именно путем энергия $^1/_2Li^2$, которая была распределена в пространстве, окружающем проводник, переходит теперь в вещество проводника. Носителями энергии $^1/_2Li^2$ являются магнитные линии потока самоиндукции (см. § 21). Совершенно неприемлема мысль, что энергия магнитных линий может переходить внутрь вещества проводника сама по себе, как-то отделяясь от этих магнитных линий. В полном соответствии с представлением Фарадея о свойстве магнитных линий стягиваться, следует предположить, что в рассматриваемом случае магнитные линии потока самоиндукции, т. е. магнитные звенья, нанизанные на проводящий контур, начинают сокращаться, последовательно проникая внутрь вещества проводника и отдавая ему свою энергию.

Продолжая рассуждать в намеченном выше направлении, мы естественно должны будем признать, что механизм, путем которого входит в проводник энергия, появляющаяся в форме джоулева тепла, должен быть тождественным во всех случаях электрического тока.
Следовательно, в случае, например, постоянного тока, протекающего по обычной проводящей цепи с конечным сопротивлением, присоединенной к зажимам динамомашины, относительно всех частей цепи, где выделяется джоулево тепло, мы должны представлять себе, что замкнутые магнитные звенья, сокращаясь, входят внутрь проводника и вносят при этом энергию, им присущую. Процесс этот продолжается при постоянном токе неопределенно долго. Следовательно, непрерывная убыль магнитных звеньев из состава потока самоиндукции должна непрерывно же восполняться за счет какого-то процесса. Так как с этим связано и движение энергии от генератора, в данном случае динамомашины, то естественно именно в генераторе видеть и источник для пополнения запаса магнитных звеньев. В этом отношении остается в силе картина возникновения свободных магнитных звеньев, которая была раз-


вита в § 12. Мы должны представить себе, что в динамомашине, при движении проводников поперек основного магнитного поля, от него непрерывно отделяются замкнутые магнитные звенья, нанизывающиеся на проводники и затем через посредство коллектора и щеток переходящие на внешнюю часть нашей замкнутой цепи. Каждое магнитное звено несет с собою некоторое количество энергии, и именно столько, сколько израсходовано было механическим двигателем, приводящим в движение динамомашину, на деформирование соответствующей магнитной линии основного потока. По мере расходования магнитных звеньев в различных частях цепи, туда продвигаются, вследствие бокового распора, вновь образовавшиеся звенья, неся с собою запас энергии, восполняющий ту убыль, которая имеет место вследствие выделения джоулева тепла.
Мы знаем, что энергия электрического тока может расходоваться не только на нагревание проводника. Из числа других случаев расходования этой анергии остановим наше внимание на превращении ее в механическую работу. Это имеет место в электродвигателях. Как было показано в § 12, мы здесь имеем дело с процессом, обратным тому, который происходит в генераторе. Именно, в генераторе от основного магнитного потока отрываются магнитные звенья, убегающие вдоль проводов во внешнюю цепь. В электродвигателе же эти магнитные звенья, притекающие непрерывно со стороны генератора, вновь воссоединяются с главным магнитным потоком. В генераторе на деформирование магнитных линии основного потока и на образование отрываемых магнитных звеньев расходуется энергия механического двигателя, разносимая этими звеньями по всей цепи. В электродвигателе энергия сливающихся с основным потоком магнитных звеньев обратно превращается в механическую работу при выпрямлении искривленных магнитных линий. Проводники, соединяющие генератор с электродвигателем, играют роль направляющих, вдоль которых бегут магнитные звенья, некоторые из них, не успев дойти до электродвигателя, сокращаются и входят в проводник, выделяя джоулево тепло. Прочие звенья достигают электродвигателя и исчезают в нем, расходуясь на совершение механической работы и, отчасти, на нагревание проводников электродвигателя.
Такова в общих чертах картина процессов, происходящих с рассматриваемой точки зрения в пространстве, окружающем проводник с током и дополняемых тем движением электричества, которое происходит внутри проводника. Как именно эти два явления связаны, сказать что-либо вполне определенное пока довольно затруднительно, но нельзя все же не вспомнить, что Максвелл представлял себе реально существующие магнитные линии как замкнутые вихревые нити. В таком случае при нанизывании этих вихревых колец на некоторый проводящий контур, с вращательным движением в вихрях, мы невольно ассоциируем представление о каком-то поступательном движении вдоль контура.
Остановимся теперь на некоторых соотношениях.

С рассматриваемой точки зрения величина электродвижущей силы индукции измеряется скоростью образования магнитных звеньев, нанизывающихся на контур цепи. Можно сказать:
1 вольт=$10^8$ магнитных звеньев в секунду.
При установившемся токе разность потенциалов, расходуемая на некотором участке цепи, измеряется числом магнитных звеньев, поглощаемых на этом участке в течение одной секунды. Часть этих магнитных звеньев $ri \cdot 10^8$ исчезает в проводнике, внутрь которого они проникают, сокращаясь. Другая часть может исчезать в связи с какими-либо иными процессами, сопровождающимися расходованием электрической энергии на данном участке цепи. Так, р. случае электродвигателя, обратная электродвижущая сила которого равна *e,* в каждую секунду воссоединяется с основным магнитным потоком $e10^8$ магнитных звеньев, снимающихся при этом с контура цепи.
При переменном токе, сверх того, в каждый данный момент к рассмотренному участку цепи притекают от генератора магнитные звенья со скоростью d(Li/dt). Эти магнитные звенья, так сказать, поглощаются данным участком, расходуясь на создание потока самоиндукции *Li.* Ясно, конечно, что знак производной d(Li)/dt может быть положительным и отрицательным.
Весь поток самоиндукции, сцепляющийся с данным проводящий контуром, состоит из магнитных звеньев, образовавшихся в генераторе путем отпочковывания от главного магнитного потока. Действительно, уравнение электродвижущихся сил для данного простейшего случая можно написать так:

$$ri + \frac{d(Li)}{dt} = e = \frac{d\theta}{dt},$$

где θ есть число магнитных звеньев, нанизывающихся в генераторе на проводник. Отсюда путем интегрирования получаем:

$$rq + Li = \int edt = \Delta\theta,$$

где *q* есть количество электричества, Δθ — число магнитных звеньев, нанизанных на проводник во время установления потока самоиндукции *Li.* Ясно, следовательно, что:

$$Li \leqslant \Delta\theta,$$

т. е. поток самоиндукции не больше числа образовавшихся в генераторе свободных магнитных звеньев. В предельном случае, при $r$=0, мы имеем
$Li=\Delta\theta$,
соотношение, упомянутое уже выше.


Энергия, выделяемая в проводнике в виде тепла, должна быть равна запасу энергии в магнитных звеньях, вошедших за соответствующий промежуток времени внутрь проводника. Выражая все величины в абсолютных единицах, мы можем сказать, что в течение одной секунды выделяется в виде тепла *ei* эргов. В то же время проводником поглощается *e* магнитных звеньев. Следовательно, каждое входящее в проводник магнитное звено вносит количество энергии:
$A=i$ эргов.
В § 21 было выведено, что на долю каждого магнитного звена приходится количество энергии:
$A'={}^1/_2 i$.
Сопоставляя это с полученым выше, получаем
$A'={}^1/_2 A$.
Этот результат находится в полном соответствии с вышеупомянутой теорией Пойнтинга о движении электромагнитной энергии в поле тока. Согласно этой теории электромагнитная энергия, входящая

внутрь проводника через боковую поверхность его, слагается •из двух равных частей: энергии электрического поля и энергии магнитного поля. В рассматриваемом случае мы приписываем магнитным звеньям, сокращающимся и входящим внутрь проводника, свойства основных носителей электромагнитной энергии. Половина полной энергии, вносимой звеном внутрь проводника, есть энергия
магнитного поля, как такового, и равна $^1/_2$i эргов. Вторую половину, тоже равную $^1/_2$i эргов, можно представить себе как энергию
того вынужденного состояния диэлектрика, которое порождается движением магнитных звеньев. Полное количество энергии, черпаемой звеном от генератора и отдаваемой приемным частям цепи, есть *i* эргов. Все происходит так, как будто бы образующиеся в генераторе магнитные звенья представляют собою кванты энергии, посылаемой от генератора к тем частям цепи, которые поглощают электромагнитную энергию, преобразовывая ее в другие формы.
248

***[1]) Интересующихся углублением в вопрос о природе Электрического тока отсылаем к стенограммам трех диспутов на тему, происходивших в 1930 году в стенах Ленинградского политехнического института. Стенограммы эти помещены в журнале „Электричество" за 1930 г., №№ 3, 8 и 10. См. также: Миткевич. К вопросу о природе электрического тока, журнал Сорена, 1932, № 3, стр. 41:***

**ГЛАВА VI.**

**Прохождение электрического тока через газы и пустоту.**

**§ 76. Общие соображения.**

В предыдущей главе **мы** познакомились с общей характеристикой того сложного электромагнитного комплекса, который воспринимается нами, как электрический ток. Мы видели, что основной энергетический процесс в этом явлении локализован в пространстве, окружающем так называемый проводник. В то же время внутри проводника мы имеем другую сторону явления тока — движение электричества, причем это движение обычно распространено па всему объему проводника. Отвлекаясь от того, что имеет место вне проводника, мы можем сосредоточить свое внимание на деталях, происходящих внутри него движений. В этом отношении прохождение тока через газы и пустоту представляет особый интерес ввиду возможности в данном случае сравнительно легко контролировать различные подробности, которыми характеризуется этот процесс, и проследить отдельные его элементы.

Как и в электролитах, прохождение тока через газы сопровождается переносом через поперечное сечение проводника обычных материальных частиц, заряженных .положительным и отрицательным электричеством. Но, в отличие от того, что происходит в электролитах, в случае газов мы встречаемся, сверх того, с носителем отрицательного электричества, который оказывается, так сказать, нематериальным в грубом смысле этого слова. Мы имеем в виду электрон, масса которого во много раз меньше массы самого легкого атома обычной материи, т. е. атома водорода. Электрон является каким-то элементом той физической первоматерии, из которой построены атомы обычной материи. При помощи электронов может быть осуществлен также постоянный перенос электричества через пространство, освобожденное от обычной материи путем выкачивания газа самым совершенным методом, т. е. через так называемую пустоту.
249

Краткому рассмотрению основных вопросов, относящихся к переносу электричества через газообразную среду и через пустоту, настоящая глава и посвящена.

**§77. Ионы.**

В нормальном своем состоянии газы столь слабо проводят электрический ток, что требуются совершенно особые, в высшей степени чувствительные методы, чтобы это обнаружить. В связи с указанным обстоятельством, газы обычно рассматривают как среду, обладающую очень высокими изолирующими свойствами. Но есть целый ряд физических факторов, сообщающих газам довольно заметную проводимость. Примером этого могут служить рентгеновы лучи. Проходя сквозь газообразную среду, они сообщают ей свойство проводимости.

Представим себе некоторый электроскоп *А* (рис. 131), стеклянная камера которого снабжена металлическим дном и крышкой с двумя вделанными в нее трубками, служащими для пропускания сквозь камеру воздуха.

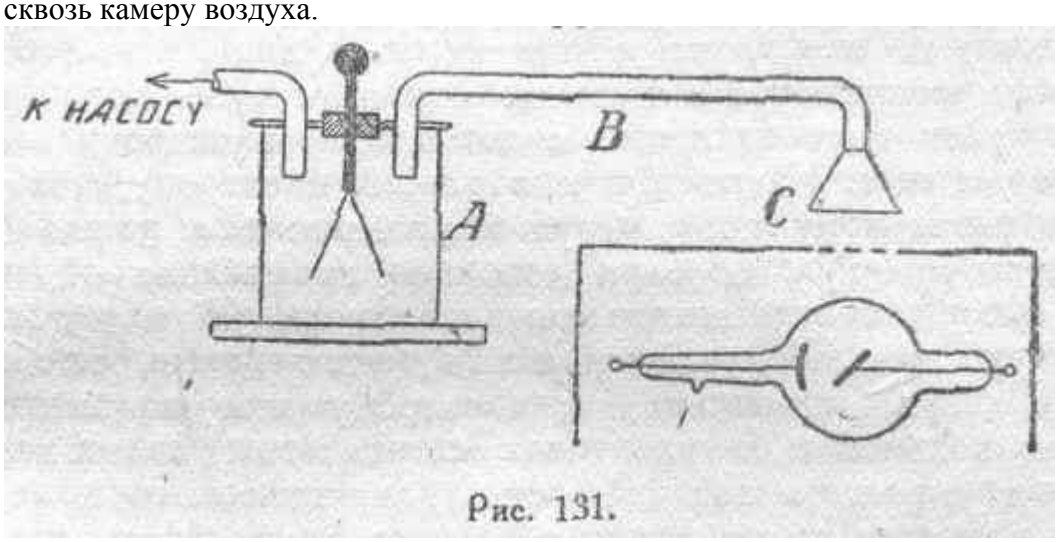


Рис. 131.

Одна из этих трубок присоединена к откачивающему насосу, а другая через посредство стеклянной трубы *В* присоединена к стеклянной же воронке С, позволяющей засасывать воздух из района, подверженного воздействию рентгеновских лучей. Рентгенова трубка помещена в свинцовом ящике с окном против воронки С. Благодаря такому расположению электроскоп защищен . от непосредственного действия лучей. Когда рентгенова трубка находится в действии, но насос не работает, и при этом воздух в камере *А* неподвижен, заряженный электроскоп долго сохраняет свой заряд. Если же насос работает, создавая медленное движение воздуха сквозь камеру *А,* электроскоп более или менее быстро теряет свой заряд независимо от того, будет ли он положителен или отрицателен.

Необходимо отметить, что из этого опыта, кроме факта сообщения воздуху проводимости путем воздействия со стороны рентгеновских лучей, следует еще доказательство способности воздуха сохранять приобретенное свойство проводимости в продолжение некоторого промежутка времени, в течение которого воздух проходит сквозь трубу *В*. Проводимость, однако, уменьшается по мере удлинения этого промежутка времени при прочих равных условиях. И если, не заряжая предварительно электроскопа, заполнить его камеру *А* воздухом, получившим свойство проводимости от рентгеновских лучей, а затем прекратить ток воздуха и выждать достаточное время, то после этого, зарядив электроскоп, мы убедимся, что воздух совсем уже перестал проводить электричество: электроскоп будет сохранять свой заряд.

При помощи описанного устройства (рис. 131) можно убедиться, что воздух теряет свое свойство проводимости и в том случае, если, не прекращая его просасывания через камеру *А,* мы будем пропускать его сквозь стеклянную вату, заполняющую трубу *В,* или если заставим воздух на пути от С к А проходить мелкими пузырь-



ками через воду, сохраняя при этом неизменной скорость движения воздуха сквозь камеру *А*. Если, далее, заменить стеклянную трубку *В* металлической сравнительно малого диаметра, то воздух опять же теряет свойство проводимости, проходя по этой металлической трубке, причем чем трубка

тоньше, тем скорее исчезает проводимость. Можно, наконец, уничтожить проводимость воздуха и путем пропускания его до камеры *A* сквозь электрическое поле. Для этого можно, например, заменить стеклянную трубу *B* металлической достаточно большого диаметра и расположить по оси этой трубы некоторую проволоку, изолировав ее от самой трубы. Если разность потенциалов между трубой и проволокой равна нулю, то можно будет наблюдать спадение листочков электроскопа при протягивании воздуха сквозь камеру *A*. Если же, оставляя все прочее неизменным, мы создадим некоторую, не слишком большую разность потенциалов между трубою и проволокой, электроскоп перестанет разряжаться, из чего следует, что электрическое поле способно уничтожить свойство проводимости, приобретенное газом. Дж. Дж. Томсон, один из основателей современного учения о прохождении тока через газы, анализируя вышеописанные опыты, так формулирует свое заключение по поводу них: „Удаление проводимости путем фильтрации через стеклянную вату или воду, а также при пропускании газа сквозь тонкую металлическую трубку показывает, что свойство проводимости является результатом какой-то примеси к газу, так как эта примесь отделяется от газа в одном случае фильтрацией, в другом же случае — диффузией к стенкам металлической трубки. Далее удаление проводимости путем воздействия электрическим полем показывает, что это нечто, примешанное к газу, заряжено электричеством и движется под действием электрического поля; так как газ, находящийся в состоянии проводимости, в целом не обнаруживает какого-либо знака электризации, то, следовательно, удаляемые заряды должны быть обоих знаков: как положительные, так и отрицательные. Таким образом, мы приходим к заключению, что проводимость газа обязана присутствию в нем наэлектризованных частиц, причем некоторые из этих частиц заряжены положительным электричеством, другие же —



отрицательным. Мы будем называть эти наэлектризованные частицы *ионами,* а процесс, при помощи которого газу сообщается свойство проводимости, — *ионизацией газа.* Мы покажем далее, как могут быть определены массы и заряды ионов, и тогда будет видно, что ионы в газах не тождественны с ионами, встречающимися при электролизе растворов".

В связи с тем, что говорилось в § 76, можно, таким образом, по поводу носителей электричества в газах сказать следующее: ионами в данном случае являются как обладающие зарядами обычные материальные частицы, так и электроны. Электроны, освобождаемые благодаря отрыванию их от нейтральных молекул и атомов, всегда являются принципиально отрицательными ионами. Как показывают исследования, другая категория ионов состоит прежде всего из молекул газа (в случае одноатомных газов — из атомов газа), лишенных электрона и потому заряженных положительно. Сверх того, встречаются и тяжелые отрицательные ионы, образовавшиеся путем присоединения к свободному электрону нейтральной молекулы газа. Наконец, к свободному электрону, и к первичному положительному иону могут присоединяться целые группы нейтральных молекул, образуя довольно громоздкие образования с общей массой, иногда значительно превышающей массу нормальной молекулы газа. Получаются таким путем целые, так сказать, грозди молекул, прилипших к электрону или положительному остатку нормальной молекулы газа. Все эти ионы разных категорий приходят в движение под действием электрического поля и участвуют в процессе прохождения тока через газы. Итак, мы видим, что в случае газообразной среды характер носителей электричества может быть, вообще говоря, весьма разнообразный, и в связи с этим условия прохождения тока через газы более или менее осложняются.

[1] ***J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases § 10.***

**§ 78. Ионизирующие агенты.**

*Ионизирующим агентом* называется всякий физический деятель, обусловливающий ионизацию газа, или, в более широком смысле этого термина, всякий деятель, обусловливающий появление в данном объеме ионов различных категорий.

При этом необходимо иметь в виду, что действие ионизирующего агента на газ обычно не сопровождается непрерывным возрастанием числа ионов в единице объема газа, так как наряду с образованием ионов действуют и факторы, уменьшающие их число, например, так называемая *рекомбинация* ионов, т. е. воссоединение двух ионов разных знаков, имеющие своим результатом обратное образование нейтральной частицы. Обычно, в случае непрерывно действующего ионизирующего агента скоро наступает подвижное равновесие, при котором в единицу времени в каждом элементе объема газа столько ионов образуется вновь, сколько выбывает в силу рекомбинации, В особых случаях, однако, может иметь место столь быстрое нарастание числа ионов, что стационарное состояние не достигается (см. § 81).



Не претендуя на исчерпывающую полноту, ниже мы приводим перечень ионизирующих агентов, известных в настоящее время. Прежде всего мы перечислим ионизирующие агенты, могущие воздействовать непосредственно на газы, в объеме, ими занимаемом:

1. *Рентгеновы лучи.*
2. *Ультрафиолетовые лучи.*
3. *Излучения радиоактивных веществ,* т. е. так называемые а, β и γ-лучи.
4. *Космические лучи.*
5. *Электрическое поле,* сила которого превышает некоторое значение, определяемое в каждом частном случае целым рядом обстоятельств: температурой, давлением, природой газа и т. д.
6. *Высокая температура газа.*
7. *Коллизии, т. е. соударений частиц, газа.* Известно, что в среде газа мы имеем дело с непрерывным движением частиц вещества (молекул газа). По теории вероятностей в данном объеме газа имеется некоторое, вообще говоря, очень незначительное, количество таких частиц, которые движутся с весьма большими скоростями, т. е. обладают сравнительно большим запасом кинетической энергии. Эти соударения особо быстро движущихся частиц газа с другими частицами могут, повидимому, в случае достаточной величины кинетической энергии сопровождаться, выбиванием электрона из нейтральной молекулы газа в связи с переходом известной границы в относительном расположении отдельных элементов, входящих в состав той сложной структуры, которую представляет собою атом вещества и его молекула. Таким образом, благодаря коллизии, из нейтральной молекулы газа может образоваться два иона: электрон и положительно заряженный остаток молекулы. Чем выше температура газа, тем больше скорости теплового движения молекул газа и тем становится больше вероятность расщепления нейтральной молекулы газа на два иона благодаря коллизии. Есть основание предполагать, что и при обычной комнатной температуре это явление, хотя и в сравнительно очень слабой степени, все же имеет место. Этим обстоятельством, помимо ионизирующего действия космических лучей и возможных следов радиоактивных веществ, вообще говоря, тоже весьма слабого, видимо, и объясняется всегда присущая газу в нормальных условиях чрезвычайно ничтожная проводимость (см. первые строки § 77). При высоких же температурах газовой среды роль коллизий, т. е. соударений молекул, выступает на первый план в качестве причины ионизации (п. 6 этого параграфа). В настоящее время не подлежит никакому сомнению, что и механизм ионизации сильным электрическим полем (п. 5 этого параграфа) по существу состоит в быстром нарастании числа коллизий, расщепляющих нейтральные молекулы на пары ионов. Дело в том, что ионы, всегда, как было только-что указано, имеющиеся в газе даже при нормальных условиях, под действием электрического поля, получают добавочные ускорения, и если длина свободного пути пробега ионов достаточно велика, что определяется давлением газа, эти начальные ионы могут приобрести столь

значительные приращения скорости движения и определяемой этим кинетической энергии, что становятся способными при соударении с встречающимися на пути нейтральными молекулами расщеплять их на пары ионов. Эти последние ионы в свою очередь под действием электрического поля приобретают большие скорости и расщепляют другие нейтральные молекулы и т. д. Та разность потенциалов, под влиянием которой ион приобретает приращение кинетической энергии, достаточное для расщепления встречной нейтральной молекулы, называется *ионизирующим потенциалом* и обозначается обычно через $U_i$. К расщеплению нейтральной молекулы газа на пары ионов под действием какого-либо „удара" сводится, вообще говоря, и воздействие на газ со стороны всех других ионизирующих агентов (пп. 1, 2, 3 и 4 настоящего параграфа). Во всех этих случаях мы имеем дело либо с каким-то импульсом, который получает нейтральная молекула при падении на нее достаточно мощного кванта лучистой энергии, либо с соударениями этой молекулы с очень быстро несущимися частицами некоторой физической материи (случай $\alpha$ и $\beta$ лучей, испускаемых радиоактивными веществами).

После всего сказанного выше о ионизирующих агентах, проявляющих свое действие в объеме газа, мы продолжим перечень, распространительно понимая под термином „ионизирующий агент" всякий вообще фактор, обусловливающий появление ионов в газе. Это именно имеет отношение к целому ряду случаев, со стороны внешней обстановки характеризуемых соприкосновением газообразной среды с твердыми или жидкими телами.

8. *Высокая температура твердых и жидких тел.* Как показывает исчерпывающее обследование этого случая, из накаленных твердых и жидких тел выделяются в окружающее пространство так называемые *термионы,* прдставляющие собою не что иное, как, электроны. При очень высокой температуре электрода эти электроны выделяются из него весьма мощным потоком, играющим в ряде случаев большую роль при прохождении тока через газы и пустоту. Техническое значение этого источника ионов чрезвычайно велико (см. §§ 85, 86, 88 и 89). В естественных условиях сверхмощные потоки таких электронов излучаются находящимися при высокой температуре небесными светилами, например, солнцем. Попадая в верхние слои земной атмосферы, потоки излучаемых солнцем электронов вызывают разного рода свечения разреженных газов (северные сияния) и, вероятно, играют, сверх того, некоторую роль в качестве метеорологического фактора.

9. *Фотоэлектрический эффект.* Явление это, впервые тщательно изученное Столетовым, состоит, как теперь установлено, в следующем: если на поверхность твердого или жидкого тела падает поток лучистой энергии, то при определенных условиях от поверхностного слоя этого тела отщепляются электроны, которые и попадают в окружающее пространство. Они в этом случае называются *фотоэлектронами.* Если освещать очень тонкую пластинку с одной стороны, то электроны вылетают и с противоположной сто-



роны. Условие возникновения фотоэлектрического эффекта заключается в том, что не все лучи вызывают это явление и что пределы длин волн действующих лучей зависят от рода вещества, на поверхность которого они падают. Наиболее активными, вообще говоря, являются лучи малой длины волны (ультрафиолетовые и рентгеновы лучи), но щелочные металлы чувствительны и к видимым лучам, а при некоторых условиях — даже к инфракрасным лучам. Элементарный фотоэффект был тщательно изучен А. Ф. Иоффе, который действовал ультрафиолетовыми лучами на мельчайшие частицы твердых металлов и ртути, взвешенные в воздухе при наличии электрического поля и отчетливо наблюдал моменты отщепления от этих частиц *отдельных электронов.* Несомненно, что отмеченное в пп. 1, 2 и 3 настоящего параграфа ионизирующее действие на газы рентгеновых и ультрафиолетовых лучей, а также gm-лучей, испускаемых радиоактивными веществами, относится к категории фотоэлектрических действий на отдельные молекулы газа.

10. *Химические реакции.* Во многих случаях химических и электрохимических реакций, при которых выделяются газы, эти последние оказываются в большей или меньшей степени ионизированными.

Пример подобного явления мы имеем при электролизе водных растворов кислот и щелочей. Повидимому, к этой же группе явлений следует отнести и давно известный факт, что воздух, приходящий в соприкосновение с фосфором, весьма заметно проводит ток, т. е. ионизирован.

11. *Деформирование поверхности жидкости и твердого тела в атмосфере газа.* Описанный в § 77 опыт с устранением сильной ионизации воздуха при пропускании его мелкими пузырьками через воду, собственно говоря, не сопровождается полным исчезновением ионизации. Она значительно ослабляется, но все же остается больше естественной ионизации воздуха при нормальных условиях. Как показывают тщательные исследования, воздух в подобных случаях получает добавочную ионизацию обычно не очень значительную. Кроме того, воздух оказывается обладающим избыточной электризацией того или иного знака в зависимости от степени чистоты воды и характера примесей к ней. К этой же группе явлений относится и обследованный впервые Ленардом факт ионизации воздуха у подножия водопадов, на берегу моря в случае сильного прибоя и т. п. Во всех этих случаях также имеет место избыток ионов того или другого знака в зависимости от примесей к воде. Все рассмотренное здесь применительно к воде имеет отношение и к случаю ряда других жидкостей и, между прочим, к случаю ртути. Вообще, по Дж. Дж. Томсону, всякое деформирование или нарушение поверхности жидкости и даже твердого тела может сопровождаться появлением ионов в окружающем газе. Следовательно, испарение жидкости и, в особенности, малых ее капель, повидимому, в некоторых случаях может порождать газовые ионы. Значение всего, сказанного в этом пункте, для области атмосферного электричества совершенно очевидно.



12. *Ионная бомбардировка.* Если у поверхности твердого или жидкого тела нормальная составляющая электрической силы имеет достаточно большое значение, то находящиеся в окружающем газе ионы соответствующего знака, приобретя скорость, превышающую некоторый предел, и ударяясь об эту поверхность, могут, как показывает опыт, выбивать из данного вещества электроны. Эти освобожденные электроны переходят в окружающую газовую среду, увеличивая в ней число носителей электричества, т. е. ионов. Подобная ионная бомбардировка возможна и в том случае, когда ионы приобретут достаточную кинетическую энергию и вдали от рассматриваемой поверхности, двигаясь далее по инерции. Отрицательный холодный электрод, находящийся в ионизированной газовой среде, будет испытывать бомбардировку со стороны тяжелых положительных ионов, и при этом его поверхность может начать испускать поток электронов. Электроны, ударяющиеся с достаточною скоростью о поверхность находящегося на их пути тела, могут вызвать выделение с поверхности его так называемых *вторичных электронов.* Сказанное в настоящем п. 12 имеет тесную связь с содержанием п. 7 данного параграфа.

**§ 79. Заряд и масса иона.**

Из сказанного в предыдущих параграфах следует прежде всего, что заряды, несомые положительными и отрицательными ионами, будучи обратными по знаку, должны быть тождественными по абсолютной величине, так как они образуются, вообще говоря, путем расщепления нейтральных молекул вещества. Первые количественные определения величин, позволяющих судить о массе ионов различных категорий, были произведены Дж. Дж. Томсоном и В. Вииом, а первые приближенные определения заряда иона были выполнены Дж. Дж. Томсоном.

Основные серии исследований были посвящены определению отношения заряда иона $e$ к его массе $m$. В одном из методов, примененных Дж. Дж. Томсоном в 1897 году, он оперировал с так называемыми *катодными лучами,* открытыми Круксом и состоящими из потока каких-то весьма своеобразных частиц, несущих отрицательные заряды. Как известно, катодные лучи были наблюдены Круксом в очень ясно выраженной форме внутри стеклянного сосуда с весьма разреженным пространством, в котором были расположены два электрода: плоский или слегка вогнутый катод и какой-либо анод. При достаточно высокой разности потенциалов между этими электродами с поверхности отрицательного электрода, приблизительно перпендикулярно ей, исходят

вышеупомянутые катодные лучи, обладающие целым рядом особых свойств. Пучок катодных лучей отклоняется действием поперечного магнитного поля, что можно обнаружить, пользуясь либо флюоресценцией остатков газа в трубке, либо флюоресценцией специального экрана, на который падают лучи. Такое же отклонение можно получить, пропуская катодные лучи и между пластинками конденсатора, распо-



ложенными внутри трубки и заряжаемыми от некоторого постоянного источника. В обоих случаях направление отклонения точно соответствует отрицательной электризации частиц, образующих катодные лучи. Подобные наблюдения можно произвести, например, при помощи трубки с очень разреженным газом, представленной на рисунке 132.

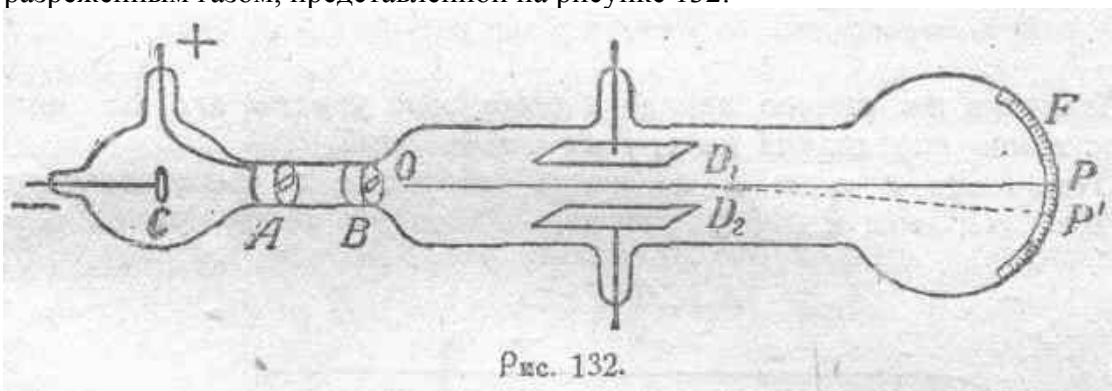


Рис. 132.

Здесь С есть катод, *A* — анод со щелью порядка 2 — 3 миллиметров, *B* — металлический диск, соединенный с землей и имеющий щель около одного миллиметра шириною, $D_1$ и $D_2$ — пластины конденсатора, *F* — флюоресцирующий экран, нанесенный на внутренней поверхности стеклянной трубки. Катодные лучи, исходящие с поверхности катода С, проходят через щели в *A* и *B* в направлении *OP* и дают на экране светящийся след *P*. Представим себе теперь, что трубка расположена в однородном магнитном поле, перпендикулярном плоскости рисунка 132, т. е. перпендикулярно OP. Катодный пучок при этом из прямолинейного превратится в искривленный *(OP')* по дуге круга, радиус которого будет зависеть от магнитной индукции *B,* от заряда *e* частиц, образующих катодные лучи, от их массы *m* и от их скорости *v*. Действительно, радиус кривизны траектории иона будет определяться условием равенства по абсолютной величине центробежной силы, с одной стороны, и силы, отклоняющей частицу к центру кривизны, с другой стороны. Центробежная сила будет $mv^2/r$. Отклоняющая частицу
сила будет равна произведению из магнитной индукции *B* и величины *ev,* представляющей собою не что иное, как меру силы тока, обусловливаемого движением заряда *e* со скоростью *v* (угол между направлением вектора *B* равен в данном случае 90°). Следовательно, можем написать:

$$mv^2/r=Bev.$$

С другой стороны, сообщая пластинам $D_1$ и $D_2$ некоторую разность потенциалов, мы можем вызвать отклонение катодного пучка и путем воздействия поперечным электрическим полем на движущиеся заряженные элементы пучка. Обозначая электрическую силу между пластинами $D_1$ и $D_2$ через *E,* мы можем механическую силу этого воздействия на каждую отдельную частицу выразить через *Ee.* При этом знак разности потенциалов между пластинами $D_1$ и $D_2$



может быть взят такой, чтобы отклоняющие действия на катодный пучок со стороны электрического и магнитного полей были противоположны друг другу. Установив некоторое определенное значе-ни5 электрической силы *E,* будем затем изменять соответствующим образом магнитную индукцию *B* и таким путем можем добиться уничтожения отклонения катодного пучка, о чем можно судить по

возвращении флюоресцирующего следа пучка в точку *P*. Когда это будет достигнуто, мы будем иметь право написать:

$Ee=Bev.$

Принимая в внимание значение *B,* таким образом подобранное, и комбинируя полученные два соотношения, мы получаем:

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

$$v=\frac{E}{B}.$$

Величина же самого заряда *e* была, как увидим дальше, непосредственно определена из других наблюдений.

Отношение *e* к *m* и величина скорости *v* были получены Дж. Дж. Томсоном и другим методом, в котором, между прочим, определялась по способу Перрена величина количества отрицательного электричества, несомого некоторой порцией катодного потока (рис. 133).

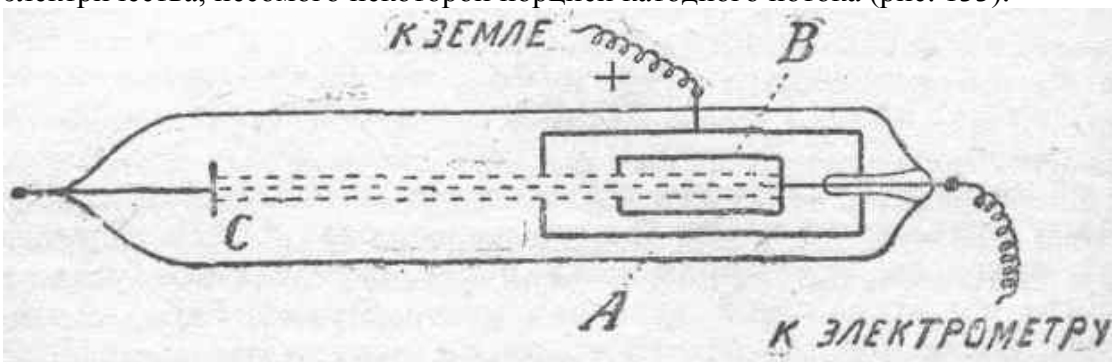



Рис. 133.

Именно на пути катодного пучка, исходящего из отрицательного электрода С, располагается пустотелый металлический цилиндр *B* с отверстием в днище, обращенном к электроду С. Этот цилиндр *B* весьма тщательно изолирован и для предотвращения всякого рода влияний электрического характера помещен внутри охранной металлической камеры *A,* играющей в то же время роль анода. Цилиндр *B* присоединяется к специально градуированному электрометру, при помощи которого можно измерять электрический заряд, приобретаемый цилиндром. Как показал Перрен, катодный пучок, попадая внутрь цилиндра *B,* заряжает его отрицательным электричеством, причем величина этого заряда при данных неизменных условиях строго пропорциональна времени, в течение которого катодный пучок действует. Производя опыт в течение неко-



торого определенного промежутка времени, Дж. Дж. Томсон измерил заряд *Q,* приобретенный за это время цилиндром *B*. Обозначая через *N* число носителей отрицательного электричества, вошедших внутрь цилиндра *B,* получаем:

$Ne=Q.$

Затем Дж. Дж. Томсон измерил количество кинетической энергии, которою обладают эти *N* частиц, заставляя тот же катодный пучок в такой же промежуток времени падать на специально изготовленную термопару, располагаемую для этого на пути катодного пучка, вместо цилиндра *B,* и проградуированную, как калориметр. Обозначая через *W* количество энергии, приобретаемой калориметрической термопарой вследствие бомбардировки ее *N* частицами, обладающими массой *m* каждая и несущимися со скоростью *v,* и допуская, что кинетическая энергия каждой частицы целиком превращается в тепло при ударе о поверхность термопары, получаем второе соотношение:

, $^1/_2Nmv^2=M.$

Производя, наконец, описанный выше опыт с отклонением катодного пучка магнитным полем, присоединяем третье соотношение:

$mv^2/r=Bev.$

Из этих трех соотношений получается:

$$\frac{e}{m}=\frac{2W}{QB^2r^2},$$

$$v=\frac{2W}{QBr}.$$

Таким образом, Дж. Дж. Томсон мог различными способами определить отношение заряда к массе и скорость частиц, из которых состоит катодный пучок. Величина скорости $v$ в широких пределах зависит от разности потенциалов, приложенной к электродам трубки. В условиях работы Дж. Дж. Томсона при напряжениях, доходивших до 10000 вольт и несколько выше, $v$ доходило до $3{,}6\cdot10^9$ сантиметра в секунду, т. е. до величины, несколько превышавшей одну десятую скорости света. Что касается величины отношения $e/m$, то совершенно независимо от всяких привходящих обстоятельств (напряжения, природы газа в трубке, вещества отрицательного электрода и т. д.), это отношение оказывается неизменно одного и того же порядка. Дж. Дж. Томсон получал в описанных опытах:

$e/m$=около $10^7$ в абс. эл.-магн. единицах.



В настоящее время мы знаем, на основании результатов позднейших, более совершенных экспериментов, что более точное значение этого отношения должно быть:

$e/m=1{,}76\cdot10^7$ в абс. эл.-магн. единицах.

Указанное небольшое расхождение, объясняемое целым рядом источников ошибок в первоначальных опытах, не имеет, однако, никакого существенного значения при обосновании тех чрезвычайно важных и принципиальных выводов, к которым Дж. Дж. Томсон пришел, анализируя полученные им результаты. В этом отношении необходимо знать лишь порядок величины — , и его-то Дж. Дж. Томсон определил в достаточной степени точно, а затем сопоставил полученное значение с тем, что получается для отношения заряда к массе в случае обычных материальных ионов. Он подсчитал, что в случае самого легкого иона, с которым мы имеем дело при прохождении тока через электролиты, именно в случае водородного иона, интересующее нас отношение будет около $10^4$ (более точная его величина равна $0{,}96\cdot10^4$). Как мы увидим дальше, Дж. Дж. Томсон показал, что величина заряда элементов катодного пучка и электролитических ионов должна быть признана одной и той же. Из этого он вывел заключение, что масса частицы катодного потока во много раз (более, чем в тысячу раз) легче самого легкого атома, атома водорода. В настоящее время мы знаем, что масса атома водорода приблизительно в 1840 раз больше массы *электрона,* каковое название, предложенное Джонстоном Стонеем, окончательно утвердилось в науке для обозначения тех носителей отрицательного электричества, с которыми мы встречаемся, вообще говоря, всегда в случае прохождения тока через газы и пустоту. Величайшая заслуга Дж. Дж. Томсона состоит именно в том, что он первый установил основные физические характеристики легчайших материальных частиц, являющихся носителями наименьшего электрического заряда, с которым мы встречаемся на опыте. Эти легчайшие частицы, масса которых в 1840 раз меньше массы атома водорода, мы теперь с полным основанием рассматриваем как *атомы электричества.* Тщательное теоретическое и экспериментальное изучение вопроса о массе электрона показывает, что она не постоянна, но оказывается функцией скорости. Обозначая массу электрона, двигающегося медленно сравнительно со скоростью света, через $m_0$, можно на основании новейших опытов принять:

$m_0=8{,}95\cdot10^{-28}$ грамма. Вводя далее обозначение

$k=v/c,$

где $v$ есть скорость движения электрона, а $c$ — скорость света, можно теоретически обосновать следующее выражение для массы электрона, двигающегося со скоростью $v$:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - k^2}}.$$

В связи с этим возникло представление об *электромагнитной природе массы электрона.*

Представляет большой интерес сопоставление значений — для электрона и для положительных газовых ионов, и с этою целью можно воспользоваться результатами опытов В. Вина, который определял это отношение в случае положительных ионов, образующих так называемые *закатодные лучи,* впервые наблюденные Гольдштейном. Если электрический разряд происходит между некоторыми анодом и катодом в сильно разреженном газе и при этом катод состоит из металлической пластинки с большим числом небольших отверстий, то позади катода, т. е. со стороны, противоположной аноду, наблюдаются очень слабо светящиеся пучки, проникающие сквозь отверстия и вызывающие заметную флюоресценцию стекла в месте их падения на стенки сосуда. Вин показал, во-первых, что закатодные лучи Гольдштейна состоят из положительно заряженных ионов, которые приобрели очень большие скорости в электрическом поле по другую сторону катода и благодаря этому оказались способными, так сказать, проскочить по инерции сквозь отверстия. Воздействуя на пучок закатодных лучей электрическим и магнитным полем и пользуясь тем же методом, который был выше описан применительно к катодным лучам, Вин
мог определить величину — для закатодных лучей и получил: $e/m$=около 300 в абс. эл.-магн. единицах,
$v$ — около $3 \cdot 10^7$ сантиметров в секунду.

Итак, скорость оказалась раз в 100 меньше скоростей, наблюдаемых для электронов в условиях аналогичных электрических полей. Так как, далее, нет сомнения в том, что заряды, несомые как положительными, так и отрицательными ионами в газах должны быть тождественными, то, очевидно, масса положительных ионов в опытах Вина оказалась приблизительно в 30000 раз больше массы электрона. Для справки можем указать, что для железа при электролизе растворов солей железа получается
$e/m$=около 400.

Другими словами, положительные газовые ионы обладают массами того же порядке, что и тяжелые электролитические ионы, т. е. они представляют собою те или иные, иногда очень тяжелые комбинации обычных атомов и молекул вещества.



Переходя теперь к вопросу о зарядах, несомых газовыми ионами, остановимся сначала на работах Дж. Дж. Томсона, который был первым, определившим заряд электрона. Он воспользовался свойством водяных паров сгущаться вокруг ионов и образовывать капельки тумана. Свойство это было открыто Вильсоном, показавшим, что в случае адиабатического расширения насыщенного водяного пара в присутствии газовых конов возникает туман и при меньшей степени расширения, чем это требуется, если воздух совершенно не содержит ионов. Вильсон установил, что в воздухе, очищенном от пыли и свободном от ионизации, насыщенный водяной пар дает туман только тогда, когда внезапное увеличение объема газа будет не менее, чем в 1,38 раза. При расширении в 1,25 раза образуется туман лишь при наличии отрицательных ионов, конденсирующих на себе капельки воды. Это наблюдается и при дальнейшем увеличении степени расширения вплоть до предела, равного 1,31, по достижении которого начинают конденсировать воду и положительные ионы. При степени расширения от 1,31 до 1,38 водяные пары будут сгущаться на ионах обоих знаков. Начиная с расширения в 1,38 раза, образование тумана происходит, как было выше указано, независимо от

наличия ионов. Дж. Дж. Томсон ионизировал при помощи рентгеновых лучей воздух, насыщеный водяным паром, и производил затем адиабатическое (практически, очень быстрое) расширение его в 1,25 раза. Облачко тумана, образовавшееся из капелек, сконденсировавшихся вокруг отрицательных ионов, падает под действием силы тяжести, и, пользуясь соотношениями, данными Стоксом, можно было по скорости падения определить размеры и массу отдельных капелек. Полное количество сконденсированной воды Дж. Дж. Томсон вычислил, основываясь на данных термодинамики, и разделил его на массу отдельной капельки. Таким путем было определено число всех капелек, составлявших туман. Для получения величины полного заряда, несомого совокупностью отрицательных ионов, участвовавших в образовании тумана, было применено электрическое поле, под действием которого ионы одного знака оседали на электрод, соединенный со специально проградуированным электрометром. Разделяя этот полный заряд на число капелек, Дж. Дж. Томсон получил заряд каждого иона. И в данном случае большим достижением его было достаточно точное определение порядка величины заряда газового иона. Именно, он получил:

$e$=около $4 \cdot 10^{-10}$ абс. эл.-стат. единиц.

Дж. Дж. Томсон сопоставил это количество электричества с зарядом электролитического иона, например, водородного. Если $N$ есть число молекул в куб. сантиметре водорода при давлении в 760 *мм* ртутного столба и при температуре 0°С, а $e$ есть заряд водородного иона, с которым мы имеем дело при электролизе растворов, то на основании непосредственных опытов можно положить:

$Ne'=1{,}22 \cdot 10^{10}$ абс. эл.-стат. единиц.



Далее, исходя из кинетической теории газов, Дж. Дж. Томсон подсчитал, что $N$ лежит в пределах от $2{,}1 \cdot 10^{19}$ до $10^{20}$. Из этого получается

$1{,}29 \cdot 10^{-10} < e' < 6{,}1 \cdot 10^{-10}$,

откуда следует, что заряд, несомый газовым ионом, равен заряду, которым обладает водородный ион при электролизе растворов. Этот результат классических опытов Дж. Дж. Томсона в полной мере оправдывается всею совокупностью современных данных, с несомненностью свидетельствующих о том, что в самых разнообразных случаях мы неизменно встречаемся с одним и тем же элементарным электрическим зарядом. Более поздние и более совершенные методы наблюдений позволили весьма точно (с точностью до четырех знаков) определить величину заряда $e$. В этом отношении особенное значение имеют опыты Милликена, наблюдавшего поведение в электрическом поле отдельных мельчайших капелек масла и ртути, заряженных очень небольшим числом ионов. Определяя заряды капелек, Милликен установил, что они неизменно оказываются кратными некоторого определенного количества электричества $(e)$, и тем показал на непосредственном опыте атомность электричества. В настоящее время значение $e$, полученное Милликеном, считается весьма достоверным и, таким образом, на основании его исследований принимают:

$e=4{,}774 \cdot 10^{-10}$ абс. эл.-стат. единиц $=1{,}592 \cdot 10^{-20}$ абс. эл.-магн. единиц.

**§ 80. Влияние давления газа на характер разряда.**

Общий характер явлений, наблюдаемых при прохождении электрического тока через газ, т. е. при так называемом разряде через газ, зависит от целого ряда обстоятельств, как это уже отчасти должно быть ясно из всего предыдущего. Среди подобных обстоятельств на первом месте можно поставить то давление, под которым находится газ. В зависимости от давления газа, в зависимости от степени разрежения газа, как мы обычно выражаемся применительно к различным специальным аппаратам, длина свободного пути молекул газа и ионов, в нем образовавшихся, получает то или иное значение. От этого могут в значительной степени изменяться условия, при которых происходят коллизии, т. е. соударения частиц газа, могущие при благоприятной обстановке иметь результатом образование ионов (см. §78, п. 7). С другой стороны, поведение отдельных групп ионов может получать качественно особый, своеобразный характер при значительном увеличении свободного пути

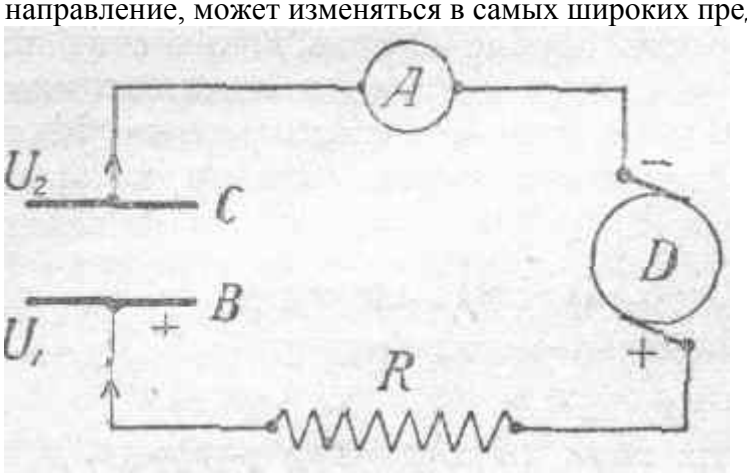
соответственно уменьшению полного числа молекул газа, находящихся в данном объеме. Таким образом, изменяя давление газа, мы можем чрезвычайно разнообразить наблюдаемые явления, начиная с того, что происходит в воздухе при нормальном атмосферном давлении, и доходя до характерных явлений, сопрово-



ждающих прохождение тока через сильно разреженные газы и через пустоту, т. е. пространство, наиболее совершенным способом освобожденное от молекул газа.

**§ 81. Различные стадии прохождения тока через газы при атмосферном давлении.**

Остановимся теперь на случае прохождения электрического тока через газ при атмосферном давлении. Ради простоты предположим, что мы имеем дело с воздухом. Представим себе (рис. 134) некоторый генератор электрической энергии *D,* электродвижущая сила которого, сохраняя свое направление, может изменяться в самых широких пределах.




Допустим, что к полюсам этого генератора присоединены балластное сопротивление *R* и металлическая пластина *B с* одной стороны, и какой либо прибор *A,* служащий для измерения силы тока, и вторая металлическая пластина С с другой стороны. Между параллельно расположенными пластинами *B* и С находится воздух, который может быть ионизирован каким-либо агентом, например, рентгеновыми лучами. Представим себе, что расстояние между *B* и С сохраняется строго неизменным и что интенсивность ионизирующего агента остается постоянной. Меняя электродвижущую силу генератора *D* от нуля до необходимого высшего предела, мы можем наблюдать в цепи ток, сила которого будет зависеть от разности потенциалов $U_1$-$U_2$ между пластинами *B* и *C.* Сила этого тока вначале может быть настолько слаба, что для его измерения необходим исключительно чувствительный прибор. В дальнейших стадиях процесса разряда через газ между *B* и *C* сила тока в цепи иногда значительно возрастает, так что ее можно измерить обычным амперметром.

Опыт показывает, что при очень незначительных величинах разности потенциалов $U_1$-$U_2$ сила тока в цепи, будучи весьма, вообще говоря, малой изменяется прямо пропорционально этой разности потенциалов, т. е., следовательно, в данной стадии разряда соблюдается закон Ома, и соотношение между силой тока и разностью потенциалов характеризуется прямолинейной зависимостью. На рис. 135 эта стадия разряда представлена начальным участком кривой *OFGHV.*

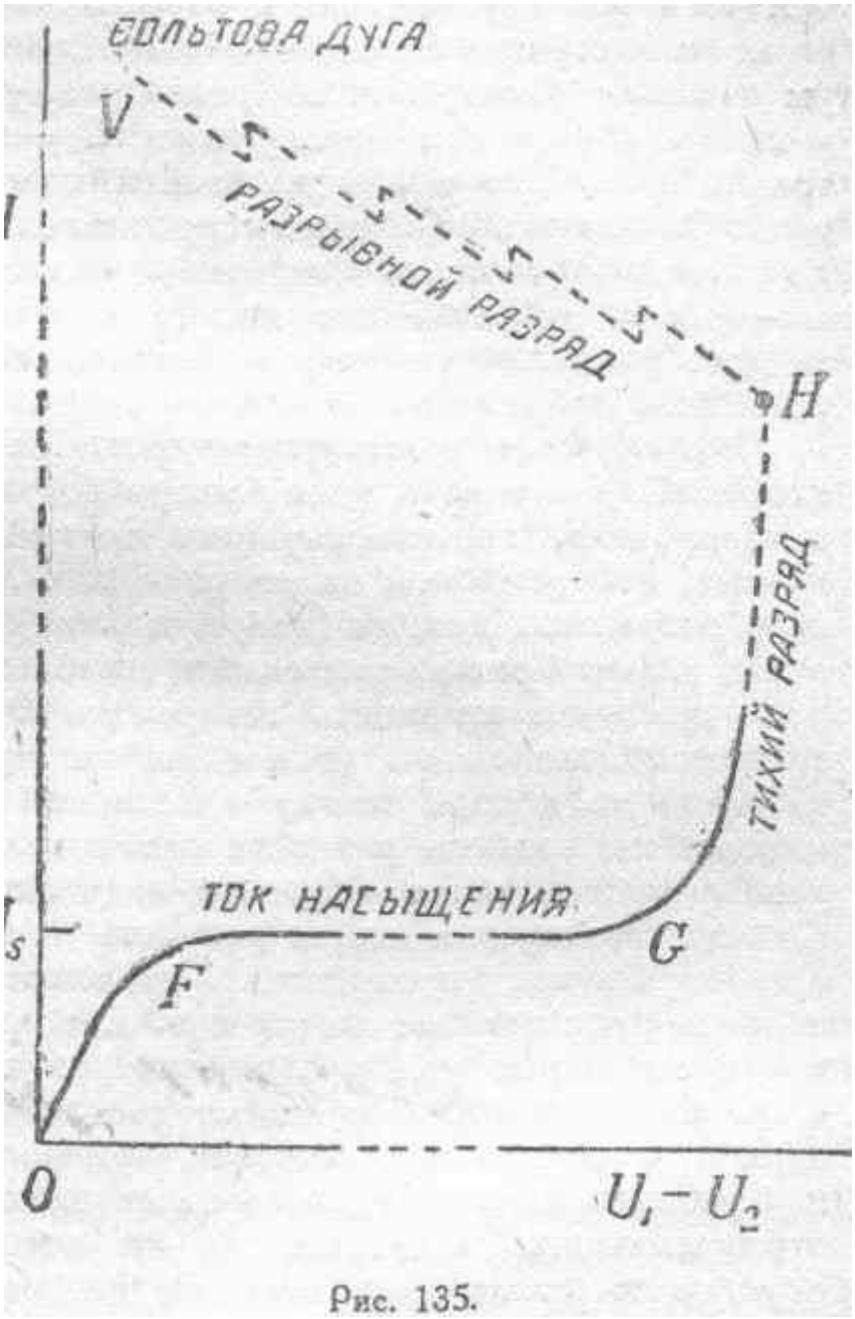



Рис. 135.

При возрастании разности потенциалов, однако, эта прямолинейность нарушается, и ток растет все медленнее и медленнее, что на рис. 135 представлено соответствующим загибом кривой (колено *F).* Сила тока ассимптотически приближается к некоторому значению $I_s$ называемому *током насыщения* и сохраняющему свое значение даже при сравнительно весьма боль-



шом возрастании разности потенциалов. Стадия тока насыщения, представлена на рис. 135 горизонтальной частью кривой между коленами *F* и *G*. Как показывают исследования, стадия насыщения характеризуется тем, что при этом все ионы, образующиеся в объеме газа между пластинами *B* и С за некоторый промежуток времени, успевают принять полное участие в процессе тока, т. е. доходят за тот же промежуток времени до соответствующих электродов. Этим определяется наибольшая сила тока, которая может быть достигнута при данной скорости образования ионов в данном объеме совершенно независимо от разности потенциалов. Дальнейшее возрастание силы тока невозможно, пока сохраняется неизменной скорость образования новых

ионов. Ток может усилиться только в случае, если увеличится интенсивность основного ионизирующего агента или выступит на сцену какой-нибудь дополнительный ионизирующий агент. Но мы знаем, что роль такого дополнительного агента может играть само электрическое поле между пластинами *B и C,* если сила его достаточно велика (см. § 78, пп. 5 и 7). И действительно, опыт показывает, что по достижении разностью потенциалов $U_1$-$U_2$ некоторого сравнительно большого значения сила тока в рассматриваемой цепи, несмотря на неизменность основного ионизирующего агента, начинает вновь возрастать, сначала медленно (колено *G* на рис.133), а затем все быстрее и быстрее, достигая иногда довольно больших значений. Эта стадия разряда обычно сопровождается заметным свечением газа и некоторым своеобразным шумом, более или менее равномерным и сравнительно тихим. Это и есть стадия так называемого *тихого разряда.* Вообще говоря, стадия тихого разряда сама по себе неустойчива, что объясняется очень быстрым возрастанием скорости образования новых ионов, так как каждый



новый ион быстро приобретает в сильном электрическом поле кинетическую энергию, достаточную для того, чтобы при соударении его с нейтральной молекулой газа разбить ее на отрицательный ион (электрон) и положительный остаток. Образовавшиеся ионы в свою очередь расщепляют другие нейтральные молекулы, и тик далее процесс продолжается, развиваясь лавинообразно. Стадия тихого разряда может протекать более или менее устойчиво только в том случае, если в рассматриваемой обстановке имеются какие-либо ограничительные условия, например, условия, вызывающие уменьшение электрической силы между пластинами *B* и С, т. е. понижение разности потенциалов $U_1$-$U_2$ при возрастании силы тока в цепи. Это может произойти между прочим в случае достаточно большого внутреннего сопротивления генератора *D* или в случае достаточно большого значения балластного сопротивления *R,* специально добавляемого иногда в цепь с этою именно целью — не дать возможности току чрезмерно возрастать и тем нарушать устойчивость режима.

При недостаточности указанных выше ограничительных сопротивлений сила тока в цепи быстро возрастает и достигает некоторого предела, характеризуемого точкой *H* на схематической диаграмме, изображенной на рисунке 135. За данным пределом наступает *разрывной разряд* (искра, молния), сопровождающийся иногда очень значительными тепловыми, световыми и звуковыми эффектами. Если при этом мощность генератора *D* недостаточна велика или если сопротивления в цепи слишком еще велики, процесс может закончиться искрой между пластинами *B* и *C* при одновременном мгновенном падении разности потенциалов $U_1$-$U_2$, что обусловливается сравнительно большим значением силы тока при искре. После прекращения искры разность потенциалов вновь возрастает, причем быстро проходятся предшествующие стадии разряда .и опять проскакивает искра и т. д. более или менее часто в зависимости от общих условий, характеризующих электрическую цепь. Если же генератор *D* обладает достаточной мощностью и сопротивления в цепи малы, высокая температура газа на пути искры и бомбардировка положительными ионами той части поверхности отрицательного электрода С, на которую падает искра, могут обусловить столь значительный нагрев этой части поверхности, что из нее начинают выделяться очень обильно термионы (см. § 78, п. 8), образующие мощный поток электронов, направляющихся к положительному электроду *B.* При указанных общих условиях накаленное состояние некоторой части поверхности электрода С обычно в дальнейшем может поддерживаться, и наступает заключительная стадия разряда—*вольтова дуга.* Этой стадии на рис. 135 соответствует точка V. При вольтовой дуге сила тока в цепи может достигать чрезвычайно больших значений по сравнению с тем, что соответствует режимам разряда в пределах от точки О до точки *H.* В то же время разность потенциалов $U_1$-$U_2$ падает до практически очень небольшого значения (обычно порядка десятков вольт).

Все выше рассмотренные стадии процесса прохождения тока через газообразную среду имеют место, вообще говоря, не только при атмосферном, но и при более высоких и при более низких давлениях. Мы остановились сначала на случае атмосферного давления как потому, что при этом некоторые весьма характерные особенности обычно довольно отчетливо выражены, так и ввиду известного практического значения этого случая разряда через газы. Вместе с тем, как увидим ниже в параграфах 87 и следующих, в случаях очень малых давлений газа выявляются многие добавочные явления, которые все же укладываются в общие рамки схемы, представленной на рис. 135. Следует еще иметь в виду, что масштабы силы тока и разности потенциалов на схематическом рис. 135 могут быть самые разнообразные, и общий вид кривой может значительно изменяться в зависимости от обстоятельств. В частности, при атмосферном давлении в случае отсутствия специального ионизирующего агента, благодаря ничтожной величине естественной ионизации газа, стадии разряда, характеризуемые участком *OFG,* могут быть столь слабо выражены, что нам покажется, что этот участок сливается с осью абсцисс, а участок *GH* начинается непосредственно от этой оси (обычно в точке, соответствующей напряжению в несколько тысяч вольт), если мы примем масштабы наиболее пригодные для стадий разряда, характеризуемых участком *GHV*. С другой стороны, при очень высоких давлениях участок *GHV* может как бы совершенно отсутствовать. Для обнаружения его потребуются в этом случае исключительно большие напряжения. При очень малых давлениях газа, когда средняя длина свободного пути молекул будет сравнительно большая, роль электрического поля в качестве ионизирующего агента выступает на первый план. Благодаря этому при масштабе напряжений, пригодном для случая больших давлений, ветвь *GH* может оказаться расположенной весьма близко к оси ординат. Все это, конечно, нисколько не меняет значения и смысла общей характеристики разряда через газ, представленой на рис. 135 кривой *OFGHV*.

**§ 82. Основные соотношения, характеризующие ток через газы.**

Обратимся к схеме, изображенной на рис. 134, и допустим, что газ в промежутке между электродами *B к C* ионизируется некоторым неизменно действующим агентом, интенсивность которого будем характеризовать числом пар ионов, ежесекундно возникающих в каждом куб. сантиметре объема газа. Обозначим это число через *n*. Допустим далее, что в каждый данный момент времени в куб. сантиметре объема газа заключается *N* пар ионов, т. е. *N* положительных и *N* отрицательных ионов. Мы уже указывали выше (см. § 78), что, несмотря на непрерывное действие ионизирующего агента, количество ионов в газе не растет, вообще говоря, беспредельно ввиду наличия обстоятельств, выводящих ионы из строя, например, в связи с явлением *рекомбинации,* т. е. воссоединения противоположно заряженных ионов, сопровождаемого образованием



нейтральных частиц. Таким образом, в каждый данный момент величина *N* имеет некоторое определенное значение, являющееся функцией) интенсивности ионизирующего агента, характеризуемой числом *n* и факторов, обусловливающих уменьшение числа ионов. В рассматриваемом случае, при существовании тока в цепи через газовый промежуток *BC,* количество ионов уменьшается, с одной стороны, благодаря рекомбинации, а с другой стороны, вследствие участия ионов в проведении тока и движения их под влиянием электрического поля в направлении к электродам *B* и *C,* что связано с выходом ионов из элементов объема газа между *B* и С.

Влияние фактора рекомбинации будет, конечно, тем больше, чем чаще могут встречаться ионы противоположных знаков. Из теории вероятностей следует, что число таких встреч оказывается пропорциональным квадрату числа наличных ионов в одном куб. сантиметре. Следовательно, можно принять, что ежесекундно в каждом куб. сантиметре газа будет претерпевать рекомбинацию $\gamma N^2$ пар ионов, уменьшая тем самым *концентрацию ионов N.* Величину $\gamma$ мы будем называть *коэффицентом рекомбинации.*

Другой фактор, также уменьшающий концентрацию ионов *N* и состоящий в том, что ионы уносятся током из газового промежутка, мы можем учесть следующим образом. Обозначим через *a* расстояние

между электродами *B* и С, и через *J*—плотность тока. Обозначая попрежнему заряд иона через *e*, мы можем сказать, что при плотности тока *J* к каждому *кв. см* поверхности положительного электрода *B* в одну секунду подходит *J/e* отрицательных ионов и столько же положительных ионов за то же время подходит к кв. сантиметру отрицательного электрода С. Все эти ионы извлекаются в процессе тока из объема, равного *a куб. см.* Следовательно, количество пар ионов, удаляемых из *куб. см* объема газа в одну секунду, будет:

*J/ae.*

Ясно, что скорость изменения концентрации ионов *N,* т. е. *dN/dt,* выразится алгебраической суммой всех величин, характеризующих влияние различных факторов на эту концентрацию *N.* Другими словами, вычтя из *n,* т. е. из числа пар ионов, возникающих под влиянием ионизирующего агента, число пар рекомбинирующихся ионов и число пар ионов, уносимых током, мы получим скорость изменения концентрации ионов *N.* Таким образом, можем написать:

$$n - \gamma N^2 - \frac{J}{ae} = \frac{dN}{dt}. \qquad (64)$$

При установившемся состоянии количество ионов в каждом куб. сантиметре объема газа не увеличивается и не уменьшается, а все вновь возникающие ионы либо выходят из строя благодаря



рекомбинации, либо уносятся в процессе тока. В этом случае, очевидно, мы будем иметь:

$dN/dt=0$.

Следовательно, для установившегося режима уравнение (64) принимает вид:

$$n - \gamma N^2 - \frac{J}{ae} = 0. \qquad (65)$$

Анализируя движение ионов в процессе тока, мы можем составить еще второе уравнение. При составлении его примем во внимание скорость движения ионов под действием электрической силы *E,* имеющей место между электродами *B и C.* Как показывает опыт, в рассматриваемых условиях можно с достаточною степенью приближения принять, что средняя скорость, приобретаемая ионом под влиянием электрической силы *E,* прямо пропорциональна этой силе. Обозначим теперь через $v_1$ скорость, приобретаемую положительным ионом под влиянием электрической силы, численно равной единице, а через $v_2$—соответственную скорость отрицательных ионов. Величины $v_1$ и $v_2$ называются *подвижностями ионов.* В таком случае скорость, приобретаемая положительным ионом под действием электрической силы *E,* будет равна $v_1E$, *а.* скорость отрицательного иона в тех же условиях выразится через $v_2E$. Предположим далее, что в промежутке между электродами *B к C* потенциал падает равномерно, т. е. полагаем

$$E = \frac{U_1 - U_2}{a}.$$

В действительности это предположение не вполне справедливо, но при рассмотрении общего характера явлений оно в первом приближении допустимо.

На основании изложенного мы можем положить, что в процессе тока через каждый кв. сантиметр поперечного сечения газового промежутка *BC* (рис. 134) положительные ионы будут проносить в одну секунду количество электричества:

$$q_1 = Nev_1 \frac{U_1 - U_2}{a},$$

*а* отрицательные ионы—количество электричества:

$$q_2 = Nev_2 \frac{U_1 - U_2}{a}.$$

Ионы эти будут двигаться в противоположные стороны. Поэтому количество электричества, несомое отрицательными ионами навстречу вектору *E,* будет эквивалентно такому же количеству положительного электричества, переносимому в направлении вектора *E.* Следовательно, для определения полной плотности тока



в газе, обусловливаемого движением как положительных, так и отрицательных ионов, необходимо арифметически сложить $q_1$ и $q_2$. На основании этого можем написать:

$$J = Ne(v_1 + v_2)\frac{U_1 - U_2}{a}. \qquad (66)$$

Отсюда имеем:

$$N = \frac{Ja}{e(v_1 + v_2)(U_1 - U_2)}.$$

Подставляя это значение $N$ в уравнение (65), получаем:

$$n - \frac{\gamma J^2 a^2}{e^2 (v_1 + v_2)^2 (U_1 - U_2)^2} - \frac{J}{ae} = 0. \qquad (67)$$

Остановимся теперь на случае, когда разность потенциалов $U_1$-$U_2$ очень мала. При этом ток будет ничтожно слаб, и потому можно пренебречь третьим членом в уравнении (67) по сравнению со вторым. Таким образом, для рассматриваемых условий получаем:

$$n - \frac{\gamma J^2 a^2}{e^2 (v_1 + v_2)^2 (U_1 - U_2)^2} = 0,$$

откуда

$$J = \frac{e}{a}(v_1 + v_2)\sqrt{\frac{n}{\gamma}} \cdot (U_1 - U_2),$$

или

$$J = k\,(U_1 - U_2), \qquad (68)$$

где $k$ есть некоторый коэффициент, сохраняющий в данных условиях постоянное значение, так как £ есть величина принципиально постоянная, $v_1$, $v_2$ и $\gamma$ суть постоянные характеристики газа, а Л неизменно при данной постоянной активности ионизирующего агента.

Итак, уравнение (68) показывает, что при очень малом значении разности потенциалов между электродами *В я С* сила тока будет прямо пропорциональна этой разности потенциалов, т. е. мы имеем в этом случае соблюдение закона Ома, что соответствует начальному прямолинейному участку характеристики тока на рис. 135 и что вполне подтверждается опытом.

Рассмотрим далее случай сравнительно очень больших значений разности потенциалов $U_1$-$U_2$, таких, однако, что еще не выступают на сцену никакие добавочные ионизирующие агенты, и мы все еще можем считать:

$n$=const.

В этом случае проще всего обратиться к непреобразованному уравнению (65). Второй член этого уравнения содержит в себе $N^2$.

Но концентрация ионов $N$ в сильной степени зависит от факторов, выводящих ионы из объема газа. Чем сильнее электрическое поле между электродами $B$ и С, тем быстрее в процессе тока через газ ионы удаляются из объема газа, и газ делается беднее ионами, т. е. тем меньше становится концентрация ионов $N$. Еще быстрее уменьшается квадрат концентрации, $N^2$. В связи с изложенным, при больших значениях разности потенциалов $U_1$-$U_2$ второй член в уравнении* (65) становится по сравнению с третьим членом весьма малым, и, таким образом, в рассматриваемых условиях мы можем пренебречь вторым членом и привести уравнение (65) к виду:

$$n - \frac{J}{ae} = 0,$$

откуда получаем

$J=nae$, *(69)*

т. е. сила тока не зависит больше от напряжения поля—ток достиг *насыщения.* Эта именно стадия разряда через газ и представлен» на рисунке 135 горизонтальным участком кривой между коленами $F$ и $G$. Как показывает опыт, ток насыщения, неизменный по силе, в действительности наблюдается в пределах больших колебаний разности потенциалов $U_1$-$U_2$, если только соблюдается справедливость соотношения

$n$=const.

Как видно из уравнения (69), в этом случае не только не применим закон Ома, но имеет место даже совершенно противоположная зависимость силы тока от длины газового промежутка: сила тока насыщения возрастает прямо пропорционально этой длине. Такая парадоксальная, на первый взгляд, зависимость объясняется тем, что при очень большом значении электрической силы $B$ все образующиеся в объеме газа ионы, не успев рекомбинироваться, пробегают в процессе тока через поперечное сечение газового промежутка, направляясь к соответствующему электроду $B$ или С. Совершенно очевидно, что чем больше вообще будет ионов во всем объеме газа, тем больше должна быть сила определяемого движением ионов тока. При постоянстве же $n$ полное число ионов, участвующих в создании тока насыщения, будет тем больше, чем больше будет объем газа, в котором эти ионы образуются неизменно действующим ионизирующим агентом, т. е. чем больше будет $a$, расстояние между электродами $B$ и С. Все это вполне подтверждается опытом, который совершенно отчетливо показывает, что при условиях достижения стадии тока насыщения сила этого тока, весьма малая при ничтожных расстояниях электродов $B$ и С, растет по мере увеличения этого расстояния.

Мы уже знаем, что при дальнейшем возрастании разности потенциалов за пределы, при которых еще наблюдается ток насыщения, выступает на сцену новый ионизирующий агент—сильное



электрическое поле. Если при этом ограничивающие сопротивления в рассматриваемой цепи (рис. 134) малы по своей величине, получается неустойчивый режим, который можно характеризовать уравнением (64):

$$n' - \gamma N^2 - \frac{J}{ae} = \frac{dN}{dt},$$

в котором мы должны рассматривать величины $n'$ и $N$ непрерывно возрастающими по тому или иному закону. Если, однако, ограничительные, балластные сопротивления в цепи достаточно велики, можно все же получить, как было указано в § 81, устойчивый режим в цепи даже при наличии ионизации электрическим полем. В таком случае мы будем иметь опять

$dN/dt$=0

и процесс тока в цепи может быть характеризуем уравнением (65),

$$n' - \gamma N^2 - \frac{J}{ae} = \frac{dN}{dt},$$

соответствующим ветви *GH* (тихий разряд) на кривой тока диаграммы, представленной на рис. 135. При этом $n'$ будет, конечно, отличаться от того, что мы имели раньше при наличии одного лишь основного ионизирующего агента. Мы можем в рассматриваемом случае положить:

$n'=n+f(U_1-U_2)$, где

$f(U_1-U_2)$

есть некоторая функция разности потенциалов, которая при данном расстоянии *a* между пластинами *B к C* определяет добавочную, сверх *n,* ионизацию под влиянием электрического поля.

До сих пор мы предполагали, что потенциал падает в газовом промежутке равномерно, т. е. что электрическое поле имеет одну и ту же величину на всем протяжении пути между электродами *B* и С. Но, как показывает более точное теоретическое и экспериментальное исследование вопроса, это не вполне справедливо, так как, кроме внешнего поля, определяемого разностью потенциалов между электродами *B* и С, необходимо еще принять во внимание и электрические поля, создаваемые свободными зарядами ионов,

находящихся в газе. Количество же этих зарядов не является одинаковым в различных частях промежутка между электродами. В середине между ними при одинаковой скорости ионов обоих знаков (при разной же скорости—где либо вблизи середины) концентрации положительных и отрицательных ионов равны между собою. В районах же вблизи каждого из электродов *B* и *C* преобладают ионы знака, противоположного знаку электрода, образуя



около них так называемые *объемные электрические заряды.* Исследование показывает, что наличие этих объемных зарядов обусловливает более резкое падение потенциала, т. е. большее значение электрической силы *E,* в непосредственной близости к электродам, между тем как в районе середины газового промежутка потенциал падает сравнительно медленнее.

Очерченная в настоящем параграфе схема теории прохождения электрического тока через газы обнаруживает, что режим тока в газах зависит, помимо общих условий, от трех величин:

1) от заряда ионов *e,*

2) от подвижности положительных и отрицательных ионов: $v_1$ и $v_2$,

3) от коэффициента рекомбинации ионов $\gamma$.

Что касается заряда ионов, мы об этом подробно говорили в § 79. Подвижность ионов была подвергнута тщательному изучению в опытах многих исследователей, в частности Резерфорда и Зеленого. Последний установил различие $v_1$ и $v_2$, т. е. подвижностей положительных и отрицательных ионов. Для характеристики полученных Зеленым результатов, мы ниже приводим некоторые данные из его работ. Здесь подвижности положительных ионов ($v_1$) и отрицательных ионов ($v_2$) вычислены для градиента потенциала, равного одному вольту на сантиметр, и даны в сантиметрах в секунду. Кроме того, приведено отношение между $v_1$ и $v_2$, а также температура газа во время опыта (в градусах С).

| | (+) $v_1$ | (−) $v_2$ | $\frac{v_2}{v_1}$ | $t$ |
|---|---|---|---|---|
| Сухой воздух | 1,36 | 1,87 | 1,375 | 13,5° |
| Влажный воздух | 1,37 | 1,51 | 1,10 | 14,0 |
| Сухой кислород | 1,36 | 1,80 | 1,32 | 17,0 |
| Влажный кислород | 1,29 | 1,52 | 1,18 | 16,0 |
| Сухая углекислота | 0,76 | 0,81 | 1,07 | 17,5 |
| Влажная углекислота | 0,82 | 0,75 | 0,915 | 17,0 |
| Сухой водород | 6,70 | 7,95 | 1,19 | 20,0 |
| Влажный водород | 5,30 | 5,60 | 1,05 | 20,0 |

Все эти данные относятся к случаю атмосферного давления. Как показали позднейшие наблюдения Ланжевена, в общем подтверждающие цифры Зеленого, подвижность положительных ионов можно

считать строго обратно-пропорциональной давлению. Подвижность же отрицательных ионов с уменьшением давления возрастает несколько быстрее.

Рекомбинация ионов подверглась особенно обстоятельному изучению со стороны Резерфорда и Таунсенда. На основании их исследований можно принять с достаточною степенью точности

$\gamma=1{,}6\cdot10^{-6}$ .

Для оценки этой цифры укажем, что для случая, практически встречающегося в разрядных трубках, когда можно принять, например,

$N=10^6$;



число ионов благодаря рекомбинации уменьшается вдвое приблизительно через 0,6 секунды. Действительно, мы знаем, что в этом случае

$$\frac{dN}{dt}=-\gamma N^2,$$

на основании чего имеем

$$-\frac{dN}{N^2}=\gamma\, dt.$$

Интегрируя, получим

$$\frac{1}{N_2}-\frac{1}{N_1}=\gamma t.$$

Если положить

$$N_2=\frac{1}{2}N_1,$$

то, следовательно,

$$t=\frac{1}{\gamma N_1}.$$

Подставляя вышеуказанные значения gm и $N$, получаем

$$t=\frac{1}{1{,}6}$$ = 0,624 секунды.

**§ 83. Тихий разряд. Корона.**

Как уже было разъяснено выше (см. §§ 78, 81 и 82), стадия тихого разряда через газы возникает всякий раз, когда электрическая сила достигает такого значения, при котором начинается ионизация газа за счет расщепления его нейтральных молекул достаточно быстро движущимися ионами. Если мы имеем дело с однородным электрическим полем, что в некоторых специальных случаях может быть осуществлено, то возникает тихий разряд во всем объеме газа. Но обычно в связи с большею или меньшею неоднородностью электрического поля, обусловленного главным образом формою электродов, тихий разряд появляется сначала там, где раньше всего достигается так называемое *критическое значение* силы электрического поля. Численная величина этой электрической силы, обратной по знаку градиенту потенциала, обычно выражается в вольтах или киловольтах на сантиметр. Так, в случае воздуха при нормальном давлении и 20° С критический градиент потенциала может быть принят равным электрической прочности воздуха при этих условиях, т. е. 30 киловольтам на сантиметр (см. § 71, *д).*

Если давление не равно атмосферному, то критический градиент потенциала можно найти, пользуясь результатами опытов Пашена, из которых можно заключить, что отношение критического градиента потенциала к давлению газа есть величина приблизительно постоянная. Зависимость эта хотя и не

вполне точна, но во всяком случае дает практически достаточно хорошие результаты. Таким образом, повышая, например, давление воздуха до


10 атмосфер, мы повышаем вместе с тем критический градиент потенциала до порядка 300 киловольт на сантиметр и т. д. В связи с этим во многих электротехнических устройствах, в особенности высоковольтных, может быть с успехом применяем воздух или вообще какой-либо газ под высоким давлением в качестве весьма прочного диэлектрика или изолятора. По этой именно причине А. А. Чернышев применил высокие давления газа в камере, в которой он располагал свой высоковольтный абсолютный электрометр (см. § 68). В последнее время проявляется тенденция к тому, чтобы заменить масло газом под высоким давлением в высоковольтных трансформаторах, выключателях и т. п. Следует иметь в виду, что указанное выше значение критического градиента потенциала для воздуха в нормальных условиях (30 киловольт на сантиметр) не соответствует действительности при очень малых расстояниях между электродами. Это замечание имеет место и в отношении всех вообще газов и для различных давлений газа.

Если один из электродов, между которыми ток идет через газообразную среду, представляет собою острие, обращенное к другому электроду, имеющему форму плоской пластины, то электрическая сила при некоторой разности потенциалов между ними будет во много раз больше у острия, чем у плоского электрода; и чем острие совершеннее, тем эта разница будет больше. В связи с этим явление тихого разряда может, как известно, возникнуть у конца острия и при сравнительно небольшой величине напряжения между рассматриваемыми двумя электродами. Замечательно при этом, что в данном случае и во многих других аналогичных случаях режим тихого разряда, возникающий у электрода с большой кривизной поверхности, обычно получается вполне устойчивым, если только полное напряжение, действующее в цепи, -не чрезмерно велико, хотя и сохраняет постоянную величину. Дело в том, что объем газа, непосредственно прилегающий к концу острия и сильно ионизированный благодаря начавшемуся в нем тихому разряду, как бы „затупляет" острие, добавляя к нему сильно проводящую область, внешняя пограничная поверхность которой имеет сравнительно с острием малую кривизну. Вне этой пограничной поверхности, если, повторяем, полное напряжение между электродами не чрезмерно велико, электрическая сила будет меньше критической, и явление тихого разряда дальше указанной границы не распространяется. Тихий разряд у концов острий и вообще у всех резко очерченных, острых углов на поверхности проводящего тела общеизвестен как в искусственной обстановке, которую мы можем создать на опыте, так и в естественных условиях, когда интенсивность атмосферных электрических явлений достаточно велика. Во всех этих случаях тихий разряд сопровождается слабым свечением газа и своеобразным шумом. Вместе с тем обычно наблюдается еще так называемый электрический ветер, обусловливаемый более или менее интенсивным движением частиц газа (воздуха), заряженных тем же знаком, что и электрод-острие, и увлекаемых от острия действием электрического поля.


Явление тихого разряда нередко имеет место при так называемых перенапряжениях в современных высоковольтных устройствах передачи электрической энергии. Особенно часто мы встречаемся с тихим разрядом у проводов линии передачи, когда ненормально повышенное напряжение между проводами сопровождается достижением критического значения электрической силы у их поверхности. В темноте провода в этом случае кажутся окруженными некоторой светящейся цилиндрической оболочкой, которая, носит название *короны.* Все, что было сказано выше о тихом разряде у конца острия, полностью применимо и к короне. Так как образование этой короны вокруг проводов линии передачи, а также поддержание ее требуют известного расхода электрической энергии, то совершенно очевидно, что допускать ее в качестве нормального явления ни в коем случае не следует. В связи с этим правильный расчет проводов линии должен учитывать возможность

появления короны, и всегда необходимо так подбирать диаметр провода, чтобы при нормальном напряжении между проводами электрическая сила у их поверхности была несколько менее критической. В то же время при ненормальных режимах, сопровождаемых перенапряжением, появление короны может оказаться весьма полезным фактором, поглощающим избыток энергии, связанный с перенапряжением и стремящимся благодаря этому привести систему к нормальным условиям работы. Поэтому целесообразно при выборе диаметра проводов линии передачи не слишком далеко уходить от того, что соответствует критическому напряжению. Явление короны было тщательно изучено Пиком, который обследовал его и теоретически и экспериментально. Как показывает расчет, принимая во внимание вышеприведенное значение критического градиента потенциала для воздуха в нормальных условиях (30 киловольт на сантиметр), критическое напряжение между проводами трехфазной линии передачи мы можем с достаточною для практики точностью выразить следующим образом в действующих киловольтах:

$E_k=71rlnd/r,$

где $r$ есть радиус провода, а $d$—расстояние между осями проводов. Явление короны сильно искажает форму кривой зарядного тока, так как тихий разряд имеет место только в течение той части периода, во время которой мгновенное значение градиента потенциала у поверхности проводов превышает 30 киловольт на сантиметр.

Опыт показывает, что интенсивное расщепление нейтральных молекул, возникающее при ионизации газа во время тихого разряда, сопровождается во многих случаях явлениями, имеющими химический характер. Когда, например, тихий разряд происходит в воздухе или в атмосфере кислорода, то наблюдается образование озона $O_3$, т. е. переход двухатомных молекул кислорода в трехатомные. При этом в зависимости от обстановки и степени интен-



сивности тихого разряда образование озона происходит с большей или меньшей скоростью. На практике весьма распространены *озонаторы,* представляющие собою приборы, в которых используется именно тихий разряд для получения озона, необходимого для целого ряда приложений, как-то: стерилизация воды, некоторые химические производства, беление тканей и т. д. Существует много различных конструкций озонаторов. Все они включают в себе той или иной формы камеру, в которой происходит тихий разряд и через которую при помощи специальных насосов прогоняется воздух или кислород. В большинстве конструкций этого рода с целью достижения устойчивости режима тихого разряда между разрядными электродами, приключенными к цепи переменного тока, располагают пластины из диэлектрика (например, из стекла), достаточно прочного для того, чтобы при данном, применяемом в схеме, напряжении он не мог быть пробит. При озонировании воздуха, т. е. смеси кислорода с азотом, кроме озона, могут образовываться еще окислы азота, которые при наличии водяных паров дают азотистую и азотную кислоту. Это явление в некоторых случаях может быть очень опасно. Например, в пазах динамомашин высокого напряжения образующиеся нитраты способны разрушать изоляцию и самые провода. Во избежание этого в машинах высокого напряжения пазы с проводами заполняют сплошь изоляционной массой. Эти вредные явления также в корне устраняются в новейших конструкциях электрических генераторов, работающих в атмосфере водорода. В последнее время начинают применять тихий разряд, помимо производства озона, в качестве возбудителя при многих других газовых реакциях, между прочим, для получения легких углеводородов (бензинов) путем расщепления молекул тяжелых углеводородов, пары которых для этой цели пропускаются через специальные камеры, где происходит тихий разряд. Во всяком случае, техническое применение тихого разряда для возбуждения и надлежащего направления некоторых газовых реакций имеет большое будущее.

**§ 84. Разрывной разряд.**

Интенсивная ионизация газа под влиянием сильного электрического поля, характеризующая стадию тихого разряда, может, как мы знаем, завершаться разрывным разрядом, если только в системе нет ограничений для чрезмерного возрастания тока. В естественной обстановке такой разрывной разряд

мы называем *молнией.* Вредное, разрушительное действие грозовых разрывных разрядов заставляет изыскивать средства для их предотвращения или, по крайней мере, обезвреживания. В связи с этим, для защиты различных сооружений применяются так называемые *громоотводы.* Они известны двух систем: шестовые громоотводы типа Франклина и сеточные громоотводы типа Мельсана. Первые имеют целью отвести грозовой разряд от защищаемого сооружения путем предоставления ему более короткого и более легкого пути через хорошо заземленные металлические наконечники, укрепляемые на



длинных мачтах или шестах, располагаемых вблизи защищаемых сооружений (например, пороховых погребов) или на крышах гражданских сооружений. Громоотводы типа Мельсана являются, так сказать, более или менее предупредительными. Они рассчитаны на то, чтобы успеть израсходовать накопленную в атмосферном электрическом поле энергию при помощи искусственно создаваемых условий для интенсивного развития тихого разряда. Для этой цели Мельсан предложил покрывать крышу охраняемого сооружения целою сетью проводов, соответствующим образом изолированных от здания и присоединенных к надежному заземлению рядом вертикальных проводов, располагаемых вдоль стен здания. Сеть проводов над крышей сооружения, согласно Мельсану, снабжается большим количеством острий, образуемых обычно пучками или, вернее, кистями проволок, обращенных своими концами кверху. При всяком перенапряженном состоянии атмосферного электричества, раньше чем может ударить молния, возникают обильные тихие разряды у концов проволок, образующих вышеуказанные кисти, и благодаря этому значительно понижается сила электрического поля в районе защищаемого сооружения, вследствие чего сильно уменьшается вероятность разряда в виде молнии.

Линии передачи электрической энергии являются весьма уязвимой со стороны грозовых разрядов частью современных крупных электротехнических сооружений. В связи с этим для защиты линий передачи часто применяют хорошо заземленный стальной трос, располагаемый над проводами линии. Кроме того, за последнее время стали обращать серьезное внимание и на меры предупредительного характера. Дело в том, что вероятность удара молнии в то или иное сооружение тем больше, чем больше естественная ионизация воздуха в районе расположения этого сооружения, так как от степени этой исходной ионизации непосредственно зависит время, потребное для достаточного развития добавочной ионизации воздуха под действием атмосферного электрического поля. А это развитие интенсивной добавочной ионизации воздуха всегда, как мы знаем (см. § 81), предваряет возникновение разрывного разряда, в данном случае—молнии. Оказывается, что естественная ионизация воздуха в различных местах над поверхностью земли сильно изменяется от места к месту в зависимости от геологических условий, связанных, повидимому, с различной радиоактивностью отдельных пластов пород, из которых состоит структура толщи поверхностного слоя земли в разных местах. Наблюдения над естественной ионизацией воздуха, производимые за границей и, по инициативе М. А. Шателена, развиваемые за последнее время и у нас в Союзе, с очевидностью показывают, что особенно часто поражаются ударами молнии именно те участки поверхности земли, над которыми естественная ионизация воздуха имеет наибольшее значение. При этом иногда небольшое уклонение в сторону от подобных участков переводит нас в условия значительно меньшей естественной ионизации воздуха и, соответственно, сравнительно очень малой вероятности удара молнии. Из сказанного следует,



что при трасировке новых линий передачи, в целях предупреждения расстройства их от грозовых разрядов, необходимо предварительное тщательное изучение соответствующего района в отношении интенсивности естественной ионизации воздуха. То же самое целесообразно, конечно, иметь в виду и

при выборе мест постройки таких ответственных сооружений, как, например, пороховые погреба и т. п.

В искусственной обстановке разрывной разряд наблюдается в самых разнообразных условиях. Мы обычно называем его в этом случае *искрой.* То напряжение между электродами, при котором искра проскакивает, т. е. так называемое *пробивное напряжение,* зависит от расстояния между электродами и от формы их, от природы и давления газа и от целого ряда других факторов. Пашен, много занимавшийся изучением искрового разряда, установил зависимость между разрядным напряжением, расстоянием между электродами и давлением газа. *Закон Пашена* гласит, что при прочих равных условиях разрядное напряжение определяется величиною произведения давления газа на длину искры и не изменяется, «ели это произведение сохраняет свою величину. При этом оказывается, что разрядное напряжение в первом приближении пропорционально данному произведению. Из разного рода факторов, влияющих на искру, вернее сказать, на пробивное напряжение, отметим действие ультрафиолетовых лучей, открытое Герцем. который нашел, что освещение искрового промежутка ультрафиолетовыми лучами облегчает возникновение искры, т. е. понижает требуемое пробивное напряжение. Как показали дальнейшие опыты различных исследователей, в числе которых первым был Столетов, открытое Герцем явление теснейшим образом связано с фотоэлектрическим эффектом, обусловливающим отделение отрицательно заряженных частиц (электронов) с поверхности катода (см. § 78, п. 9). Кроме того, имеет место и ионизация газа ультрафиолетовыми лучами. В. К. Лебединский открыл *обратный фотоэффект в искре.* Именно, он показал, что при известных условиях, при малой мощности генератора, питающего искру, ультрафиолетовый свет, падающий на искровой промежуток, может гасить искру, превращая разрывной разряд в очень интенсивный тихий разряд. В. К. Лебедииский установил подобное же действие на искру и со стороны излучений радиоактивных веществ.

Технические применения искры основываются главным образом на том, что разряд этого, типа, могущий протекать при очень больших силах тока благодаря сильной ионизации газа на пути искры, наступает при благоприятных условиях чрезвычайно быстро. Таким образом, искра может служить, так сказать, автоматическим спускным механизмом, приводящим в действие ту или иную электрическую схему, в которой имеются условия для предварительного накопления электрической энергии. Такова, например, была роль искры в первоначальных радиотелеграфных устройствах, в которых получались затухающие колебания (см. § 124). В связи с этим радиосвязь в старое время обычно называлась *искровой телеграфией.*



Искра играет роль вредного фактора во всех размыкающих цепь устройствах, применяемых в электротехнической практике, в особенности, когда имеются налицо благоприятные обстоятельства для перехода искры в вольтову дугу. Все контактные органы электрических аппаратов сильно страдают от образования искры, а часто от вызываемых искрой затяжек тока страдает и правильное функционирование схемы. Ввиду этого конструктору нередко приходится всячески изощряться в стремлении побороть вредное действие искры. Во всех подобных случаях самым надежным средством является принятие мер к тому, чтобы напряжение между контактными частями было возможно меньше в момент разведения их. Дело еще более осложняется в условиях, когда может возникать вольтова дуга. В этих случаях приходится принимать специальные меры для гашения появляющейся дуги.

В области электрических измерений искровой разряд нашел применение для измерения высоких напряжений. При этом обычно пользуются электродами в виде шаров, т. е. так называемыми *шаровыми разрядниками.* Этот метод является наиболее простым и до настоящего времени наиболее распространенным для измерения высоких напряжений, вплоть до наивысших, какие можно получать от современных трансформаторов. Зависимость пробивного напряжения между двумя шарами от расстояния, диаметра шаров, плотности воздуха и других факторов изучена очень точно.

Поэтому шаровой разрядник может измерять напряжение с погрешностью не более 2%, а при очень тщательной работе с ними— даже около 1%. Для определения напряжения шаровым разрядником обычно пользуются специальной таблицей, принятой Американским обществом инженеров-электриков после тщательной теоретической и экспериментальной проработки этого вопроса. В виде примера ниже мы приводим некоторые цифры из этой таблицы. В первом столбце даны пробивные напряжения в действующих киловольтах при нормальном давлении и 25°С. В следующих столбцах даны соответствующие расстояния между изолированными от земли шарами различных диаметров.

| kV | Диаметры шаров | | | |
|---|---|---|---|---|
| | 62,5 *мм* | 125 *мм* | 250 *мм* | 500 *мм* |
| | Длина искры в миллиметрах | | | |
| 10 | 4,0 | — | — | — |
| 20 | 8,6 | — | — | — |
| 30 | 14,1 | 14,1 | — | — |
| 40 | 19,2 | 19,1 | — | — |
| 50 | 25,0 | 24,4 | — | — |
| 60 | 32,0 | 30 | 29 | — |
| 70 | 39,5 | 36 | 35 | — |



| kV | Диаметры шаров | | | |
|---|---|---|---|---|
| | 62,5 *мм* | 125 *мм* | 250 *мм* | 500 *мм* |
| | Длина искры в миллиметрах | | | |
| 80 | 49,0 | 42 | 41 | 41 |
| 90 | 60,5 | 49 | 45 | 45 |
| 100 | — | 55 | 51 | 51 |
| 120 | — | 71 | 63 | 62 |
| 160 | — | 100 | 90 | 83 |
| 200 | — | — | 123 | 106 |
| 240 | — | — | 160 | 130 |
| 280 | — | — | 203 | 158 |
| 320 | — | — | 265 | 187 |
| 360 | — | — | — | 221 |
| 400 | — | — | — | 257 |

**§ 85. Вольтова дуга.**

Мы уже имели случай указывать выше (см. § 81), что при достаточной мощности генератора, питающего цепь, и при достаточно малом общем сопротивлении цепи — разряд через газообразную среду между двумя какими-либо электродами может завершаться переходом в стадию *вольтовой дуги,* характеризуемую, сильным излучением электронов из некоторой части поверхности

отрицательного электрода, т. е. катода, причем для создания условий возникновения вольтовой дуги эта часть поверхности катода должна быть нагрета до температуры достаточно высокой для того, чтобы от нее начали обильно отделяться электроны. Способ, каким именно будет достигнуто указанное нагревание, т. е. *активирование* соответствующей части поверхности катода, не имеет существенного значения. Это можно получить, например, подогревая катод от какого-либо совершенно постороннего источника энергии, хотя бы при помощи некоторого пламени. Практически мы обычно возбуждаем вольтову дугу, просто раздвигая предварительно доведенные до соприкосновения электроды. Благодаря сравнительно большому сопротивлению контакта, особенно в момент разведения электродов, место контакта сильно нагревается джоулевым теплом. Таким образом, создаются условия для необходимого активирования катода к моменту полного отделения электродов друг от друга, и вольтова дуга сразу возникает, минуя все другие возможные стадии разряда. В дальнейшем активироваиие катода может поддерживаться за счет электрической энергии, расходуемой в объеме вольтовой дуги.

Общий вид вольтовой дуги, впервые полученной профессором В. Петровым в 1802 г., имеет совершенно своеобразный характер.

281

В виде примера на схематическом рис. 136 представлена вольтова дуга между угольными электродами, обычно применяемыми при использовании вольтовой дуги для осветительных целей.

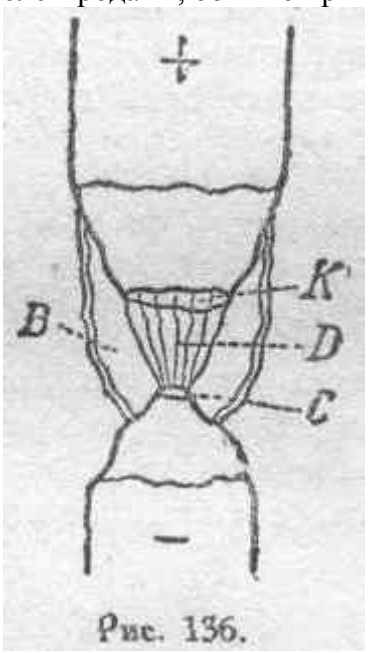


Рис. 136.

При этом взят случай вольтовой дуги, питаемой постоянным током, и форма концов угольных электродов изображена применительно к тому, что получается при открытой вольтовой дуге в воздухе после достижения установившегося режима, когда угли успеют уже соответствующим образом обгореть. Как это показано на рисунке, отрицательный угольный стержень приобретает несколько заостренную

•форму, и активный участок его поверхности, испускающий мощный поток электронов, лежит на самом конце (С). Положительный же угольный стержень сравнительно сильно затуплен на конце, который в общем получает форму усеченного конуса. Тупой конец (*K*) этого конуса обычно несколько вогнут и носит название *кратера* вольтовой дуги. На него именно опирается вольтова дуга *(D).* Поверхности кратера и активного конца катода накалены добела, сама же дуга в случае чистых сплошных углей имеет фиолетовую окраску. Вольтова дуга *D* и концы углей С и *K* окружены более или менее развитой газообразной оболочкой *B,* имеющей зеленоватый оттенок во внутренних частях у границы с вольтовой дугой и желтоватый оттенок снаружи. Мощный поток электронов, обра-

зующих собственно вольтову дугу, занимает объем *D*. Как показывают исследования Виолля, Россетти и других, температура поверхности кратера угольного анода достигает 3500° — 3900°С, температура же активного участка поверхности угольного катода несколько ниже и лежит в пределах от 2700° до 3150° С. В связи с этим главная часть светового потока, излучаемого вольтовой дугой, приходится на долю кратера. Что же касается самой вольтовой дуги, то температура ее достигает 4800°С, но обычно она
-излучает ничтожную долю общего светового потока, вследствие сравнительно слабого свечения газов. Температура оболочки *B* значительно ниже. Эта оболочка состоит **из** сгорающих паров и частиц угля и из образующихся под влиянием высокой температуры продуктов горения воздуха, как такового, т. е. из окислов азота, в смеси, конечно, с остатками азота и кислорода, а также с окисью углерода и углекислотой. При сплошных углях вольтова дуга горит не вполне покойно и очень легко начинает шипеть в связи с возникновением быстрых перемещений дуги по поверхности анода, как это показали опыты Герты Айртон. Для придания дуге большей устойчивости, что необходимо для повышения температуры испускающего свет кратера, обычно снабжают положительный уголь так называемым *фитилем:* в цилиндрический канал около 0,15 диаметра угля запрессовывается смесь из угольного порошка с растворимым калийным стеклом. Для повышения световой отдачи самой вольтовой дуги Блондель предложил применять более толстый фитиль (около 0,6 диаметра угля), состоящий из смеси угля с солями бария, стронция, алюминия и с фтористым кальцием. Получается таким образом *пламенная вольтова дуга.* Ввиду более высокой температуры конца положительного угля по сравнению


с концом отрицательного угля, при доступе воздуха первый сгорает быстрее второго. Вследствие этого обычно применяют угли разных диаметров: более толстый положительный и более тонкий отрицательный. При питании же вольтовой дуги переменным током температурные условия обоих углей в среднем выравниваются, будучи различны в течение отдельных полупериодов. Угли в этом случае сгорают в общем одинаково и их берут одинакового диаметра. Вместе с тем, при переменном токе оба угля на концах принимают при установившемся режиме одну и ту же форму усеченного конуса. При затрудненном доступе воздуха, что иногда применяли для уменьшения скорости сгорания углей, концы обоих угольных электродов приобретают притупленную форму даже в случаях питания постоянным током. Катодное пятно, т. е. активное место на поверхности катода, при атом медленно переходит с места на место. Ясно, конечно, что, благодаря очень высокой температура поверхности кратера дуги, вещество положительного электрода может испаряться. Результатом этого бывает при очень короткой вольтовой дуге, даже открыто горящей в воздухе (рис. 136), появление в форме графита характерных наростов (грибков) на конце катода, где, благодаря сравнительно низкой температуре, конденсируются пары углерода, отделяющиеся с поверхности кратера и не успевающие сгореть вследствие достаточной, при короткой дуге, защиты со стороны окружающей дугу *D* оболочки *B*.

Что в явлении вольтовой дуги мы встречаемся действительно с потоком электронов, исходящих из накаленного активного конца отрицательного электрода, — это установлено на основании целого ряда опытных исследований. Принципиальная необходимость высокой температуры катода, а также второстепенное значение температуры анода дуги отчетливо выявляется, например, в следующем опыте автора настоящей книги, схематически изображенном на рис. 137.

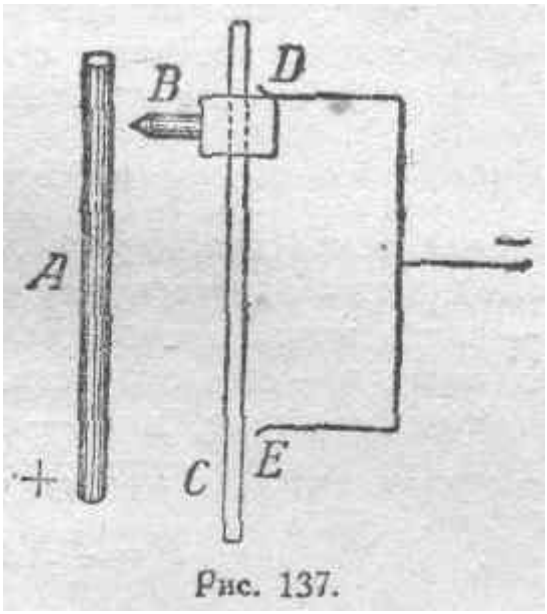


Рис. 137.

Если между вертикальным углем *A,* соединенным с плюсом, и углем *B,* который может перемещаться по изолированному стержню С и В верхнем своем положении соединяется с минусом,



образуется вольтова дуга, то при падении угля *B* дуга прекратится и снова восстановится в положении *E,* в котором уголь *B* снова соединяется с минусом, если только уголь *B* за время падения не успеет охладиться. Если же уголь *A* соединить с минусом, а пластины *D* и *E—с* плюсом, то дуга, зажженная в верхнем положении, ни в коем случае не загорится в нижнем, при холодном катоде. Из подобного рода опытов с полною очевидностью следует, что *высокая температура катода является основным условием возникновения вольтовой дуги.* .Температура же анода не играет существенного значения, и в частных случаях анод может быть и холодным, если создать для этого соответствующую обстановку. Вопрос о природе основных носителей тока в вольтовой дуге был решен автором настоящей книги путем определения отношения заряда к массе этих носителей (ср. § 79). Допуская, что весь ток в дуге связан с движением отрицательно заряженных элементов вещества, отделяющихся от катода (допущение это, как показывают исследования и расчеты, с достаточною степенью приближения справедливо), можем написать:

$I=Ne,$

где $I$ есть сила тока, питающего дугу, $N$—число отрицательных ионов, проходящих в одну секунду через любое поперечное сечение дуги, и $e$— заряд иона. Далее, если $m$ есть масса каждого отрицательного иона, $v$ — его скорость, приобретенная за время движения от катода к аноду, и $P$— электрическая мощность расходуемая в дуге, то должно существовать такое соотношение:

$P={}^{1}/_{2}Nmv_{2}.$

Наконец, обозначая через $F$ силу давления дуги на поверхность анода, можем написать соотношение, выражающее, что эта сила равна количеству движения, теряемому в одну секунду отрицательными ионами, ударяющимися о поверхность анода, т. е.:

$F = Nmv,$

Из этих трех соотношений получаем:

$e/m=2PI/F^2$

v=2P/E.

После определения различными способами силы действительно существующего давления вольтовой дуги на поверхность анода, а также измерения всех других необходимых величин, было получено:

$e/m$=около$10^7$ в абс. эл.-маг. единицах,

$v$=около $2\cdot10^8$ сантиметров в секунду.

Сравнивая полученную величину отношения заряда к массе с тем, что было раньше установлено Дж. Дж. Томсоном для электрона, мы должны притти к заключению, что отрицательно заряженные носители тока в вольтовой дуге представляют собою не что иное, как электроны. Что же касается сравнительно небольшой скорости движения электронов дуге, то это объясняется небольшою величиною разности потенциалов между электродами дуги. В вышеописанных опытах она колебалась от 20 до 50 вольт.

Вышеприведенные рассуждения не учитывали наличия положительных и отрицательных ионов, несомненно образующихся в газе на пути вольтовой дуги. На долю этих ионов приходится сравнительно малая часть полного тока, протекающего через вольтову дугу. Но тем не менее они известную роль играют. В частности, бомбардировка положительными ионами поверхности катода является одним из факторов, поддерживающих высокую температуру его и активирующих его. Несомненно, однако, что обычно при вольтовой дуге, горящей в воздухе при атмосферном давлении, значительнейшая часть тепла, необходимого для нагревания катода дуги, получается за счет притока тепла от нагретых до высокой температуры газов на пути дуги, и в случае раскаленного анода—путем тепловых излучений с поверхности кратера.

Напряжение между электродами вольтовой дуги, как показывает опыт, зависит от силы тока в дуге, от ее длины, от вещества электродов, от давления газообразной среды и т. д. Первое соотношение этого рода было сформулировано Фрёлихом, который установил его для *спокойно горящей вольтовой дуги* на основании опытов Эдлунда, следующим образом:

$U=a+bl,$

где $U$—есть напряжение между электродами дуги, $l$ — длина дуги, $a$ и $b$—некоторые постоянные коэффициенты. Для случая постоянного тока и сплошных угольных электродов, в пределах сил токов от 10 до 100 амперов, Фрёлих дал следующее численное соотношение:

$U=39+1{,}8l,$

где / выражение в миллиметрах. Формула Фрёлиха грубо соответствует результатам опыта. Более точное соотношение предложила Герта Айртон:

$$U=\alpha+\beta l+\frac{\gamma+\delta i}{l}.$$

Формула Герты Айртон в частных случаях принимает следующий вид (при постоянном токе). Чистый уголь в воздухе:

$$U=38{,}9+2{,}1l+\frac{11{,}7+10{,}5l}{l}.$$

285

Медные электроды в воздухе:

$$U=21{,}4+3{,}0l+\frac{10{,}7+15{,}2l}{l}.$$

Железные электроды в воздухе:

$$U=15{,}5+2{,}5l+\frac{9{,}4+15{,}0l}{l}.$$

При питании вольтовой дуги переменным током форма кривой напряжения между электродами дуги получается довольно сложная (см. ниже). А. М. Залесский, исследовавший вольтову дугу переменного тока, дал следующие числовые зависимости, характеризующие напряжение $U_c$, соответствующее максимальному значению силы тока ($I_m$) при частоте в 50 периодов в секунду:

Медные электроды в воздухе:

$$U_c = 44{,}0 + 1{,}56l + \frac{13{,}5 + 4{,}36l}{I_m}.$$

Железные электроды в воздухе:

$$U_c = 45{,}5 + 1{,}78l + \frac{4{,}02l}{I_m}.$$

Алюминиевые электроды в воздухе:

$$U_c = 36 + 1{,}86l + \frac{35 + 3{,}72l}{I_m}.$$

Во всех вышеприведенных формулах длина дуги выражена в миллиметрах. Штейнметц предложил соотношение:

$$U = \alpha + \frac{\beta(l + \gamma)}{\sqrt{I}}.$$

Наконец, Ноттингем дал формулу:

$$U = \alpha + \beta l + \frac{\gamma + \delta l}{I^n},$$

где показатель степени *n* зависит от вещества электродов и пропорционален абсолютной температуре его плавления (для металлов) или испарения (для угольных электродов).

Все эти соотношения следует рассматривать как чисто эмпирические..

Из вышеприведенных зависимостей следует, что напряжение между электродами вольтовой дуги при данной длине ее и при спокойно горящей дуге уменьшается по мере увеличения силы тока, т. е. мы встречаемся с так называемой *падающей характеристикой* в отличие от характеристик обычных сопротивлений, напряжение **на** зажимах которых растет по мере увеличения силы



тока. Таким образом, та часть цепи тока, которая состоит из вольтовой дуги, не подчиняется закону Ома. На рис. 138 приведены в виде примера *статические характеристики вольтовой дуги,* построенные Гертой Айртон для вольтовой дуги постоянного тока между сплошными угольными электродами: положительным в 11 *мм* и отрицательным в 9 *мм* диаметром.

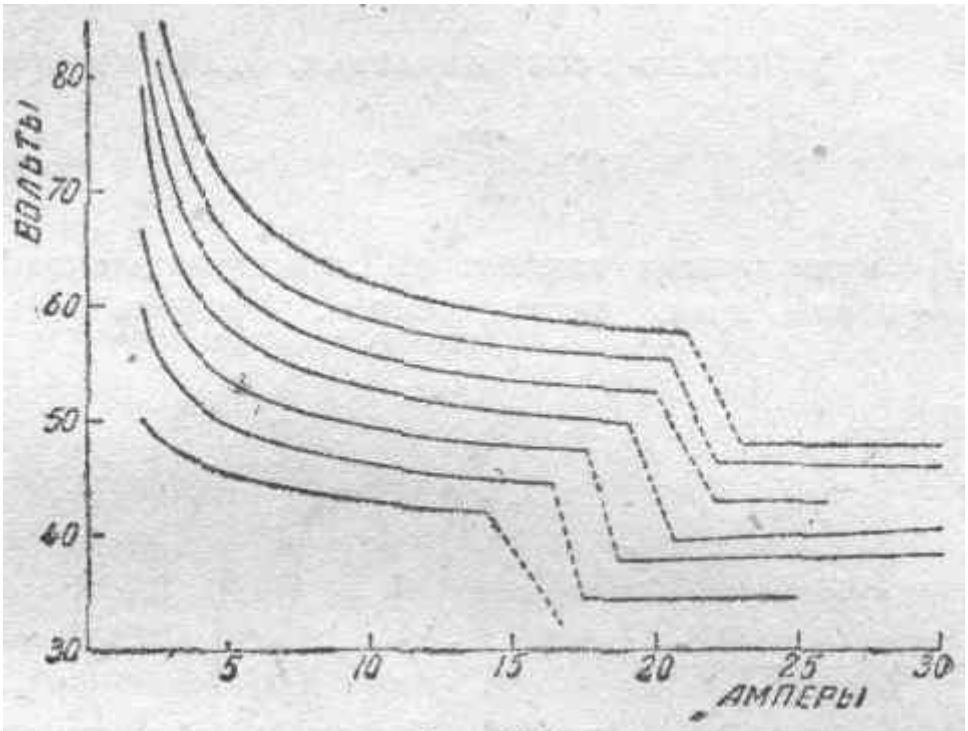


Рис. 138.

Разрывы в сплошных кривых. при переходе к более сильным токам соответствуют нарушению спокойного режима вольтовой дуги (левая часть рисунка) и наступлению режима шипящей вольтовой дуги (правая часть рисунка).

Ряд приведенных кривых относится к различным длинам дуги от 1 *мм* (нижняя кривая) до 7 *мм* (верхняя кривая).

В отличие от статических характеристик, соответствующих спокойному горению дуги при постоянном токе, характеристики дуги в координатах $I$ и $U$ при переменном токе называются *динамическими.* Эти последние имеют сложную форму в связи, между прочим, с тем обстоятельством, что напряжение между электродами дуги при быстрых изменениях тока зависит не только от силы тока в данный момент, но и от предыдущей истории дуги. Когда сила тока возрастает, то напряжение для данной силы тока, вообще говоря, больше, чем при убывании тока. На рис. 139 приведен пример динамической характеристики вольтовой дуги (при переменном токе с частотою в 50 периодов в секунду).

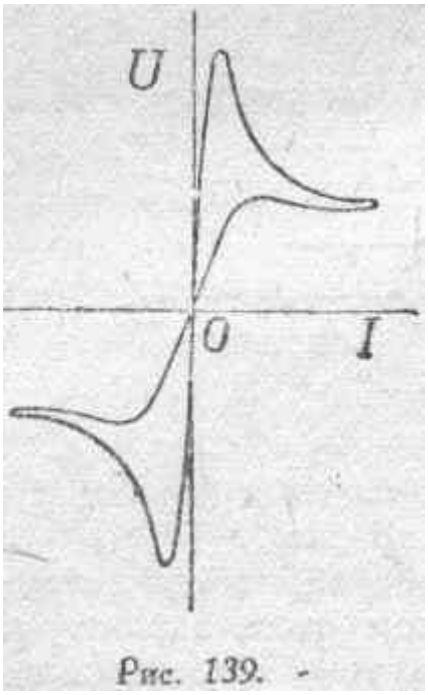


Рис. 139.

Что касается кривых тока и напряжения между электродами вольтовой дуги, как функции времени при переменном токе, то ясно, что особенности процессов, происходящих в дуге, должны вызвать осложнения в форме соответствующих кривых. При этом степень искажения кривой тока будет в значительной степени определяться сравнительной величиной основной электродвижущей силы, генерирующей переменный ток; чем она меньше, тем сильнее искажается кривая силы тока. На рис. 140 представлена в виде примера осцилограмма



силы тока (*I*) и напряжения *(U)* между сплошными угольными электродами при питании вольтовой дуги от цепи переменного тока с частотою в 50 периодов в секунду, при неиндуктивном добавочном сопротивлении в цепи и при действующей напряжении между главными зажимами, равном 110 вольтам.

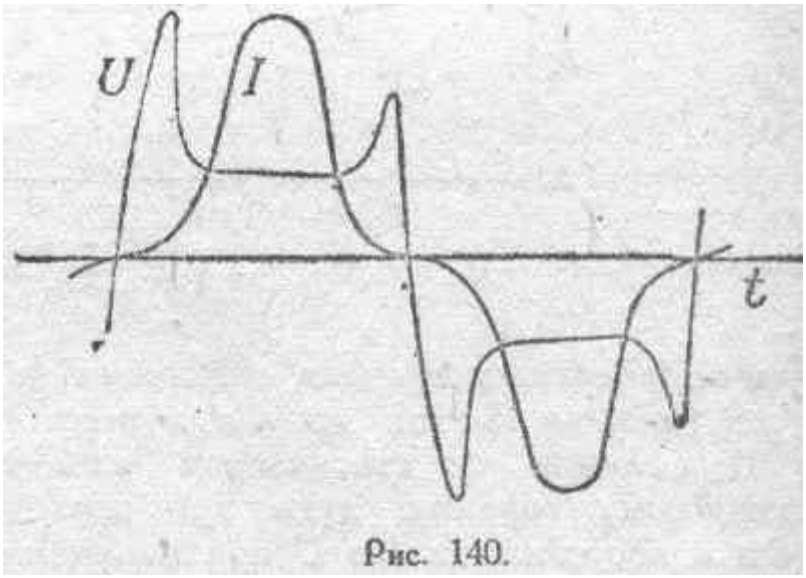


Рис. 140.

Как видно *из* рис. 138, характеристика спокойно горящей вольтовой дуги является падающей, т. е. мы имеем:

$dU/dI<0$.

в отличие от обычного сопротивления, для которого всегда бывает:

$R=dU'/dI>0$.

В связи с этим иногда говорят об *„отрицательном" сопротивлении вольтовой дуги* (динамическом). Процесс электрического тока в некоторой цепи может быть устойчивым только тогда, когда суммарное сопротивление цепи будет иметь положительное значение. Поэтому именно для достижения устойчивого горения вольтовой дуги последовательно с нею в цепи необходимо добавочное сопротивление и притом такое, чтобы удовлетворялось соотношение:

$$\frac{dU'}{dI}+\frac{dU}{dI}=R+\frac{dU}{dI}>0.$$

Что данное условие действительно должно удовлетворяться для получения устойчивого горения дуги, это можно показать следующими рассуждениями. Представим себе (рис. 141) кривую *ACB,* изображающую собою падающую характеристику вольтовой дуги.

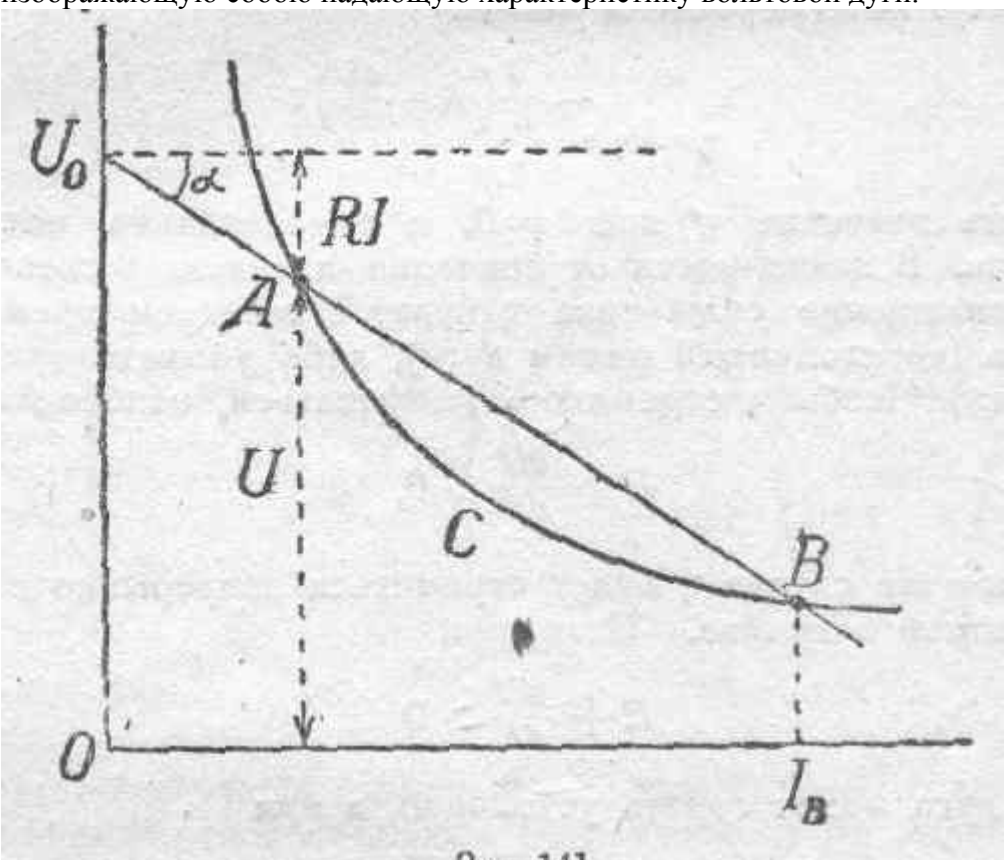



Рис. 141.

Пусть $U_0$ есть постоянное напряжение между главными зажимами цепи. Допустим, что в некоторый момент времени напряжение между



электродами дуги есть $U$ и сила тока в дуге есть $I$. Ясно, что всегда должно удовлетворяться уравнение:

$$U_0=RI+L\frac{dI}{dt}+U,$$

где $R$ есть омическое сопротивление цепи, а $L$ — ее коэффициент самоиндукции. Допустим далее, что ток в дуге по той или иной причине получил очень малое, но конечное приращение т). Мы можем в связи с этим написать, пренебрегая малыми высших порядков:

$$U_0=R(I+\eta)+L\frac{d(I+\eta)}{dt}+\left(U+\eta\frac{dU}{dI}\right).$$

Вычитая из этого написанное выше уравнение, получим:

$$L\frac{d\eta}{dt}+\eta\left(R+\frac{dU}{dI}\right)=0,$$

откуда после интегрирования имеем:

$$\eta=\eta_0\varepsilon^{-\frac{1}{L}\left(R+\frac{dU}{dI}\right)t},$$

где $\eta_0$ есть значение $\eta$ при $t$=0, а $\varepsilon$—основание натуральных логарифмов. В зависимости от значения показателя степени полученное приращение силы тока $\eta$будет с течением времени либо возрастать (неустойчивый режим дуги), либо убывать (устойчивый режим дуги). Чтобы $\eta$ стремилось уменьшаться, необходимо иметь:

$$R+\frac{dU}{dI}>0,$$

в противном же случае $\eta$ будет стремиться непрерывно возрастать по абсолютной величине. Итак, при

$$R+\frac{dU}{dI}>0$$

вольтова дуга может гореть устойчиво, а при

$$R+\frac{dU}{dI}<0$$

вольтова дуга будет неустойчива.

Если через точку на оси ординат, соответствующую заданному постоянному напряжению $U_0$, провести (рис. 141) некоторую прямую *AB* под углом а к горизонтальной оси, то не трудно видеть, что должно существовать соотношение:

$\mathrm{tg}\alpha=R$.

Одним словом, эта прямая может рассматриваться как надлежащим образом расположенная характеристика добавочного сопротивления, включенного последовательно с вольтовой дугой. При этом



напряжение *U* между электродами дуги, сложенное с падением напряжения в сопротивлении *R,* должно быть равно постоянному напряжению $U_0$.

Точка *A* соответствует неустойчивому режиму дуги, так как для нее, как это следует из рис. 141,

$$R+\frac{dU}{dI}<0.$$

Точка же *B* соответствует устойчивому режиму дуги, так как для этой точки мы имеем

$$R+\frac{dU}{dI}>0.$$

В заключение настоящего параграфа коснемся главнейших технических применений вольтовой дуги. Применение ее для целей электрического освещения является наиболее старым. В настоящее время усовершенствования в области ламп накаливания в значительной степени вытеснили дуговые лампы в обычной осветительной практике. Вольтова дуга удерживается еще только в тех случаях, когда требуется источник света с очень концентрированной излучающей поверхностью, как, например, в прожекторах и т. п., а также, когда имеет особое значение состав испускаемого лампой света (в фототехнике). В металлургии вольтова дуга играет большую роль как средство получения высокой температуры, необходимой для различных металлургических процессов. Существуют, например,

дуговые электрические печи для варки стали, потребляющие в дуге очень большую мощность, измеряемую тысячами киловаттов при токе в десятки тысяч амперов. Дуговые печи приме-
290

няются также при производстве кальция-карбида. Во всех подобных печах применяются гигантские угольные электроды большого сечения, достигающего десятков кв. дециметров. Известны применения вольтовой дуги в химической промышленности для фиксации атмосферного азота. Для этой цели воздух пропускают через камеру, в которой горит вольтова дуга большой длины, при мощности, достигающей иногда тысяч киловаттов. Благодаря высокой температуре пламени вольтовой дуги, воздух горит с образованием окислов азота, улавливаемых в дальнейших операциях различными способами и дающих в конечном результате азотную кислоту, кальциевую селитру и другие нитросоединения. Упомянем далее об использовании вольтовой дуги для целей весьма распространенной в последнее время электросварки, основные методы которой были даны русскими изобретателями Бенардосом и Славяновым. Необходимо еще отметить применение вольтовой дуги для целей получения электрических колебаний. При помощи именно вольтовой дуги были осуществлены первые радиогенераторные устройства с незатухающими колебаниями. Возможность возбуждения электрических колебаний в этом случае обусловливается наличием падающей характеристики вольтовой дуги, т. е. так называемым „отрицательным" сопротивлением ее. В связи с этим, присоединяя к электродам вольтовой дуги ветвь, содержащую самоиндукцию и емкость некоторого конденсатора, можно, как показал впервые Дудделл, получить в этой ветви колебательный режим тока, причем этот переменный ток замыкается через вольтову дугу и имеет частоту, зависящую от соотношения между самоиндукцией и емкостью. Укажем, наконец, что вольтова дуга широко применяется для выпрямления переменного тока в постоянный. Этому специальному вопросу мы посвящаем следующий параграф.

**§ 86. Дуговые выпрямители.**

*Дуговые выпрямители* основаны на использовании неодинаковой роли положительного и отрицательного электродов вольтовой дуги. В то время, как положительный электрод играет пассивную роль в основном процессе, протекающем в вольтовой дуге, и в связи с этим температура этого электрода, вообще говоря, безразлична, т. е. может быть и очень высокой и сколь угодно низкой, — отрицательный электрод играет активную роль, причем часть его поверхности, испускающая поток электронов, обязательно должна быть нагрета до соответственно высокой температуры. В связи с этим даже при наличии двух совершенно одинаковых, например, угольных электродов, между которыми образована вольтова дуга в цепи переменного тока, очень трудно получить вполне симметричную кривую тока, что возможно только при совершенно тождественных температурных условиях обоих электродов, К этим условиям более или менее можно приблизиться, расположив электроды горизонтально. В случае же вертикального их расположения верхний уголь оказывается более нагретым, благодаря восходящим
291

потокам горячих газов, и в кривой переменного тока будет преобладать то направление, при котором более нагретый верхний уголь является катодом. Нарушение симметрии переменного тока достигнет своего предела, если один из электродов намеренно охлаждать. Например, если взять один электрод угольный, а другой — медный, то вследствие сравнительно малой теплопроводности угля высокая температура некоторой соответственной части его поверхности при достаточной действующей силе тока может сохраняться в течение промежутка времени большего величины полупериода переменного тока, температура же медного электрода по причине большой теплопроводности меди может никогда не достигать того предела, начиная с которого поверхность его делается способной испускать электроны. При этих условиях и при не очень большом действующем значении основной электродвижущей силы в цепи (напр., 110 вольт), в кривой тока будут совершенно отсутствовать пульсации тока того направления, при котором медный электрод оказывается катодом (рис. 142).

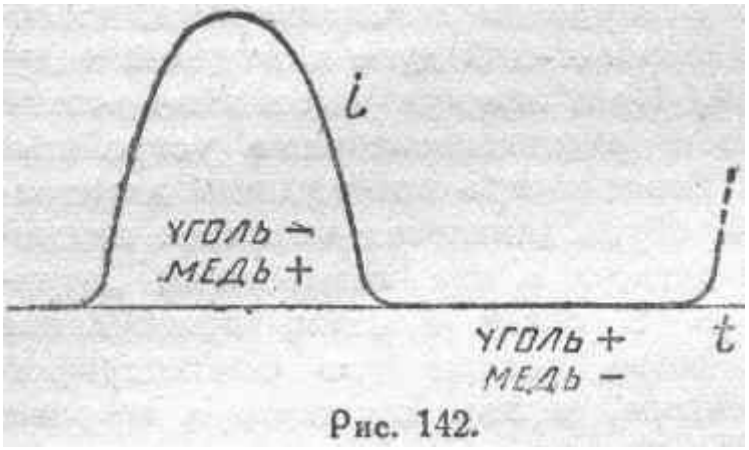


Рис. 142.

Таким образом получается простейший дуговой выпрямитель, который может быть применяем в отдельных частных случаях, если коэффициент полезного действия выпрямительного устройства не играет особо существенной роли и если есть возможность следить за правильной работой его (необходимо регулярно подвигать сгорающий угольный электрод и т. п.). На практике, вместо описанного примитивного устройства, обычно пользуются ртутной вольтовой дугой, горящей в особой камере с разреженным пространством, причем активное катодное пятно удается автоматически поддерживать на поверхности ртути, играющей в данном случае роль катода. Роль же анода играет массивный железный или графитовый электрод, так рассчитанный, чтобы температура его поверхности оставалась достаточно низкой, причем нередко применяется специальное водяное охлаждение анода.

*Ртутный выпрямитель* может работать только при поддержании активного катодного пятна на поверхности ртути. При этих условиях в цепи переменного тока через дуговую камеру проходит ток лишь того направления, при котором ртуть играет роль катода в вольтовой дуге. Ток прерывается на следующем полупериоде, так как на другом электроде не будет катодного пятна, и затем вновь возникает, когда ртуть делается катодом, и т. д. Итак, в ртутном выпрямителе переменного тока процесс прохождения тока в основном состоит в излучении электронов с соответствующей части поверхности ртутного электрода (катода) и к движению их под влиянием электрического поля к холодному электроду (аноду). По поверхности ртути бегает раскаленное до температуры от 2000° до 3000° С активное пятно, с которого при этой высокой температуре и излучается мощный поток электронов. Плотность тока на катодном пятне очень велика и доходит до 4000 ампер на кв. сантиметр. Ртуть и холодный электрод (или несколько холодных электродов в случае обычно применяемых сложных схем) помещаются в стеклянной или металлической камере, из которой удаляется по возможности весь воздух. Благодаря этому вольтова дуга горит лишь в атмосфере ртутных паров, давление которых на практике бывает порядка 0,1 миллиметра ртутного столба и ниже.

Пары ртути ионизируются на пути электронного потока и положительные ионы устремляются по направлению к ртутному катоду» Благодаря малому давлению паров ртути и сравнительно большому среднему пути свободного пробега положительных ионов, они успевают приобрести в электрическом поле достаточно большую скорость к моменту их удара о ртутный катод, и бомбардировка катодного пятна со стороны положительных ионов является в настоящем случае основным фактором, поддерживающим высокую температуру этого пятна, т. е. его активное состояние. Общее падение напряжения в ртутной вольтовой дуге, горящей в разреженном пространстве, бывает от 15 до 25 вольт даже при сравнительно большой длине дуги, достигающей в больших выпрямителях десятков сантиметров. Наличие газовых ионов, как в общем указывалось выше в § 82, обусловливает неравномерное падение потенциала на пути ртутной вольтовой дуги в выпрямителях. Обычно у ртутного катода, в непосредственной близости к нему, создается так называемое катодное падение потенциала порядка 10 вольт, играющее существенную роль в отношении сообщения

положительным ионам, бомбардирующим катодное пятно, достаточно большой кинетической энергии.

Автоматическое поддержание активности катодного пятна на ртути обычно достигается применением специальных схем, обеспечивающих непрерывное горение вольтовой дуги. Для этой цели используют в цепи вольтовой дуги при одном и том же ртутном катоде несколько (2, 3, 6 и 12) переменных электродвижущих сил с соответствующим количеством холодных электродов (анодов), располагаемых в одной и той же камере. При этом схему составляют таким образом, чтобы прежде чем вольтова дуга могла бы потухнуть вследствие уменьшения питающей ее в данный промежуток времени электродвижущей силы, на сцену выступала другая переменная электродвижущая сила надлежащего знака, под влиянием которой ртутная вольтова дуга перебрасывается с того же катодного пятна на другой холодный анод и т. д.

На рис. 143 представлена схема включения ртутного выпрямителя в цепь однофазного тока.

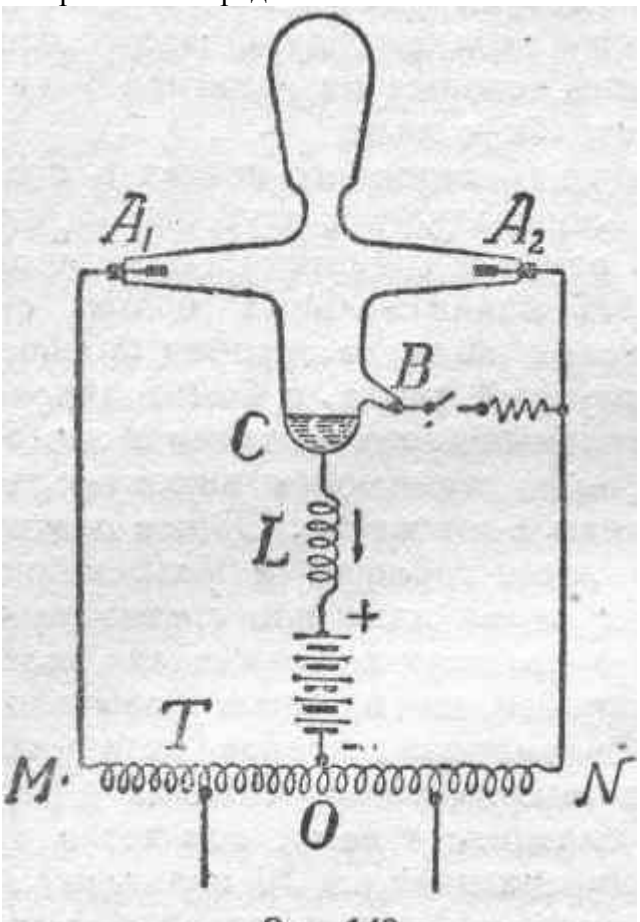


Рис. 143.

Здесь *T* есть автотрансформатор, средняя точка которого О через полезное сопротивление (в виде примера в данном случае показана заряжаемая аккумуляторная батарея) и катушку с самоиндукцией *L* приключается к ртутному катоду С выпрямителя. Крайние зажимы автотрансформатора *M* и *N*



присоединяются к двум холодным анодам $A_1$ и $A_2$. *B* есть вспомогательный ртутный же электрод, служащий для зажигания основной дуги. Именно, приключив рубильником на момент электрод *B к* зажиму *N* и несколько наклоняя весь выпрямитель, мы можем привести в соприкосновение электроды *C к B*. Возвращая затем выпрямитель *я* нормальное положение и прерывая контакт между С и *B, мы* можем получить между ними кратковременную вольтову дугу, способную начать активирование ртутного катода С. Вслед за этим немедленно зажигается основная дуга, которая в течение одного полупериода будет гореть между катодом *C* и анодом *A*, а в течение другого

полупериода — между тем же катодом С и анодом $A_2$. Вольтова дуга могла бы потухнуть в момент каждой смены полупериодов, когда электродвижущая сила приближается к нулю и соответственно сила тока должна упасть до нуля, т. е. должно прекратиться активирование катодного пятна, не способного продержаться самостоятельно сколько-нибудь заметный промежуток времени вследствие сравнительно большой теплопроводности металлического катода. Чтобы этого не произошло, и включают в цепь выпрямленного тока самоиндукцию *L. За* счет запасенной ею энергии $^1/_2Li^2$ создается ЭДС самоиндукции, поддерживающая ток в цепи за указанный выше переходный промежуток времени, и таким образом непрерывно поддерживается активное состояние катодного пятна. Соответствующая рассматриваемому случаю осцилограмма электродвижущих сил, действующих в цепи вольтовой дуги, представлена схематически на рис. 144.

Рис. 144.

Как видим, благодаря применению автотрансформатора с средней точкой в цепи ртутного выпрямителя в части *CO* (рис. 143) действуют по очереди в одном и том же направлении сначала ЭДС $e_i$ от одной половины трансформатора, затем ЭДС $e_2$ от второй половины его и т. д. с тем же чередованием. Но, кроме этих электродвижущих сил $e_1$ и $e_2$ в ветви СО будет . действовать и ЭДС, порождаемая самоиндукцией *L* и поддерживающая ток в то время, когда $e_1$ и $e_2$ слишком малы. Результирующая



электродвижущая сила, создающая ток в ветви *CO,* изобразится верхушками пульсаций $e_1$ и $e_2$ и связывающими их пунктирными частями кривой.

На рис. 145 представлена обычная схема включения простейшего (треханодного) ртутного выпрямителя в цепь трехфазного тока.

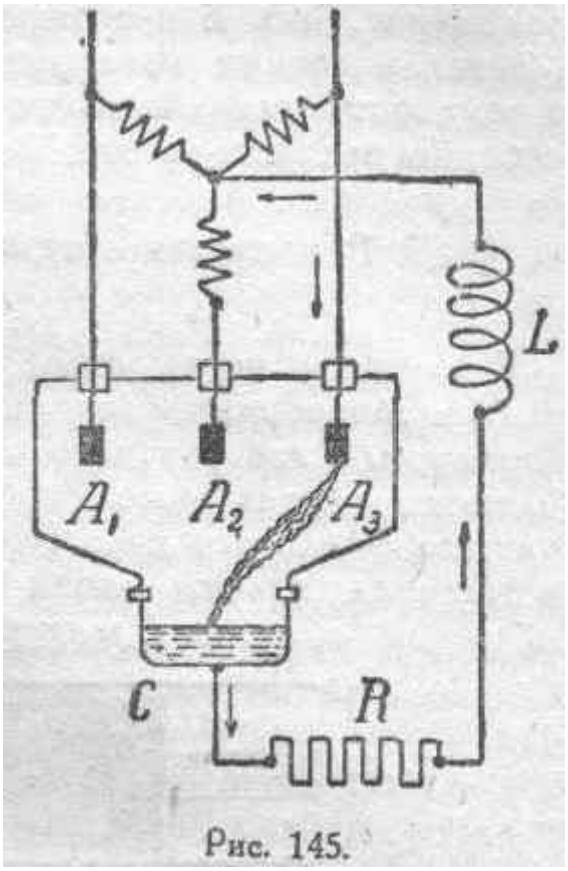


Рис. 145.

Аноды $A_1$, $A_2$ и $A_3$ приключаются к отдельным фазам вторичной обмотки трансформатора, соединенным звездой. Между нейтральной точкой звезды и ртутным катодом С включается полезное сопротивление *R* и реактивная катушка *L,* служащая для сглаживания неровностей кривой тока, которая в идеальном случае должна быть прямой, к чему мы должны стремиться и что по возможности достигается по мере увеличения числа фаз, доводимого на практике иногда до 12. Электронный поток ртутной дуги, излучающийся с катода, перебегает с анода на анод, замыкая катод с анодом, имеющим в данный момент наивысший положительный потенциал. Таким образом, ртутный катод является положительным, а нейтральная точка трансформатора — отрицательным полюсом в цепи выпрямленного тока, содержащей полезное сопротивление. Выпрямитель работает в схеме как синхронный переключатель. Непрерывная активность катодного пятна обеспечивается благодаря тому, что отдельные фазные электродвижущие силы (рис. 146) выступают на сцену раньше, чем ЭДС предыдущей фазы упала до нуля.

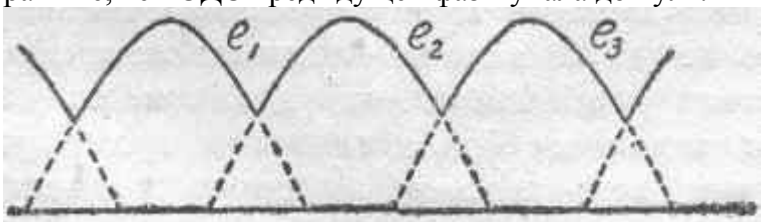


Рис. 146.

Когда некоторый анод имеет отрицательный по отношению к ртути потенциал, „в него, вообще говоря, начинает итти обратный ток, обусловливаемый наличием ионизации паров ртути и при напряжениях свыше 500 вольт могущий принять форму паразитного тихого разряда. При достаточной степени разрежения и небольшом давлении ртутного пара этот вредный ток бывает ничтожен (порядка нескольких миллиамперов) и практически никакого влияния на работу выпрямителя не оказывает. Принятием мер к поддержанию высокой степени разрежения, а также

надлежащим конструктивным оформлением выпрямителя можно достигнуть устойчивой и уверенной работы ртутного выпрямителя при напряжениях свыше 10000 вольт. Для начального активирования ртутного катода чаще всего прибегают к полощи особого электрода (например, железного), который дово-



дится до контакта с ртутью действием специального электромагнитного механизма и затем отводится. Возникающая на момент вспомогательная вольтова дуга дает начало активному пятну на ртути, автоматически поддерживаемому в дальнейшей основными дугами. Это добавочное приспособление не показано на схематическом рис. 145. В настоящее время строятся ртутные выпрямители с металлическими камерами, охлаждаемыми водой, рассчитанные на мощность выпрямленного тока в несколько тысяч киловатт. Они особенно распространены в области электрической тяги.

**§ 87. Различные стадии разряда через газы при малых давлениях.**

В случаях, когда стадия „тихого разряда" (см. § 81) имеет место в газообразной среде при достаточной степени разряжения (порядка 0,1 *мм* ртутного столба), с большой отчетливостью выявляются характерные особенности этого разряда на различных участках вдоль его пути (рис. 147).

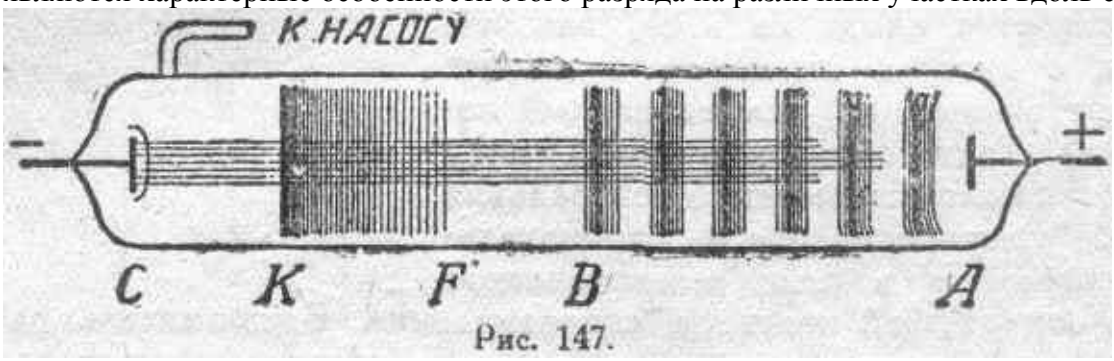


Рис. 147.

Катод С окружен очень слабо светящимся тонким слоем, обволакивающим его поверхность.

Далее наблюдается сравнительно темная область *CK,* так называемое *круксово темное пространство,* размеры которого зависят, главным образом, от давления газа, возрастая по мере уменьшения давления. За круксовым темным пространством расположен светящийся участок *KF* — *катодное* свечение, за которым следует вторая темная область *FB* — *фарадеево темное пространство.* Наконец, область *AB,* вплоть до самого анода *A,* занята *анодным свечением,* которое при надлежащей степени разрежения явно делится на ряд нерезко очерченных слоев, разделенных более темными промежутками. Чем выше давление, тем тоньше слоя анодного свечения и тем тоньше темные промежутки между ними, становящиеся совершенно незаметными при достаточно повышенном давлении, когда анодное свечение представляется в виде сплошной светящейся колонны, распространяющейся почти по всей длине пути разряда. В этом последнем случае, т. е. при достаточно повышенном давлении, области круксова темного пространства *CK,* катодного свечения *KF* и фарадеева темного пространства *FB* сильно сокращаются по длине и превращаются в едва различимые слои, непосредственно прилегающие к поверхности катода С и обволакивающие его. В очень



длинных трубках при некотором определенном невысоком разрежении положительное свечение занимает весьма значительную часть длины трубки, так как круксово темное пространство, катодное свечение и фарадеево темное пространство по своей протяженности не зависят заметным образом от длины трубки. Таким образом, если при прочих равных условиях длина трубки возрастает, та практически возрастает только область, занятая анодным свечением. В одном из опытов Дж. Дж.

Томсона, например, в трубке длиною около 15 метров анодное свечение занимало всю трубку за исключением двух или трех сантиметров вблизи катода. В подобной стадии разряда, когда анодное свечение заполняет почти весь объем трубки и слоистость совершенно не заметна, т. е. при сравнительно повышенном давлении, газ светится довольно ярко, причем окраска свечения зависит от природы газа. Подобного типа разряды через разреженные газы используются для осветительных целей. Слоистость, наблюдаемая при известных условиях в области анодного свечения, объясняется попеременным расщеплением газовые молекул на ионы и их восстановлением, т. е. рекомбинацией.

Если от условий разряда через газ, схематически характеризуемого рис. 147, переходить в сторону понижения давления, то область анодного свечения сокращается, а темные пространства развиваются, причем все более и более отчетливо начинает выявляться едва заметное излучение с поверхности катода С, вообще говоря, перпендикулярное этой поверхности. Это излучение, наблюдаемое по весьма слабому свечению газа на пути его, пронизывает оба темных пространства и заходит в область исчезающего анодного свечения. Принято называть данное излучение *катодными лучами.* Они были открыты Круксом, Мы теперь знаем (см. § 79), что катодные лучи представляют собою поток электронов, отделяющихся с поверхности катода С. По мере дальнейшего понижения давления анодное свечение, стягиваясь к аноду *А,* совершенно исчезает, затем исчезают фарадеево темное пространство и катодное свечение, отодвинувшееся от катода до предела, определяемого расстоянием между электродами С и *А,* а вся область между ними занимается круксовым темным пространством, в котором распространяются катодные лучи, идущие по прямому направлению, не искривляясь в сторону анода *А,* если бы даже он был расположен не на пути этих лучей, а где-либо в отростке трубки сбоку. Описываемая стадия разряда через разреженное пространство развивается полностью при давлениях, не превышающих 0,001 *мм* ртутного столба.

Как показывает исследование, возникновение катодных лучей» идущих от поверхности отрицательного электрода, является результатом бомбардирования его поверхности положительными ионами. которые образуются в объеме трубки в связи с наличием остатков газа (см. § 78, п. 12). Выше, в § 79, мы уже говорили о том, как Дж. Дж. Томсон подошел к решению вопроса об основных свойствах газовых ионов, начав с обследования отрицательно заряженных частиц, входящих в состав катодного излучения и называемых теперь обычно электронами.



***[1]) На рис. 145 свечение отмечено черными штрихами.***

**§ 88. Прохождение электрического тока через пустоту.**

Если в условиях опыта, о котором мы говорили в конце предыдущего параграфа, после достижения стадии развития катодных лучей при высоком разрежении газа мы будем продолжать откачивать газ, достигая все больших и больших степеней разрежения, то проводимость трубки (рис. 147) становится все меньше и меньше. Для получения ощутимого тока через трубку приходится значительно повышать напряжение, приложенное к ее электродам. Все это связано с уменьшением числа донов в объеме трубки и, следовательно, с уменьшением количества положительных ионов, могущих бомбардировкой о катод освобождать электроны с его поверхности. В пределе, при наивысших степенях разрежения, трубка совсем перестает проводить ток. Прекращается и излучение катодных лучей с поверхности отрицательного электрода. Мы приближаемся к абсолютной пустоте внутри трубки. Нет никакого сомнения в том, что абсолютная пустота сама по себе не способна проводить электрический ток (постоянного направления). В этом случае возможно только существование переменных токов электрического смещения, которых мы в настоящей главе совершенно не касаемся. Опыт показывает, что при наивысших достижимых в настоящее время степенях разрежения пространство не проводит тока при градиентах потенциала, которые были доводимы до 10 миллионов вольт на сантиметр.

Итак, абсолютная пустота сама по себе не проводит электрического тока. Для сообщения пространству свойства проводимости необходимо наличие каких-либо носителей электрических

зарядов (тяжелых ионов, электронов). Таковыми носителями электричества могут явиться электроны, которые способны выделяться из накаленного отрицательного электрода (см. § 78, п. 8). Достигнуть этого практически возможно, подогревая катод какими либо особыми средствами. Таким образом, получается возможность пропускать ток через наиболее совершенную пустоту, черпая необходимые для этого электроны из нагретого до достаточно высокой температуры катода. Обычно для этой цели придают катоду форму прямой или свернутой спиралью проволоки, которую накаливают джоулевым теплом, пропуская через нее ток от некоторого вспомогательного источника (батареи или трансформатора). Иногда, вместо проволоки,
применяют металлическую ленту.

Прохождение тока через пустоту при наличии накаленного катода было впервые наблюдено Эдисоном (в 1883 году). На рис. 148 представлена схема оригинального опыта Эдисона.

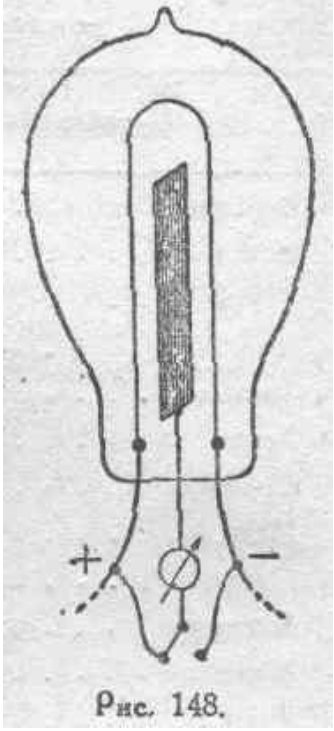


Рис. 148.

Он ввел в лампу накаливания платиновую пластинку, расположенную между ветвями угольной петлеобразной нити лампы, выведя при этом наружу особый провод от пластинки. Если во время накаливания нити лампы присоединить платиновую пластинку к положительному полюсу нити через некоторый гальванометр, то через него протекает ток, сила которого достигает нескольких миллиамперов и даже десятков миллиамперов при перекале лампы сверх нормы. Если же присоединить



платиновую пластинку через гальванометр к отрицательному полюсу нити, то Эдисон мог наблюдать лишь сравнительно ничтожный ток в этой цепи. Мы теперь знаем, что в данном случае получался ничтожно слабый ток, благодаря наличию в баллоне лампы некоторого количества газовых ионов в связи с недостаточно совершенной откачкой. Если степень разрежения очень велика, то и этот ничтожно слабый ток вполне исчезает. Остается только весьма заметный ток через гальванометр в первом случае, т. е. при присоединении платиновой пластинки к положительному полюсу накаленной нити. Описанное явление носит название *эффекта Эдисона.* Ясно, конечно, что он полностью объясняется выделением электронов из поверхности накаленной нити. Эффект Эдисона был тщательно изучен сначала Присом и Флемингом, а затем Дж. Дж. Томсоном и другими, так что в настоящее время хорошо известны все характерные особенности открытого Эдисоном явления, которое мы должны рассматривать, как основу всей современной радиовакуумной техники.

Имея в некоторой пустотной камере накаленный катод и холодный анод, мы можем пропускать через этот прибор токи различной силы в зависимости от величины разности потенциалов, приложенной к электродам. При очень малой разности потенциалов сила тока будет соответственно этому невелика. По мере повышения разности потенциалов мы будем получать все большую и большую силу тока, которая, однако, в дальнейшем достигает некоторого предела, хотя бы мы и продолжали сколь угодно увеличивать разность потенциалов. Предел этот, называемый *током насыщения,* зависит только от температуры накаленного катода, размеров его поверхности и природы вещества, из которого изготовлен катод, в особенности, из которого состоит поверхностный слой катода.

Выход электронов из накаленного катода обусловливается тем обстоятельством, что во всяком проводнике, кроме электронов, более или менее прочно связанных с его молекулами, имеется значительное количество свободных электронов, которые в общем случае беспорядочно двигаются между молекулами вещества проводника, обладая самыми различными тепловыми скоростями. От этих электронов зависят все электрические и тепловые свойства проводника. Согласно этому представлению, температура проводника определяет собою среднюю скорость свободных электронов. Чем температура выше, тем больше средняя скорость свободных электронов. Для выхода из проводника электрону необходимо преодолеть некоторое противодействие поверхностного слоя, причем на это должно быть затрачено определенное количество энергии. Обозначим работу прорыва электроном поверхностного слоя через $A_e$.



Теоретические и опытные исследования показывают, что имеет место следующее соотношение:

$A_e = eU_e$,

где $e$ есть заряд электрона, а $U_e$—так называемый *потенциал прорыва* через поверхностный слой. Величина $U_e$ измеряется тою разностью потенциалов, которая, противодействуя движению электронов, требовала бы для своего преодоления такой же работы, как и данный поверхностный слой.

В нижеследующей таблице приведены приближенные значения потенциала прорыва (в вольтах) для различных проводников при нормальной температуре 0° С:

| Проводники | $U_e$ | Проводники | $U_e$ |
|---|---|---|---|
| Вольфрам | 4,52 | Уран | 3,28 |
| Платина | 4,4 | Циркон | 3,28 |
| Ртуть | 4,4 | Алюминий | 3,00 |
| Молибден | 4,31 | Торий | 2,94 |
| Тантал | 4,12 | Никкель | 2,93 |
| Уголь | 4,1 | Магний | 2,70 |
| Серебро | 4,1 | Титан | 2,40 |
| Медь | 4,0 | Литий | 2,35 |
| Олово | 3,8 | Кальций | 2,24 |
| Висмут | 3,7 | Натрий | 1,82 |
| Железо | 3,7 | Калий | 1,46 |
| Цинк | 3,4 | Цезий | 1,38 |

Вообще говоря, потенциал прорыва $U_e$ есть некоторая функция температуры. Разность между двумя любыми из приведенных значений $U_e$ дает величину контактной разности потенциалов между соответствующими проводниками.

Электроны, прорвавшиеся сквозь поверхностный слой проводника, обладают самыми различными скоростями. Распределение скоростей может быть подсчитано при помощи закона Максвелла для каждой заданной температуры. От величины этих скоростей будет зависеть количество электронов, способных, выделившись с поверхности проводника, двигаться навстречу электрическому полю, противодействующему их движению. Пользуясь законом Максвелла, можно для каждого частного случая рассчитать количество электронов, способных преодолевать противодействующее поле. Ниже, в виде примера, это количество дано в процентах от общего числа электронов, выделившихся с катода при обсолютной температуре его в 2400° (см. таблицу).
300

Рассматривая свободные электроны в проводниках как совершенный газ и прилагая к нему законы кинетической теории газов, Ричардсон нашел следующую зависимость — закон Ричардсона — *между электронной эмиссией* с единицы поверхности и температурой проводника:

$$J_s = AT^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{T}},$$

где $J_s$ есть плотность тока эмиссии, т. е. тока насыщения, $T$— абсолютная температура катод?, $A$ и $b$ — постоянные, зависящие от вещества катода.

| Противодействующее поле. Вольты на сантиметр. | Количество электронов, способных преодолеть поле. В процентах. |
|---|---|
| 0,022 | 90 |
| 0,143 | 50 |
| 0,48 | 10 |
| 0,95 | 1 |
| 1,42 | 0,1 |
| 2,85 | $10^{-4}$ |
| 4,27 | $10^{-7}$ |

Постоянная $A$ связана с числом свободных электронов в материале, составляющем поверхность катода. Постоянная $b$ зависит от той работы, которую электрон должен совершить при проходе через поверхность катода, т. е. от величины $U_e$. В нижеследующей таблице приведены примеры значений $A$ и $b$, в предположении, что $J_s$ выражается в амперах на кв. сантиметр:

| Материал катода | $A$ | $b$ |
|---|---|---|
| Вольфрам | $23{,}6 \times 10^6$ | 52 500 |
| Тантал | $11{,}9 \times 10^6$ | 50 000 |
| Молибден | $22 \times 10^6$ | 50 000 |
| Платина | $11{,}5 \times 10^6$ | 51 100 |
| Уголь | $2{,}38 \times 10^6$ | 48 700 |
| Торий | $2{,}0 \times 10^8$ | 39 000 |
| Никкель | $4{,}84 \times 10^6$ | 34 000 |
| Оксидированный катод | от $8 \times 10^4$ до $24 \times 10^4$ | от 19 400 до 23 800 |

Для иллюстрации общего характера зависимости плотности тока эмиссии от температуры накала на рис. 149 дана соответствующая кривая для вольфрамового катода.

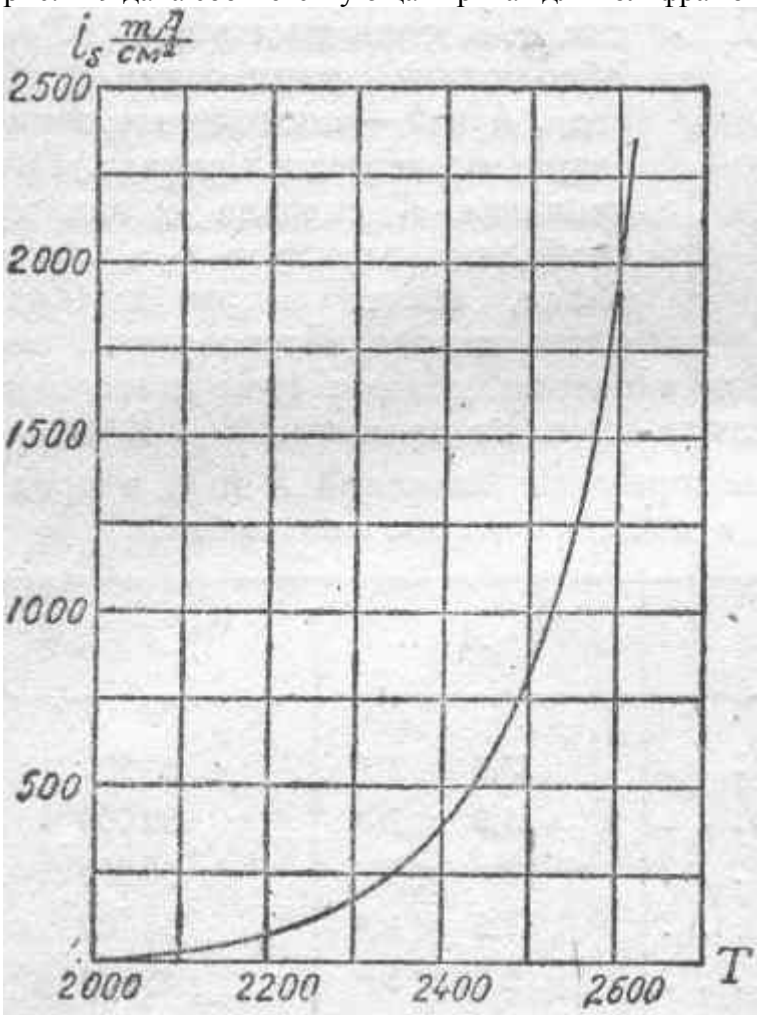



Рис. 149.

Обычно на анод попадают не все электроны, выделившиеся из накаленного катода, а лишь часть их, т. е. ток в пустотном приборе обычно не равняется току насыщения, а меньше его. Благодаря этому в общем случае необходимо считаться со скоплением электронов в районе, непосредственно

прилегающем к катоду, у которого образуется так называемый *отрицательный объемный заряд.* Появление объемного заряда в пустотіном приборе производит более или менее значительное деформирование электрического



поля между электродами, в особенности вблизи накаленного катода. Если потенциал последнего принять за нуль, то вблизи него может иногда иметь место падение потенциала ниже нуля, т. е. вследствие наличия объемного отрицательного заряда у поверхности катода может возникнуть электрическая сила, противодействующая вылету электронов из катода. В этом случае эквивалентное сопротивление между катодом и анодом сильно возрастает. Степень влияния указанного фактора на прохождение тока через пустотный прибор определяется геометрическими размерами прибора в целом и величиной электронной эмиссии.

**§ 89. Пустотные электронные приборы.**

При практическом использовании накаленного катода для проведения электрического тока через пустотные приборы в настоящее время применяются самые разнообразные конструкции катода и самые разнообразные материалы, из которых он состоит. Наиболее прочным и устойчивым в работе является чистый вольфрамовый катод, который обычно работает при абсолютной температуре порядка 2 500°. Однако с целью понижения расхода энергии на накал катода весьма часто применяют другие материалы, обычно в виде тонкого слоя, облекающего поверхность катода и играющего основную роль в образовании электронной эмиссии. Вместе с тем, применяя вещества с большей эмиссионной способностью, чем чистый вольфрам, достигают возможности работать при сравнительно более низкой температуре катода и тем обеспечивают достаточный срок службы пустотного электронного прибора. Наиболее известны в этом отношении торированные катоды и оксидированные (венельтовы) катоды. Торированные катоды изготовляются из вольфрамовой проволоки с примесью нескольких процентов окиси тория. Эта окись тория при „активировании" катода во время предварительной термической обработки в пустоте, благодаря кратковременному сильному перегреву, разлагается с выделением на поверхности катода тончайшего слоя чистого тория. Торированные катоды работают обычно при абсолютной температуре от 1500° до 1700°. При изготовлении оксидирован-



ных катодов на основу из платины или более дешевых металлов и их сплавов наносится тем или иным способом тонкий слой из окисей щелочно-земельных металлов — кальция, стронция, бария, цезия и т. д. Чаще всего применяют смеси этих окислов. Оксидированные катоды работают при температурах еще более низких, чем торированные. В отдельных случаях удалось достигнуть удовлетворительной работы при температуре тёмнокрасного каления и даже несколько ниже.

Пустотные электронные приборы нашли себе наибольшее применение в области радиотехники. Первым прибором этого рода явился *детектор Флеминга,* который после тщательного изучения эффекта Эдисона построил в 1905 г. электронный клапан, состоящий из некоторой пустотной камеры (стеклянного баллона) с двумя электродами: накаленным катодом и холодным анодом. Ясно, конечно, что через такой прибор ток может протекать только в одном направлении. При включении этого прибора в соответствующую радиоприемную схему он может исполнять роль детектора. В настоящее время детектирование, как известно, более совершенно осуществляется при помощи обычной *трехэлектродной лампы,* называемой также *триодом,* или просто *катодной лампой.*

В1907 году Ли де Форест впервые опубликовал описание изобретенной им трехэлектродной лампы. В этом пустотном приборе между накаленным катодом и холодным анодом он расположил металлическую сетку с отдельным выводом наружу. В виде примера на рис. 150 представлена более современная конструкция катодной лампы-триода.

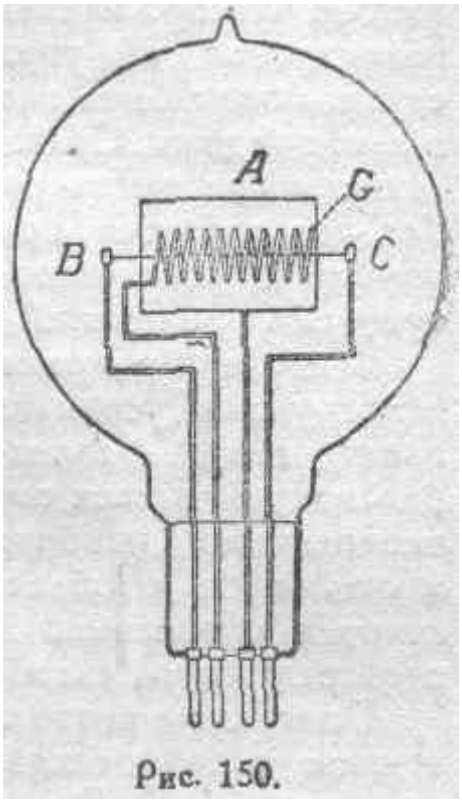


Рис. 150.

Здесь *BC* представляет собою катод, который иногда в подобных случаях называют нитью накала. Анод *A* имеет в описываемой конструкции цилиндрическую форму, причем проволочка *BC* располагается, по возможности, вдоль оси цилиндра. *G* есть надлежащим образом укрепленная „сетка", состоящая в этом случае из металлической спирали с большим или меньшим количеством витков. Внутри стеклянного баллона, в который заключены все три электрода, создается возможно совершенное разрежение. Роль сетки *G* заключается в следующем. Сообщая ей тот или иной потенциал относительно нити *BC,* мы можем при данном положительном потенциале анода в значительной степени влиять на количество электронов, доходящих от раскаленной нити до анода, т. е. сильно изменять силу тока, проходящего через катодную лампу между нитью и анодом. Сообщая сетке отрицательный потенциал, мы будем создавать между сеткой и нитью встречное пол® сетки, которое будет препятствовать электронам, выделяющимся с поверхности катода, двигаться по направлению к аноду (сквозь сетку). И это будет происходить в большей или меньшей степени,



в зависимости от абсолютной величины отрицательного потенциала сетки. Наоборот, сообщая сетке потенциал положительный относительно нити накала, мы будем создавать поле сетки, благоприятствующее движению электронов к аноду в степени, опять-таки зависящей от величины этого положительного потенциала. Таким образом получается возможность, пользуясь сеткой, в широких пределах изменять при прочих равных условиях силу тока в цепи нить-анод, и, следовательно, сообщая сетке переменный потенциал, мы получим соответствующие периодические изменения анодного тока, т. е. тока в цепи нить-анод. Пропуская этот ток по первичной обмотке некоторого трансформатора, мы можем получить во вторичной обмотке его чистый переменный ток. Сверх того, оказывается, что при надлежащей конструкции катодной лампы мощность, расходуемая на управление электронным потоком при помощи сетки, может быть значительно меньше мощности переменного тока в анодной цепи. Сравнительно незначительные изменения потенциала сетки могут иметь результатом большие изменения анодного тока. Все это является причиной того, что описанный трехэлектродный прибор широко используется в радиотехнике для усиления электрических колебаний *(усилительные лампы).*

В последнее время начинают распространяться более сложные конструкции усилительных ламп: двухсеточные лампы (четырехэлектродные), лампы с экранированным анодом и т. д. Детальное рассмотрение всех свойств различных усилительных ламп и других аналогичных приборов выходит за пределы настоящего курса и относится к области радиовакуумной техники и радиотехники, которая специально занижается и вопросами, относящимися к соответствующим схемам включения пустотных приборов.

Описанные выше общие свойства трехэлектродных ламп используются в радиотехнике еще и в целях генерирования электрических колебаний. Оказывается, что, присоединив надлежащим образом анодную цепь трехэлектродной лампы к некоторому колебательному контуру, мы можем поддерживать в этом контуре электрические колебания, подчинив напряжение сетки режиму колебательного контура, для чего сетка соответственно связывается с этим контуром. Трехэлектродный пустотный прибор называется в этом случае *генераторной лампой.* Подобные лампы изготовляются в настоящее время на разнообразные мощности, от самых незначительных до мощностей порядка 100 киловатт. При меньших мощностях пользуются обычно стеклянными баллонами, при повышенных мощностях начинают применять кварцевые баллоны, и, наконец, в случае больших мощностей генераторная лампа имеет металлическую, охлаждаемую водой камеру с выводами через специально Присоединенные части из стекла или иного изолирующего материала. Первые мощные генераторные лампы на 100 киловатт были построены М. А. Бонч-Бруевичем. Кроме трехэлектродных генераторных ламп, появились еще пригодные для той же цели двухзлектродные пустотные приборы, так называемые *магнетроны,* основанные на применении магнитного контроля над потоком элек-



тронов, исходящих из накаленного катода и направляющихся к аноду. Переменное магнитное поле, необходимое для этого контроля, либо получается при помощи особой катушки, располагаемой вне пустотной камеры, либо создается переменным током, идущим по накаливаемому стержню, играющему роль катода. Магнетроны пока еще не получили широкого распространения.

В то время как в усилительных лампах напряжение на аноде (по отношению к катоду) обычно бывает не свыше 100 вольт, в генераторных лампах напряжение на аноде применяется значительно более высокое, доходящее в случаях мощных ламп до 10 киловольт и выше.

Как было раньше указано, Флеминг применил накаленный катод и холодный анод для осуществления пустотного клапана, пригодного для детектирования в радиоприемных схемах. Очевидно, по этому же принципу могут быть построены и приборы, пригодные для выпрямления переменного тока достаточно большой мощности. Подобные выпрямители, называемые обычно *кенотронами,* изготовляются теперь до напряжений порядка 150 действующих киловольт при соответствующей силе тока порядка 500 миллиамперов.

Из других пустотных приборов упомянем еще о *катодном осциллографе,* впервые осуществленном Брауном. Катодный осциллограф в основном вполне подобен прибору, изображенному на рис. 132, но только в нем более развита противолежащая катоду расширенная ЧЕСТЬ трубки, при чем днище этой части, несущее с внутренней стороны флюоресцирующий слой, делается, по возможности, плоским и возможно большего диаметра. Иногда флюоресцирующий слой наносят на отдельный слюдяной или стеклянный диск, располагаемый у противолежащего катоду днища трубки. В первых *трубках Брауна* катодные лучи получались от холодного катода, благодаря бомбардировке его положительными ионами, возникавшими в объеме трубки вследствие наличия остатков газа. Венельт предложил применять нагретый катод, состоящий из очень тонкой платиновой пластинки, нагреваемой током от постороннего источника и покрытой с поверхности смесью окислов щелочно-земельных металлов (катод Венельта). В связи с этим, разрежение в трубке доводилось, конечно, до предела, достигаемого в технике пустотных приборов. Кроме того, экранчик на пути катодных лучей, расположенный недалеко от катода, снабжается в центре круглым отверстием небольшого диаметра (порядка 1 миллиметра). Сквозь это отверстие проходит лишь тонкий катодный пучок, который

затем падает на флюоресцирующий экран, оставляя на нём след в виде довольно ярко светящегося пятна. Всякое отклонение катодного пучка от нормального прямого направления сейчас же отмечается передвижением светлого пятна на флюоресцирующем экране. Мы уже знаем (см. § 79), что подобное отклонение катодного пучка можно вызвать действием на пучок внешним электрическим или магнитным полем. Если это поле будет переменное, светлое пятнышко расплывается на экране в некоторую линию (вообще говоря, прямую). Рассматривая след катодного пучка при помощи зеркала,



вращающегося вокруг оси, параллельной светлой линии на экране, мы развернем эту линию в некоторую кривую напряжения или тока, смотря по тому, как мы приключаем к исследуемой цепи конденсатор внутри брауновской трубки или расположенную снаружи катушку, создающую магнитное поле. Возможно получать некоторые осциллографические кривые и без вращающегося зеркала, непосредственно на экране, разворачивая прямой след колеблющегося катодного пучка при помощи добавочного поперечного поля, отклоняющего его с необходимою скоростью перпендикулярно основному прямому следу.

В новейших катодных осциллографах применяется разборная камера, внутрь которой вместо флюоресцирующего экрана помещается фотографическая пластинка, на которой может быть заснята интересующая кривая. По сравнению с обычными осциллографами совершенно исключительное и чрезвычайно ценное свойство катодного осциллографа заключается в том, что катодный пучок является колеблющейся системой, практически вполне лишенной инерции. Благодаря этому, только при помощи катодного осциллографа можно регистрировать кривые, характеризующие весьма быстро протекающие явления, как, например, в случае колебательных цепей с частотою в десятки и сотни миллионов периодов в секунду.

В последнее время открывается новая область применения трубки Брауна. Давно уже Б. Л. Розинг указал и предварительными опытами доказал, что этот прибор, благодаря практической безинерционности катодного пучка, чрезвычайно пригоден для получения живого изображения при передаче его на расстояние в области так называемой *телевизии,* или дальновидения. Исходя из этого принципа, Зворыкин построил сравнительно весьма совершенный телевизионный радиоприемник, в котором получается отчетливое изображение на флюоресцирующем экране диаметром около 25 сантиметров — изображение, хорошо видимое при полном дневном освещении. Пользуясь фотоэлектрическим эффектом (§ 78, п. 9), Зворыкин построил также пустотный телевизионный передатчик с катодным пучком, бегающим по фотоэкрану. Особенностью телевизионных устройств Зворыкина является совершенное отсутствие в них обычных материальных подвижных частей.

Наконец, частным случаем в области пустотных катодных приборов является современная, весьма совершенная конструкция рентгеновой трубки. В этом приборе электроны, исходящие из накаленного катода и приобретающие очень большие скорости под действием разностей потенциалов, доходящих до 200 киловольт и выше, ударяются о так называемый антикатод, возбуждая при этом в месте удара генерирование лучей Рентгена. В первых рентгеновых трубках применялся холодный катод, и соответственно этому разрежение не доводилось до предела. Инициатором перехода к накаленному катоду в рентгеновских трубках был Кулидж.



**§ 90. Заключение.**

Область практического использования электронных и ионных приборов далеко не исчерпывается теми примерами, которые были приведены в предыдущих параграфах. Мы не коснулись целого ряда приборов, как то: ионные выпрямители, ионные реле, ионно-электронные реле (тиратроны), фотоэлементы и т. п. Необходимо заметить, что лишь в последние 2-3 десятилетия наука в достаточной мере овладела, наконец, основными явлениями из области прохождения электрического тока через газы и пустоту. В связи с указанным пределы возможных практических приложений данных явлений еще далеко не достигнуты. Эти приложения находятся еще в начальной стадии, и

естественно предполагать, что, благодаря чрезвычайной легкости и простоте контроля над ионными и электронными разрядами, поле их приложений должно в будущем сильно расти. Особенно больших достижений должно ожидать в области электротехники сильных токов, где широкое применение приборов, основанных на использовании этих разрядов, может со временем совершенно изменить физиономию электропередаточных и распределительных устройств.
307

## ГЛАВА VII. Электродинамика.

### § 91. Основные положения Максвелла.

Настоящая глава посвящена изучению всякого рода динамических проявлений того электромагнитного процесса, который происходит в системе электрических токов. Мы будем при этом следовать пути, который был указан Максвеллом, и заключается в следующем. Как было достаточно разъяснено выше, в особенности в главе V, электрический ток есть явление кинетического характера. Таким образом, система проводников, по которым текут электрические токи, может быть рассматриваема, с общей точки зрения, в качестве совокупности частей, обладающих кинетической энергией как вследствие возможного движения материальных масс, из которых состоят проводники, так и в связи с электрокинетическим процессом. К такой системе, согласно Максвеллу, могут быть применены общие уравнения механики и таким путем получены выражения как для всех сил механического характера, так и для всех возникающих в системе электродвижущих сил.

Обоснованию этой точки зрения Максвелл посвятил главы IV и VI второго тома своего „Трактата об электричестве и магнитизме".

Мы приведем ниже в переводе несколько наиболее интересных отрывков из этого трактата. Сделать это необходимо, с одной стороны, потому, что никакое переложение не может заменить оригинальных формулировок Максвелла, являющихся классическими по глубине высказываемых в них мыслей и по удивительной точности выражения всех оттенков этих мыслей; с другой стороны, чрезвычайно поучительно проследить ход развития идей Максвелла, одного из величайших мастеров теоретического анализа явлений.

Главу IV второго тома своего трактата Максвелл начинает с описания некоторых явлений, наблюденных Фарадеем и некоторыми другими физиками, явлений, хорошо нам теперь известных под именем явлений самоиндукции. Максвелл подчеркивает, что эти явления свидетельствуют о присущем электрическому
308

току „количестве движения", или „инерции". Для пояснения своей мысли он пользуется аналогией с движением воды в трубке, строго устанавливая вместе с тем границы этой аналогии. Обратимся к извлечениям из трактата Максвелла:

546. „Девятую серию своих исследований Фарадей посвятил рассмотрению группы явлений, имеющих место при прохождении тока по проволоке, образующей катушку электромагнита".

„Дженкин заметил следующее: непосредственным действием вольтаической системы, состоящей только из одной пары пластин, невозможно произвести чувствительный физиологический удар: если же заставить ток (от той же системы) проходить через катушку электромагнита 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 на соседние проводники, которое он наблюдал ранее. В этом случае, однако, ток оказывает индуктивное действие на несущий его проводник, и это действие сказывается в том отношении сильнее, что этот проводник ближе к различным элементам данного тока по сравнению с каким-либо другим проводником".

547. „Он (Фарадей) замечает, однако, что „первое, что приходит в голову, это что движению электричества в проволоке присуще нечто подобное количеству движения или инерции". В самом деле, когда мы рассматриваем отдельный проводник, явление совершенно аналогично тому, что происходит в трубке, заполненной непрерывно текущей струей воды. Если при этом внезапно закрыть конец трубки, то инерция воды создаст внезапное повышение давления, которое значительно больше гидростатитического и которое может оказаться достаточным, чтобы разрушить трубку".
„Если при закрытом главном выходе вода имеет возможность вытекать через какое-нибудь узкое отверстие, она проникнет через него со скоростью значительно большей, чем скорость определяемая гидростатическим давлением; если ей открывается путь через клапан в какую-нибудь камеру, то вода проникнет в эту камеру, даже если давление в последней выше гидростатического давления в трубе".
„На этом принципе конструируется 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 трубке, длины и поперечного сечения трубки в различных ее участках. Они не зависят от чего-либо находящегося вне трубки так же, как и от формы,



которую трубке можно придать, если только длина ее остается прежней".
„Для проводника, несущего ток, дело обстоит не так: если длинный проводник сложен вдвое, то получаемый эффект очень слаб; если две части провода раздвинуты, то он сильнее; для провода, свитого в спираль, он еще сильнее, а самое сильное действие получается, если внутрь свитого спиралью провода поместить кусок мягкого железа".
„Кроме того, когда на первый проводник намотан второй, изолированный от него, то, если вторичный проводник не образует замкнутой цепи, явление происходит, как и в предыдущем случае, если же вторичный проводник образует замкнутую цепь, то в нем индуктируется ток, и действия самоиндукции в, первичном проводнике замедляются".
549. „Такие результаты ясно показывают, что если (указанные) явления вызываются наличием количества движения, то это количество движения, наверное, присуще не электричеству в проводнике, так как некоторый проводник, несущий один и тот же ток, обнаруживает различные свойства в зависимости от своей формы; даже если форма проводника остается той же самой, присутствие посторонних тел, как, например, куска железа или замкнутого металлического контура, изменяет результат".
В этом кратком параграфе и сформулирована, собственно говоря, та новая точка зрения, которая отличает воззрения Фарадея — Максвелла от воззрений, господствовавших в физике до них. Используя установленное на основе явлений самоиндукции положение о присущем электрическому току „количестве движения" с одной стороны, и то отличие электрического тока от движения, например жидкости, о котором свидетельствует другая группа явлений (влияние формы проводников, присутствие „внешних" тел и контуров и т. д.), Максвелл делает чрезвычайно смелое, но оказавшееся столь плодотворным заключение, что количество движения присуще *не* электричеству в проводнике, тем самым перенося внимание в окружающее проводник пространство.
Это положение сделалось краеугольным камнем максвелловской теории, устойчивым ее основанием, до сих пор являющимся неуязвимым и незаменимым при всяких попытках построения теории электромагнитных явлений.
Следующий параграф характеризует ту принципиальную основу воззрений Максвелла, в силу которой всякая возможность свести исследуемое явление к некоторому виду движения является реальным приобретением нашего знания.
550. „Трудно, однако, нашему сознанию, заметив однажды аналогию между явлениями самоиндукции и движением материальных тел, отказаться совершенно от помощи подобной 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 мышле-
310

ния, что если мы где-нибудь можем уловить намек на эти свойства в некоторых явлениях природы, мы чувствуем, что перед нами открывается путь, рано или поздно приводящий 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 способно ее уравновесить? Она в течение этого времени увеличивает силу тока".

„Обыкновенная сила, действуя на тело в направлении его движения, увеличивает его количество движения и сообщает ему кинетическую энергию, или способность произвести работу за счет его движения".

„Аналогично, 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".

„Далее, проводящий контур, несущий ток, обладает способностью производить работу именно благодаря наличию этого тока, и эта способность не может быть названа чем-то подобным энергии, так как она и есть действительная и подлинная энергия".

„Итак, если ток предоставлен самому себе, он будет продолжать существовать, пока его не прекратит сопротивление цепи. Однако, прежде чем ток прекратится, он разовьет некоторое количество тепла, равное в единицах работы первоначальной энергии электрического тока".

„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. Таким 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 как явление кинетического характера, его энергия должна быть кинетической энергией, т. е. энергией, которою обладает движущееся тело в силу своего движения".
311

„Мы уже показали, что электричество внутри проводника нельзя рассматривать как движущееся тело, являющееся носителем этой энергии, так как энергия движущегося тела не зависит от чего-либо внешнего по отношению к нему, тогда как присутствие посторонних тел вблизи тока изменяет его энергию".

„Мы приходим, таким образом, к вопросу, нет ли некоторого движения вне проводника в пространстве, которое не занято током но в котором обнаруживаются электромагнитные действия тока".

„Я не буду сейчас входить в рассмотрение 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".

„Все, что я предполагаю сделать, это исследовать следствия, вытекающие из предположения, что явления электрического тока суть явления движущейся системы, при чем 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 связанной системы".

„В ближайших пяти главах настоящего трактата я предполагаю 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 своей смелостью. Я избрал этот метод потому, что хочу показать, что имеются другие пути рассмотрения явлений, кажущиеся мне более удовлетворительными и в то же время более соответствующие принятому в предыдущих частях этой книги методу исследования, чем метод, основанный на гипотезе непосредственного действия на расстоянии".

К вопросу о кинетической природе электрического тока Максвелл вновь возвращается в главе VI, озаглавленной так: .Динамическая теория электромагнитизма". Из этой главы мы приводим параграфы 568, 569 и 570.

568. „Мы показали в § 552, что когда электрический ток существует в проводящей цепи, он обладает способностью совершать некоторое определенное количество механической работы, притом совершенно независимо от всякой внешней электродвижущей силы поддерживающей ток. Всякая же способность совершать работу есть не что иное, как энергия, а все виды энергии имеют одну и ту же природу, хотя и могут отличаться по форме. Энергия электрического тока может быть отнесена или к той форме энергии которая определяется действительным движением материи, или к той, которая определяется способностью материи притти в движение под влиянием сил, действующих между телами, находящимися в определенных положениях одно относительно другого".

„Первый вид энергии, энергия движения, носит название *энергии кинетической;* и если однажды углубиться в понимание этого вида энергии, он представляется столь фундаментальным



фактом природы, что нам трудно вообразить себе возможность разложения его на что-нибудь другое. Второй вид энергии — энергия, зависящая от положения—называется *энергией потенциальной;* она обусловливается действием того, что мы называем силами, т. е. того, что имеет стремление изменять относительное положение. Что касается этих сил, то хотя мы и можем - принять их существование как опытный факт, однако, неизменно сознаем, что всякое объяснение механизма, приводящего тело в движение, представляет собою реальный вклад в наше знание".

569. „Электрический ток не может быть рассматриваем иначе, как явление кинетическое. Даже Фарадей, который постоянно стремился освободить свою мысль от влияния представлений, невольно вызываемых выражениями „электрический ток" и „электрическая жидкость", говорит об электрическом токе как „о чем-то продвигающемся, а не о простом расположении".

„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 но знаем: она может быть равна десятой доле дюйма в час или сотне тысяч миль в секунду. Мы настолько далеки от знания ее абсолютной величины в отдельных случаях, что мы даже не осведомлены, является ли направление, называемое нами положительным, действительным направлением движения".

„Все допущение, которым мы здесь ограничиваемся, заключается в том, что процесс электрического тока включает в себе движение некоторого рода. То, что вызывает электрические токи, называется *электродвижущей силой:* это название уже с давних пор было с успехом употребляемо и никогда не привносило в научный язык никаких противоречий. Электродвижущую силу нужно всегда понимать как нечто, действующее только на электричество, но не на несущие его тела. Никогда не следует смешивать ее с механической силой, действующей только на тела, но не на электричество. Если мы

когда-нибудь узнаем формальное соотношение, которое существует между электричеством и обыкновенной материей, то, вероятно, мы узнаем и соотношение между силой электродвижущей и обычной (механической) силой".
570. „Когда обыкновенная сила действует на тело и тело уступает действию, работа, совершенная силой, измеряется произведением силы На величину, характеризующую произведенное силой изменение. Так, например, если нагнетать воду по трубе, то работа, произведенная в некотором отрезке трубы, равна произведению потери давления на количество жидкости, протекшей чрез этот отрезок".
„Точно так же и работа электродвижущей силы равна произведению ее на количество электричества, которое протекает через сечение проводника под действием этой электродвижущей силы".
313

„Работа, совершенная электродвижущей силой, в точности той же природы, что и работа обычной механической силы, и измеряется теми же единицами".
„Часть работы, которую совершает электродвижущая сила, действующая в проводниковой цепи, идет на преодоление сопротивления цепи, и эта часть работы обращается в тепло. Другая часть ее идет на создание электромагнитных явлений, наблюденных 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 индукции токов, открытых Фарадеем".
„Мы, таким образом, знаем достаточно об электрическом токе, чтобы признать в системе материальных проводников, несущих токи, динамическую систему, которая является вместилищем энергии, быть может, частью кинетической, частью потенциальной".
„Мы ничего не знаем о природе связей, которые существуют между частями этой системы; но мы имеем в динамике методы исследования, которые не требуют знания механизма системы, и мы применим их к этому случаю".

***[1]) „Something progressive and not a mere arrangement" (Exp. Res., 283).***

***[2]) Exp. Res. 1618.***

***[1]) Faraday. Exp. Res., 283.***

***[1]) Отметим, что именно отсюда берет начало термин самоиндукция, т. е. индукция в своем собственном магнитном поле. Переводчик.***

***[2]) Exp. Res., 1077***

**§ 92. Вторая форма уравнений Лагранжа.**

Обоснование положения, что электрический ток есть явление кинетического характера, позволило Максвеллу дать стройное математическое исследование этого явления с помощью второй формы уравнений Лагранжа.
Прежде чем перейти к краткому изложению сущности того метода исследования динамических явлений, математическим выражением которого является вторая форма лагранжевых уравнений, приведем еще несколько первых параграфов из V главы II тома максвеллова трактата, посвященной уравнениям движения связанных систем. Эти параграфы чрезвычайно интересны как попытка Максвелла дать физическое толкование тем обобщениям, которые были сделаны Лагранжем.
553. „В четвертом разделе второй части „Аналитической механики" Лагранж дал метод, позволяющий уменьшить число уравнений динамики, определяющих движение частей связанной системы, до числа степеней свободы системы".

„Уравнения движения связанной системы были даны Гамильтоном в другой форме и привели к значительному развитию высшей части чистой динамики".
„Так как в дальнейшем, в связи с нашим стремлением перенести исследование электрических явлений в область динамики, нам будет необходимо уметь выразить наши динамические представления в форме, пригодной для непосредственного приложения к вопросам физики, то мы посвятим настоящую главу изложению этих идей динамики с физической точки зрения".
554. „Целью Лагранжа было подчинить динамику методам высшего анализа. Он начал с представления элементарных со-


отношений динамики в виде соответствующих соотношений между чисто алгебраическими количествами и из полученных таким образом уравнений вывел чисто алгебраически же свои окончательные уравнения. Некоторые количества (выражающие реакции между частями системы, вызванные ее физическими связями) входят в уравнения движения отдельных частей системы, и исследование Лагранжа является, с математической точки зрения, методом исключения этих количеств из окончательных уравнений".
„В процессе этого исключения мы имеем дело с чистым анализом и должны поэтому быть свободны от оперирования с идеями динамики. В противоположность этому, наша цель состоит в укреплении наших динамических представлений. Мы, таким образом, пользуемся трудами математиков и переводим их результаты с языка математики на язык динамики так, чтобы наше изложение вызвало представление не об алгебраическом процессе, а б некоторых свойствах движущихся тел".
„Язык динамики значительно обогащен теми, кто развивал в общедоступной форме принцип сохранения энергии, и мы увидим, что многие из нижеследующих положений являются результатом исследования, изложенного в *Natural Philosophy* Томсона и Тэта, в особенности метод, исходящий из теории импульсивных сил".
„Я применил этот метод таким образом, чтобы исключить непосредственное рассмотрение движения отдельных частей системы, кроме координат или независимых переменных, от которых зависит движение системы в целом. Важно, конечно, чтобы изучающий умел проследить связь движения каждой части системы с изменением (независимых) переменных, но нет надобности делать это в процессе вывода окончательных уравнений, которые не зависят от частной формы связей".
„Переменные".
555. „Число степеней свободы системы равно числу данных, необходимых для полного определения ее положения. Эти данные могут быть весьма различны по своей форме, но число их "зависит от природы самой системы и не может быть изменено".
„Чтобы уяснить нашу мысль, мы можем представить себе систему связанной посредством подходящего механизма с некоторым числом ползунов, каждый из которых может двигаться вдоль прямой линии и не способен двигаться как-либо иначе. Воображаемый механизм, который соединяет каждый из этих ползунов с системой, мы должны мыслить свободным от трения и инерции и неспособным деформироваться под действием приложенных сил. Употребление этого механизма должно лишь помочь нашему воображению в приписывании положения, скорости и количества движения тем величинам, которые фигурируют в исследовании Лагранжа как чисто алгебраические количества".
„Пусть $q$ обозначает положение одного из ползунов, определяемое как его расстояние от некоторой неподвижной точки на линии его движения. Мы будем различать величины $q$, соответствую-


щие различным ползунам, с помощью индексов 1, 2 и т. д. Если мы имеем дело с группой величин, относящихся к одному ползуну, мы можем опустить индекс".
„Когда величины всех (независимых) переменных $(q)$ даны, положение каждого ползуна известно, и тем самым, с помощью воображаемого механизма, определяется конфигурация всей системы".

„Скорости",
556. „При движении системы ее конфигурация определенным образом меняется, и так как конфигурация в каждый данный момент полностью определяется величинами (независимых) переменных *(q),* то скорость каждой части системы, равно как и ее конфигурация, будут вполне определены, если нам известны
величины (независимых) переменных и их скоростей *(dq/dt* или, употребляя обозначения Ньютона, q)″.
„Силы".
557. „Соответственным регулированием движения ползунов, т. е. надлежащим изменением переменных, можно получить любое движение системы, совместимое с природой ее связей. Чтобы произвести это движение перемещением ползунов, к последним должны быть приложены силы".
„Мы будем обозначать силу, которая должна быть приложена к переменной $q_r$, через $F_r$. Система сил *(F)* механически эквивалентна (в силу связей системы) той системе сил, какова бы она ни была, которая на самом деле производит движение".
Ограничиваемся этими цитатами из Максвелла, в достаточной мере характеризующими его стремление дать возможно более доступное толкование лагранжевым обобщенным координатам и обобщенным силам. Приведенные слова Максвелла мы будем рассматривать как общее введение к настоящему параграфу и теперь обратимся к ознакомлению с интересующим нас методом Лагранжа.
Итак, если электрический ток имеет кинетическую природу, то для его изучения возможно применить уравнения динамики.
Как известно из механики, движение системы в обычных случаях, при отсутствии сопротивлений, поглощающих кинетическую энергию, принято определять дифференциальными уравнениями:

$$m_1 x_1'' = X_1 + \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial x_1} + \lambda_2 \frac{\partial f_2}{\partial x_1} + \ldots\ldots + \lambda_k \frac{\partial f_k}{\partial x_1}$$

$$m_1 y_1'' = Y_1 + \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial y_1} + \lambda_2 \frac{\partial f_2}{\partial y_1} + \ldots\ldots + \lambda_k \frac{\partial f_k}{\partial y_1}$$



$$m_1 z_1'' = Z_1 + \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial z_1} + \lambda_2 \frac{\partial f_2}{\partial z_1} + \ldots\ldots + \lambda_k \frac{\partial f_k}{\partial z_1}$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$m_s x_s'' = X_s + \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial x_s} + \lambda_2 \frac{\partial f_2}{\partial x_s} + \ldots\ldots + \lambda_k \frac{\partial f_k}{\partial x_s}$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

где $m_1$, $m_2$ ..... $m_s$— массы отдельных точек системы;
$x_1$, $y_1$, $z_1$, $x_2$..... $z_s$— координаты точек системы; $X_1$, $Y_1$, $Z_1$, $X_2$ . . . . . $Z_s$— проекции на координатные оси сил, приложенных к отдельным точкам системы; $\lambda_1$, $\lambda_2$ ..... $\lambda_k$ — коэффициенты связей.
Кроме того, в уравнения входит ряд функций:
$f_1(x_1, y_1, z_1, x_2, \ldots\ldots\ldots x_s, y_s, z_s)=0$
$f_2(x_1, y_1, x_1, x_2, \ldots\ldots\ldots x_s, y_s, z_s)=0$
……
$f_k(x_1, y_1, z_1, x_2, \ldots\ldots\ldots\ldots x_s, y_s, z_s)=0$,

которые представляют собою выражения $k$ кинематических связей, которым могут быть подчинены декартовы координаты системы.

Однако, эта так называемая *первая форма уравнений Лагранжа* не может быть применена для изучения системы электрических токов, так как, во-первых, мы не умеем описывать электрокинетический процесс, пользуясь декартовыми координатами и понятием об обычной массе, а во-вторых, нам неизвестен характер связей, существующих в системе. Поэтому для анализа кинетического процесса, совершающегося в системе токов (такую систему иногда называют *электродинамической),* Максвелл воспользовался так называемой *второй формой уравнений Лагранжа.*

Преимущества этих уравнений (второй формы) заключаются в следующем. Во-первых, предоставляется широкая свобода в выборе координат, 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. Именно, эти уравнения имеют вид:

$$Q_1 = \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial q_1'} - \frac{\partial T}{\partial q_1}$$

$$Q_2 = \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial q_2'} - \frac{\partial T}{\partial q_2}$$

. . . . . .

317

Отсюда непосредственно получаются выражения для внешних сил, действующих в системе и изменяющих ее кинетическую энергию:

$Q_1$ $Q_2$, ..... $Q_n$,

если только известна кинетическая энергия системы (7) в функции переменных:

$q_1, q_2, q_3 ..... q_n$ и их производных по времени, т. е. если известно соотношение:

$T = f\{q_1, q_2, q_3, ..... q_n, q'_1, q'_2, q'_3 ..... q'_n)$.

Величины $q$ называются *обобщенными координатами.* В качестве таковых могут быть выбраны, например, линейные расстояния (тогда система обобщенных координат в частном случае превращается в систему обыкновенных декартовых координат), углы (получается полярная система, если второй координатой служит линейное расстояние), поверхности, объемы, а также вообще произвольные физические величины, имеющие характер протяженности или могущие характеризовать степень продвижения рассматриваемого кинетического процесса. При этом *обобщенная сила Q,* действие которой проявляется в изменении соответствующей координаты $q$ и сообщении некоторого приращения кинетической энергии системы $T$, является физической величиной, имеющей характер напряженности. Произведение обобщенной силы $Q$ на приращение обобщенной координаты, $\Delta q$ 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 работу. Такого рода соображениями необходимо руководствоваться всегда при выборе обобщенных координат и сил, пригодных для описания некоторого кинетического процесса и оперирования с лагранжевыми уравнениями второй формы.

Этот совершенно общий характер координат, входящих во вторую форму уравнений Лагранжа, особенно ценен для электродинамики. Он позволяет нам обойти главное затруднение — наше неумение характеризовать электрокинетический процесс декартовыми координатами. Ниже мы будем говорить подробнее о выборе координат для электродинамической системы, пока же отметим

лишь, что именно эти „обобщенные" (название, установившееся позднее) координаты имеет в виду Максвелл в приведенном выше отрывке (§ 555), говоря о переменных.
Число обобщенных координат равно числу степеней свободы системы. Следовательно, если система имеет *n* степеней свободы, то число обобщенных координат будет также *n:*
$q_1, q_2, q_3 \ldots\ldots q_n$.
318

Производные обобщенных координат *q* по времени $\left(\frac{dq_k}{dt} = q_k'\right)$ называются *обобщенными скоростями,* так как всякая производная по времени, характеризуя быстроту изменения данной величины, имеет характер скорости.
Далее, для характеристики кинетического процесса, кроме координат и скоростей, необходимо еще знание „сил", действующих в системе. В том общем методе, который мы сейчас рассматриваем, под „силой" понимается всякая причина изменения в кинетическом процессе. Все внешние „силы", действующие в системе, мы можем мыслить как ряд отдельных „сил"$Q_k$, соответствующих отдельным координатам $q_k$. Тогда величина координаты $q_k$ и характер ее изменения будут зависеть от подобной „силы* $Q_k$, которая и называется *обобщенной силой.*
Как было выше указано, обобщенная сила $Q_k$ есть величина, на которую надо умножить приращение, полученное координатой $q_k$ , чтобы получить работу. И эта работа равна соответствующему приращению кинетической энергии системы.
Представление Максвелла о координатах как о величинах, определяющих положение некоторых ползунов, является примером того, насколько произволен может быть выбор обобщенных координат и сил. В этом примере величины, взятые в качестве обобщенных координат и сил, являются величинами совершенно фиктивными воображаемыми, которых реально в исследуемой системе нет. Однако, из этого не следует делать вывода ,что обобщенными координатами или силами не могут являться реальные физические величины, существующие в системе. (Понятие „обобщенный" не равносильно понятию „фиктивный").
Интересно теперь остановиться на ряде примеров, иллюстрирующих характер обобщенных сил. Мы увидим, что обобщенная „сила", не всегда является силой в обычном элементарном смысле этого слова. Вспомним, что обобщенная сила должна удовлетворять только тому условию, что, будучи помножена на приращение надлежащим образом выбранной координаты, она должна давать работу.
Если обобщенной координатой служит количество воды, протекающей по трубе, то этому условию, как указано выше, удовлетворяет давление, расходуемое в данном участке трубы, т. е. давление будет являться обобщенной силой, хотя по размерности давление представляет собою обычную силу, деленную на площадь, Если обобщенной координатой служит угол поворота, то обобщенной силой будет вращающий момент ($M\alpha$=работе).
Выбирая в качестве обобщенной координаты поверхность, мы должны будем взять за обобщенную силу величину поверхностного натяжения.
Если обобщенной координатой служит объем *(v),* то за обобщенную силу следует взять давление *(p),* так как произведение давления на приращение объёма ($p \cdot dv$) даёт работу.
319

Вернемся теперь к выражениям, являющимся второй формой уравнений Лагранжа:

$$\left.\begin{aligned} Q_1 &= \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial q_1'} - \frac{\partial T}{\partial q_1} \\ Q_2 &= \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial q_2'} - \frac{\partial T}{\partial q_2} \\ &\cdots\cdots \\ Q_n &= \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial q_n'} - \frac{\partial T}{\partial q_n} \end{aligned}\right\} \qquad (64)$$

где $T$—кинетическая энергия системы; $Q_1$ $Q_2$, . . . $Q_n$ — обобщенные внешние силы; $q_1$, $q_2$, . . . $q_n$ — обобщенные координаты; $q'_1$, $q'_2$, ..... $q'_n$ — обобщенные скорости.

Из данного выше определения обобщенных сил следует, что число уравнений (64) равно числу обобщенных координат и, ибо каждой обобщенной координате соответствует одна обобщенная сила.

Как указано выше, эти именно уравнения, ввиду их общности и сравнительной простоты, Максвелл и применил для изучения явлений электродинамики.

Вообще всегда, когда мы не умеем характеризовать процесс декартовыми координатами и не знаем ни характера, ни математического выражения связей системы, мы можем найти действующие в системе силы, пользуясь второй формой лагранжевых уравнений, Для применения этой последней нужно лишь уметь составить выражение кинетической энергии системы через обобщенные координаты и их производные по времени. Как мы увидим ниже, в случае электродинамической системы, выражение кинетической энергии получает сравнительно простой вид. Но сначала обратимся к выражению кинетической энергии в обобщенных координатах для произвольной системы.

***[1]) См., например, И. В. Мещерский, „Теоретическая механика", ч. II.***

***[2]) Подробный вывод 2-й формы лагранжевых уравнений можно найти в III части курса проф. И. В. Мещерского „Теоретическая механика".***

***[1]) В дальнейшем изложении из технических соображений будет приценяться обозначение q'.***

***[2]) В действительности мы будем дальше обозначать обобщенные силы через q,***
***Переводчик.***

**§ 93. Выражение для кинетической энергии в обобщенных координатах.**

Так как обобщенные координаты, как было выше указано, вполне определяют положение всех частей системы, то они должны быть связаны некоторыми зависимостями с декартовыми координатами всех точек системы. Следовательно, мы можем выразить декартовы координаты через обобщенные при помощи некоторых уравнений:

$$\left.\begin{aligned}
x_1 &= \psi_{x_1}(q_1, q_2, q_3, \ldots q_n)\\
y_1 &= \psi_{y_1}(q_1, q_2, q_3, \ldots q_n)\\
z_1 &= \psi_{z_1}(q_1, q_2, q_3, \ldots q_n)\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\
x_s &= \psi_{x_s}(q_1, q_2, q_3, \ldots q_n)\\
y_s &= \psi_{y_s}(q_1, q_2, q_3, \ldots q_n)\\
z_s &= \psi_{z_s}(q_1, q_2, q_3, \ldots q_n)
\end{aligned}\right\} \qquad (65)$$



Всего таких уравнений будет 3*s,* где s — число точек системы, заданных декартовыми координатами.
С другой стороны, из механики известно, что кинетическая энергия системы выражается в декартовых координатах так:

$$T = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{i=s} m_i \cdot v_i^2 = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{i=s} m_i (x_i'^2 + y_i'^2 + z_i'^2). \qquad (66)$$

Чтобы получить выражение для кинетической энергии в обобщенных координатах, надо в выражение (66) подставить значения $x'_i$, $y'_i$, $z'_i$. Последние найдем, если возьмем производные по времени от уравнений (65):

$$\begin{aligned}
x_i' &= \frac{\partial\psi_{xi}}{\partial q_1} q_1' + \frac{\partial\psi_{xi}}{\partial q_2} q_2' + \ldots\ldots + \frac{\partial\psi_{xi}}{\partial q_n} q_n'\\
y_i' &= \frac{\partial\psi_{yi}}{\partial q_1} q_1' + \frac{\partial\psi_{yi}}{\partial q_2} q_2' + \ldots\ldots + \frac{\partial\psi_{yi}}{\partial q_n} q_n'\\
z_i' &= \frac{\partial\psi_{zi}}{\partial q_1} q_1' + \frac{\partial\psi_{zi}}{\partial q_2} q_2' + \ldots\ldots + \frac{\partial\psi_{zi}}{\partial q_n} q_n'
\end{aligned}$$

Возведя полученные выражения в квадрат, мы получим, во-первых, члены, содержащие квадраты обобщенных скоростей, а во-вторых, члены с их удвоенными произведениями.
Произведя подстановку и собирая члены с одинаковыми обобщенными скоростями, получим окончательно для кинетической энергии системы в обобщенных координатах:

$$\begin{aligned}
T = \frac{1}{2}K_1 q_1'^2 + \frac{1}{2}K_2 q_2'^2 + \ldots\ldots + \frac{1}{2}K_n q_n'^2 + K_{12} q_1' q_2' +\\
+ K_{13} q_1' q_3' + \ldots\ldots + K_{(n-1)n} q_{n-1}' q_n', \qquad (67)
\end{aligned}$$

где коэффициенты *K* являются функциями обобщенных координат, но не их производных.
Таково выражение кинетической энергии всякой системы. В случае электродинамической системы, т. е. в случае системы токов, выражение для *T* имеет тот же вид. Для составления этого выражения прежде всего обратимся к рассмотрению вопроса о выборе обобщенных координат для электродинамической системы.

**§ 94. Выбор обобщенных координат для электродинамической системы.**

Всякая электродинамическая система, вообще говоря, представляет собою совокупность проводящих цепей, по которым протекают электрические токи, т. е. механическую систему, совмещенную с

системой электрокинетической. Наличие электрических токов указывает на существование в системе какого-то специфического движения, отличающегося от обычного движения материальных



частей системы. Таким образом, при изучении системы токов мы должны считаться с двоякого рода движениями и силами: во-первых, с силами чисто механическими, способными влиять на перемещения системы или ее элементов в пространстве (движения проводников), и, во-вторых, с перемещениями „электричества" и соответствующими им электродвижущими силами (явления собственно электрического тока).

При целесообразном выборе координат вторая форма уравнений Лагранжа дает возможность учесть оба рода явлений.

Характер происходящих процессов указывает, что необходимы две категории координат: геометрические и электрические.

Будем характеризовать данную систему проводящих цепей, рассматриваемую исключительно в качестве некоторой механической системы, геометрическими координатами $g_1$, $g_2$, $g_3$ и т. д.

Этими координатами определяется как положение всей системы в пространстве, так и взаимное расположение ее частей.

Для характеристики электрокинетического процесса Максвелл выбрал в качестве обобщенных координат *количества электричества:* $q_1$, $q_2$, $q_3$ и т. д., протекшие через поперечное сечение проводников, начиная от некоторого начального момента времени. Действительно, количество электричества, протекшего по данной цепи, в полной мере может охарактеризовать степень продвижения электрокннетического процесса. При этом в качестве обобщенной силы естественно принять *электродвижущую силу e,* которая является реальной причиной возникновения всякого электрокинетического процесса и в то же время удовлетворяет тому условию, чтобы произведение ее на приращение обобщенной координаты представляло собою работу ($e \cdot \Delta q$).

Производные от электрических координат $q$ по времени будут представлять собою электрические токи:

$$\frac{dq_1}{dt} = q_1' = i_1; \qquad \frac{dq_2}{dt} = q_2' = i_2$$

и т. д., т. е. сила электрического тока характеризует собою скорость некоторого кинетического процесса.

При указанном выборе обобщенных координат после надлежащего расположения по группам всех членов, входящих в выражение кинетической энергии $T$ системы проводников, несущих электрические токи, получим:

$$\begin{aligned} T = {} & \frac{1}{2}A_1 g_1'^2 + \frac{1}{2}A_2 g_2'^2 + \ldots + A_{12} g_1' g_2' + A_{13} g_1' g_3' + \ldots \\ & + \frac{1}{2}B_1 i_1^2 + \frac{1}{2}B_2 i_2^2 + \ldots + B_{12} i_1 i_2 + B_{13} i_1 i_3 + \ldots + \\ & + C_{11} g_1' i_1 + C_{12} g_1' i_2 + \ldots + C_{21} g_2' i_1 + \ldots \end{aligned}$$

т. е. кинетическая энергия изобразится в виде суммы трех групп членов: первой, представляющей собою функцию от геометрических скоростей, второй, зависящей от электрических скоростей,



т. е. токов, и третьей, содержащей произведения геометрических и электрических скоростей.

Что касается коэффициентов *A, B* и C (частные значения коэффициентов *K*), то выше мы уже указали, что они зависят от самих обобщенных координат, но не от скоростей их.

Не трудно показать, что эти коэффициенты в данном случае содержат только геометрические координаты $g_1$, $g_2$, $g_3$ и т. д. Электрические же координаты $q_1$, $q_2$, $q_3$ и т. д. в эти коэффициенты не

входят. В самом деле, предположим, что $i_1$, $i_2$ и т. д. постоянны и что все части системы неподвижны, т. е.:

$i_1 = q_1$=const, $i_2=Q_2$=const и т. д. и

$g'_1=0$; $g'_2=0$ и т. д.

В таком случае кинетическая энергия системы будет содержать только члены с коэффициентами *B,* а именно:

$$T = \frac{1}{2} B_1 i_1^2 + \frac{1}{2} B_2 i_2^2 + \ldots + B_{12} i_1 i_2 + B_{13} i_1 i_3 + \ldots$$

Опыт показывает, что в этом случае кинетическая энергия системы, т. е. энергия системы токов, остается неизменною в течение сколь угодно большого промежутка времени, так как общие условия, характеризующие магнитное поле, в такой системе остаются без всякого изменения. Это возможно только тогда, когда коэффициенты $B_1$ $B_2$ и т. д. не зависят от изменяющихся электрических координат $q_1, q_2, \ldots q_n$.



Коэффициенты $A_1$, $A_2$ и т. д. не зависят от этих координат, так как сумма членов с этими коэффициентами представляет собою кинетическую энергию системы, рассматриваемой как совокупность материальных тел, не обладающих электрическими токами.

Что касается коэффициентов С, то надо думать, что и они не зависят от электрических координат $q$. Действительно, если предположить, что все токи в системе постоянны, т. е.

$i_1$=const; $i_2$=const и т. д.,

и вместе с тем допустить, что все части системы непрерывно совершают такого рода периодические движения, при которых геометрические координаты изменяются лишь в некоторых узких пределах, периодически повторяясь, то полная кинетическая энергия системы, как показывает опыт, претерпевает лишь некоторые периодические же изменения, не выходя за определенные пределы, между тем как электрические координаты $q$ (количество протекшего электричества) непрерывно и беспредельно растут. Если бы они входили в коэффициенты С, то можно было бы ожидать непрерывного изменения суммарной кинетической энергии в каком-либо определенном направлении.

Таким образом, и коэффициенты $C_{11}$, $C_{12}$ $C_{13}$ и т. д. можно считать не зависящими от электрических координат $q_1, q_2, q_3 \ldots q_n$.

Итак, мы нашли общее выражение для кинетической энергии электродинамической системы. Оно производит впечатление сложного только потому, что мы взяли его в самой общем виде, для случая произвольного числа независимых переменных (обобщенных координат). Если же мы возьмем простейшие случаи, то соответственно упростится и выражение для *T,* Вторая форма уравнений Лагранжа чрезвычайно облегчает обследование электродинамические явлений: зная выражение для кинетической энергии, мы легко можем получить выражение для всех сил, возникающих в системе. При этой, так как силы здесь обобщенные, соответственно обобщенным координатам, то наше исследование не ограничится силами механическими. Перед нами открывается возможность всестороннего исследования электродинамической системы.

Для облегчения этого исследования интересно предварительно проанализировать общее выражение кинетической энергии электродинамической системы.

**§ 95. Энергия: пондеро-кинетическая, электрокинетическая и пондеро-электрокинетическая.**

По аналитическому строению выражения для кинетической энергии *(T)* электродинамической системы можно судить и о физическом характере этой энергии. В самом деле, выражение для кинетической энергии:

$$T=\frac{1}{2}A_1g_1'^2+\frac{1}{2}A_2g_2'^2+\ldots+A_{12}g_1'g_2'+A_{13}g_1'g_3'+\ldots+$$
$$+\frac{1}{2}B_1i_1^2+\frac{1}{2}B_2i_2^2+\ldots+B_{12}i_1i_2+B_{13}i_1i_3+\ldots+$$
$$+C_{11}g_1'i_1+C_{12}g_1'i_2+\ldots+C_{21}g_2'i_1+\ldots$$

можно представить в следующем виде:

$$T=T_m+T_e+T_{me}, \qquad (68)$$

где:

$$T_e=\frac{1}{2}B_1i^2_1+\frac{1}{2}B_2i^2_2+\ldots B_{12}i_1i_2+B_{13}i_1i_3+\ldots$$
$$T_{me}=C_{11}g_1'i_1+C_{12}g_1'i_2+\ldots\ldots C_{21}g_2'i_1+\ldots\ldots$$

Первое слагаемое, $T'_m$, зависит лишь от геометрических координат и их скоростей. Если бы в рассматриваемой системе не существовало никаких электрических токов, то ее кинетическая энергия выражалась бы именно этим первым слагаемым. Таким образом, выражение $T_m$, содержащее квадраты геометрических



скоростей и их произведения, представляет собою кинетическую энергию системы, рассматриваемой просто как система весомых масс.

Аналогично, второе слагаемое, $T_e$, содержащее квадраты электрических скоростей (токов) и их попарные произведения, не зависит от геометрических скоростей. $T_e$ представляет собой кинетическую энергию системы, рассматриваемой исключительно как система электрических токов.

Наконец, последнее слагаемое, $T_{me}$ включает как геометрические скорости, так и электрические токи.

Ввиду качественного различия этих трех слагаемых полной кинетической энергии системы, иногда присваивают каждому из, них особое наименование. Именно $T_m$ называют *пондеро-кинетической энергией*, т. е. энергией движения системы, рассматриваемой как совокупность только весомых масс. При отсутствии в системе электрических токов ($i_k$=0) кинетическая энергия ее выражается лишь этою частью.

$T_e$ называется *электрокинетической энергией.* Это есть энергия системы, рассматриваемой как совокупность электрических токов, и зависящая исключительно от электрокинетических процессов.

Наконец, $T_{me}$ называется *пондеро-электрокинетической энергией* системы. Эта энергия может иметь конечное значение только при одновременном изменении и геометрических и электрических координат. Возможность существования пондеро-электрокинетической энергии $T_{me}$, как части полной кинетической энергии системы токов, была впервые установлена Максвеллом путем именно того метода, изложению которого посвящены настоящие страницы. В то время как энергия $T_m$ и энергия $T_e$ представляют собою физические количества, по существу хорошо известные и в достаточной степени изученные в соответствующих областях науки, энергия $T_{me}$ является до сих пор еще сравнительно мало изученной, и до Максвелла она была совершено неизвестна.

***[1]) Термин „пондеро-кинетическая" происходит от латинского слова pondus (род. п. ponderis), обозначающего вес, и, таким образом, указывает на то, что***

**§ 96. Общее обследование сил, действующих в электродинамической системе.**

При наличии в системе процессов механических и электрических мы должны иметь в виду соответственно два рода сил: силы механические и силы электродвижущие. Если известна полная

кинетическая энергия системы, то вторая форма уравнений Лагранжа дает возможность вычислить величины всех этих сил.

Остановимся сначала на механических силах. Если $f'_k$ есть внеш-



няя механическая сила, соответствующая координате $g_k$, то по уравнению Лагранжа, получаем:

$$f'_k = \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial g'_k} - \frac{\partial T}{\partial g_k} = -f_k$$

где $f_k$ есть внутренняя реакция системы, имеющая природу даламберовской силы инерции. В дальнейшем мы нередко будем вместо внешних сил, воздействующих на данную систему и стремящихся изменить ее кинетическую энергию, рассматривать прямо противоположные им силы реакции, являющиеся следствием существования кинетической энергии в данной системе. Так как эти силы реакции равны по абсолютной величине и обратим по знаку внешним силам, приложенным к системе, то ясно, что величины сил реакции просто получаются на основании лагранжевых уравнений. Рассмотрение именно этих, 'возникающих внутри системы, сил представляет интерес в том отношении, что в них проявляются наиболее характерные свойства системы.

Так как $T$ состоит из трех частей: $T = T_m + T_e + T_{me}$, то при помощи теоремы о производной суммы мы можем разложить силу $f_k$ на три составляющие, соответственно трем частям энергии:

$$f_k = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_m}{\partial g'_k} + \frac{dT_m}{\partial g_k} - \frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{\partial g'_k} + \frac{\partial T_e}{\partial g_k} - \frac{d}{dt}\frac{\partial T_{me}}{dg'_k} + \frac{\partial T_{me}}{\partial g_k},$$

или же, обозначая три составляющие силы $f_k$ через $f_m$, $fe$ и $f_{me}$, а также опуская в дальнейшем ради простоты индекс „k", имеем:

$$f = f_m + f_e + f_{me} \qquad (69)$$

где

$$f_m = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_m}{\partial g'} + \frac{\partial T_m}{\partial g}$$

$$f_e = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{\partial g'} + \frac{\partial T_e}{\partial g}$$

$$f_{me} = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_{me}}{\partial g'} + \frac{\partial T_{me}}{\partial g}.$$

Рассмотрим все эти силы.

В выражение для механической силы:

$$f_m = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_m}{\partial g'} + \frac{\partial T_m}{\partial g} \qquad (70)$$

электрические координаты и их производные не входят. Это — та часть механической силы, которая возникает в системе в силу чисто механических условий и представляет собою обыкновенную даламберовскую силу инерции весомых масс. Изучение этих сил относится к области механики.

Обратимся к физическому смыслу второй составляющей, т. е.

силы $f_e$:

$$f_e = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{\partial g'} + \frac{\partial T_e}{\partial g}. \qquad (71)$$

Так как величина электрокинетической энергии системы $T_e$ не зависит от геометрических скоростей $g'$, то имеем:

$$\frac{d}{dt}\frac{dT_e}{dg'} = 0$$

и выражение для механической силы $f_e$ принимает вид:

$$f_e = \frac{\partial T_e}{\partial g}. \qquad (72)$$

Эта сила представляет собою известную механическую силу электромагнитного происхождения, т. е. так называемую электромагнитную силу. Так как она выражается однородной функцией второй степени от всех токов системы, то она не меняет ни величины, ни направления, если изменить направление всех токов системы.

Наконец, составляющая механической силы, зависящая от возможного существования пондеро-электрокинетической энергии $T_{me}$,

т. е. сила:

$$f_{me} = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_{me}}{\partial g'} + \frac{\partial T_{me}}{\partial g}, \qquad (73)$$

представляет собою проявление взаимодействия между движением электричества в проводнике и движением этого проводника, аналогично тому, как имеет место зависимость между движением жидкости и движением сосуда, в котором она находится.

Максвелл сделал попытку установить опытным путем наличие силы $f_{me}$. Выражение (73) показывает, что для обнаружения этой силы можно итти двумя путями, именно, обследовать порознь обе составляющие $f_{me}$, т.е. первый и второй члены в правой части соотношения (73).

Рассмотрим сначала систему, которая находится в покое, но токи в которой порознь не равны нулю. В этом частном случае пондеро-электрокинетическая энергия:

$T_{me}=\Sigma C(g'\bullet i)$

равна нулю. Однако, соответствующая сила, величина которой определяется производными $T_{me}$, может быть и не равна нулю. Не трудно показать, что второй член в выражении силы $f_{me}$ всегда равен в этом случае нулю, т. е.

$$\frac{\partial T_{me}}{\partial g} = 0,$$



а первый член, вообще говоря, может быть не равен нулю, т. е.

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T_{me}}{\partial g'} \neq 0.$$

В самом деле, беря частную производную от $T_{me}$ по геометрической координате, мы получим выражение, равное нулю, так как в него входит множителем геометрическая скорость, равная в данном случае нулю:

$$\frac{\partial T_{me}}{\partial g} = \Sigma\left(g' \cdot i \cdot \frac{\partial C}{\partial g}\right) = 0.$$

Что же касается первого члена, то, беря первую производную по геометрической скорости, мы исключаем из него $g'$, вследствие чего, беря вторую производную по времени, мы получаем выражение, вообще говоря, не равное нулю:

$$\frac{\partial T_{me}}{\partial g'} = \Sigma\, Ci$$

и

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T_{me}}{\partial g'} = \frac{d}{dt}(\Sigma\, C_i) \neq 0.$$

Отсюда видно, что выражение силы $f_{me}$ в этом случае получает вид:

$$f_{me} = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_{me}}{\partial g'}.$$

Итак, сила $f_{me}$ будет положительна или отрицательна, смотря по тому, уменьшаются или увеличиваются в данный момент силы токов в соответствующих проводниках системы. Эта сила становится равной нулю, как только силы токов в системе делаются
постоянными. Сверх того, так как $\partial T_{me}/\partial g'$ представляет собою линейную функцию от сил токов, то при данном изменении сил токов сила $f_{me}$ изменяет свое направление в случае, если и все токи в системе делаются обратными по направлению.

В своем опыте, имеющем целью обнаружение механической силы $f_{me}$ в рассмотренном случае, когда все частя системы находятся в покое, а силы токов изменяются, Максвелл применил простейшую систему, состоящую из одной только электрической цепи. Именно, он взял горизонтальную плоскую катушку, состоявшую из большого числа витков тонкой изолированной проволоки и имевшую прикрепленное к ней зеркальце. Катушка была подвешена центрально на тонкой проволоке, которая служила также для соединения одного конца катушки с внешнею частью цепи. Другой конец катушки соединялся с тонкой проволочкой, опущенной в сосуд со ртутью и по своему расположению составлявшей



продолжение подвесной проволоки (см. рис. 151, на котором воспроизведен оригинальный чертеж Максвелла).

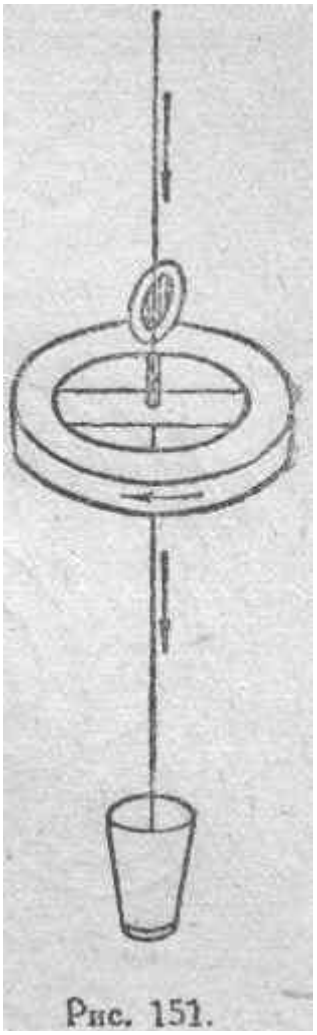


Рис. 151.

При помощи подвесной проволоки и проволоки, опущенной в ртуть, катушка вводилась в цепь батареи через особый замыкатель. Положение катушки можно было наблюдать посредством трубы и шкалы.

Так как мы имеем здесь лишь один электрический контур, то его пондеро-электрокинетическая энергия выразится одним членом:

$T_{me}=Cg'i,$

откуда

$$\frac{\partial T_{me}}{\partial g'}=Ci,$$

а сила $f_{me}$, могущая проявиться в контуре, равна:

$$f_{me}=-\frac{d}{dt}(Ci),$$

а потому при изменении силы тока в контуре, т. е. при замыкании и размыкании цепи, мы должны ожидать отклонения катушки под действием силы $f_{me}$. Однако, никаких отклонений обнаружить не удалось. Таким образом, первый опыт Максвелла не дал положительного результата. Это не говорит, однако, о том, что пондеро-электрокииетическая энергия ($T_{me}$) не существует, а скорее о том, что величина ее, слишком мала и что экспериментальная обстановка, бывшая в распоряжении Максвелла, оказалась недостаточной для обнаружения ее проявлений.

Максвелл обратился затем к обследованию той составляющей силы $f_{me}$, которая обусловливается наличием второго члена в правой части соотношения (73). Если все токи в системе постоянны, но система находится в движении, этот второй член, вообще говоря, не равен нулю, т. е.

$$\frac{\partial T_{me}}{\partial \varrho} \neq 0.$$

Соответственным образом может иметь некоторое конечное значение и определяемая вторым членом составляющая силы $f_{me}$. При экспериментальном обследовании этого случая Максвелл остановился на



простейшей системе, состоящей из одной катушки с достаточно большим числом витков изолированной проволоки. Для усиления ожидаемого эффекта он поместил внутрь катушки железный сердечник. Построив специальный прибор, Максвелл пытался обнаружить на опыте механическую силу, зависящую от существования электрического тока в катушке и некоторого, надлежащим образом выбранного, движения этой катушки. Максвелл остановился на вращательном движении катушки. На рисунке 152 воспроизведен оригинальный чертеж Максвелла, изображающий тот прибор, который был им применен в описываемом опыте. Электромагнит $A$ имеет возможность вращаться вокруг горизонтальной оси $BB'$ внутри кольца, которое, в свою очередь, вращается вокруг вертикальной оси. При помощи специальных винтов все подвижные части были надлежащим образом уравновешены для того, чтобы, по возможности, устранить при производстве опыта всякие вредные влияння и сделать систему весьма чувствительной только в отношении ожидаемых механических воздействий со стороны обследуемой составляющей силы $f_{me}$. Большие затруднения возникали еще вследствие действия земного магнитного поля, которое Максвелл до известной степени скомпенсировал при посредстве особого магнита. Проанализировав описываемую систему (рис. 152),

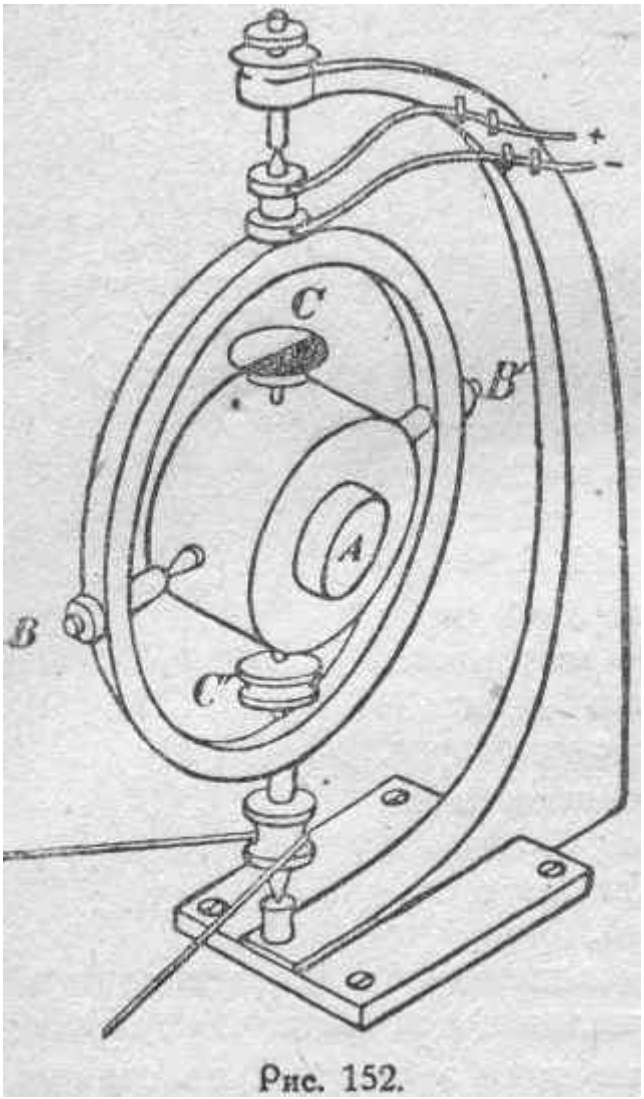


Рис. 152.

Максвелл пришел к заключению, что та механическая сила, которая в рассматриваемом случае может возникать вследствие одновременного существования вращения электромагнита *A* вокруг вертикальной оси и постоянного электрического тока, протекающего по его обмотке, будет стремиться повернуть электромагнит вокруг горизонтальной оси *BB'*, совершенно аналогично тому, что получилось бы, если бы вместо электромагнита был взят, например, гироскоп или вообще какая-либо материальная масса, вращающаяся вокруг оси, совпадающей с осью железного стержня электромагнита. Ток в обмотку электромагнита подводился через пружинные щетки, трущиеся о контактные кольца, закрепленные на вертикальном валу, и далее через подшипники *B'*. Вся система приводилась в быстрое вращательное движение при посредстве ремня, перекинутого через шкив на валу. За положением электромагнита можно было следить, несмотря на быстрое вращение, благодаря следующему приспособлению. С телом электромагнита был жестко связан диск С, по диаметру разделенный на две половины, соответственно окрашенные в красный и зеленый цвета. При горизонтальном расположении сердечника электромагнита (нормальное расположение) центр диска С совпадал с вертикальной осью вращения. В случае поворачивания электромагнита вокруг оси *BB'* в одну сторону, в средней части диска С, при быстром вращении всей системы, должен появляться



кружок, окрашенный, например, в красный цвет, при поворачивании же электромагнита в другую сторону — кружок, окрашенный в зеленый цвет. При этом диаметр окрашенного кружка будет определять угол поворота электромагнита вокруг оси *BB'*.

Результат, к которому пришел Максвелл при производстве описанного второго опыта, был также отрицателен: не удалось заметить никакого достоверного изменения в положении электромагнита, быстро вращавшегося вокруг вертикальной оси, в то время как через его обмотку пропускался возможно более сильный постоянный ток. Должно при этом отметить, что сам Максвелл считал обстановку этого второго опыта в общем слишком грубой вследствие того, что невозможно было вполне устранить целый ряд вредных влияний.

Рассмотрим теперь другую сторону проявлений кинетической энергии в электродинамической системе, т. е. в системе токов.

Если к некоторой части этой системы приложена внешняя ЭДС, равная $e_0$, то за вычетом омического падения напряжения в соответствующей цепи мы получим ЭДС, идущую на изменение кинетической энергии системы. Обозначая эту последнюю ЭДС через $e'$ можем написать:

$e'=e_0-ri.$

Так как $e'$ есть сила, производящая изменение некоторой электрической координаты $q$, то зависимость силы $e'$ от кинетической энергии системы выразится соотношением:

$$e' = \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial i} - \frac{\partial T}{\partial q} = -e,$$

где $e$ — внутренняя реакция системы (обратная ЭДС). Соответственно трем составляющим кинетической энергии 'электродинамической системы и ЭДС $e$. разобьется на три составляющие:

$$e = e_m + e_e + e_{me}, \qquad (74)$$

где,

$$e_m = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_m}{di} + \frac{\partial T_m}{\partial q},$$

$$e_e = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{di} + \frac{\partial T_e}{\partial q},$$

$$e_{me} = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_{me}}{\partial i} + \frac{\partial T_{me}}{\partial q}.$$

Но так как кинетическая энергия системы *(T)* не зависит от электрических координат *{q)* (см. § 95),то все вторые члены правых частей этих уравнений равны нулю, т. е.

$$\frac{\partial T_m}{\partial q} = \frac{\partial T_e}{\partial q} = \frac{\partial T_{me}}{\partial q} = 0.$$



Поэтому выражения для обратной ЭДС примут следующий вид:

$$e_m = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_m}{\partial i};\ e_e = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{\partial i};\ e_{me} = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_{me}}{\partial i}$$

или

$$e = e_m + e_e + e_{me} = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_m}{\partial i} - \frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{\partial i} - \frac{d}{dt}\frac{\partial T_{me}}{\partial i}.$$

Пондеро-кинетическая энергия системы $T_m$ не зависит от сил токов, существующих в системе, следовательно,

$$e_m = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_m}{\partial i} = 0.$$

Электродвижущая сила $e_e$, равная взятой с обратным знаком производной по времени от частной производной электрокинетической энергии системы по соответствующей силе тока, представляет собою ЭДС индукции, открытую Фарадеем. Таким образом, выражение:

$$e_e = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{\partial i} \qquad (75)$$

*дает наиболее общее выражение для индуктированной* ЭДС.

Подобное выражение для индуктированной ЭДС кажется несколько необычным; однако, легко показать, что оно не отличается принципиально от других, более известных нам выражении для ЭДС. В самом деле, как известно (ниже об этом говорится более подробно), выражение для электрокинетической энергии в простейшем, например, случае одного контура имеет вид:

$$T_e = \frac{1}{2}Li^2,$$

где $L$ есть коэффициент самоиндукции контура. Беря в данном случае частную производную от $T_e$ по силе тока, получим:

$$\frac{\partial T_e}{\partial i} = Li.$$

Но произведение $Li$ есть не что иное, как некоторый магнитный поток $\Phi$, связанный с контуром, т. е.

$$\frac{\partial T_e}{\partial i} = \Phi,$$

и мы приходим к знакомому уже нам выражению для ЭДС:

$$e_e = -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (76)$$



Этот пример показывает, что выражения (75) и (76) для ЭДС совпадают друг с другом и представляют собою два разные выражения одного физического закона.

Как видно из общего выражения:

$$e_e = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{\partial i},$$

величина ЭДС, возникающей в системе, зависит от изменения сил токов, существующих в системе, от положения и формы проводников, составляющих систему, и от изменения их положения и формы. Действительно, выражение $T_e$ содержит коэффициенты, в которые входят геометрические координаты, квадраты сил токов и их произведения. Следовательно, после двукратного дифференцирования (по $i$ и по $t$) окончательное выражение для ЭДС будет содержать геометрические координаты, их производные по времени и производные от сил токов по времени.

Наконец, третья составляющая электродвижущей силы:

$$e_{me} = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_{me}}{\partial i}, \qquad (77)$$

так же, как рассмотренная выше механическая сила $f_{me}$, характеризует собою взаимоотношение между электричеством и материей. Электродвижущая сила $e_{me}$, как показывает вышеприведенное соотношение, зависит от скоростей и ускорений в движениях проводников и совершенно не зависит от токов в этих проводниках. Таким образом, если пондеро-электрокинетическая энергия $(T_{me})$ действительно существует, то в данном проводнике должна, вообще говоря, возникнуть ЭДС при полном отсутствии электрических токов в системе, но при наличии ускорений или замедлений дви-

жения системы. В частности, в случае подвешенной горизонтальной катушки, изображенной на рисунке 151, т. е. в простейшем случае одной цепи, мы будем иметь:

$T_{me}=Cg'i,$

где $g'$ есть скорость вращения катушки вокруг оси подвеса. Отсюда получаем:

$$\frac{\partial T_{me}}{\partial t}=Cg'$$

и далее:

$$e_{me}=-\frac{d}{dt}(Cg').$$

Если, следовательно, катушка находится сначала в покое, затем мы внезапно приведем ее во вращение вокруг вертикальной оси, то должна появиться ЭДС, зависящая от ускорения этого вращательного движения. При замедлении вращения и остановке должна



появляться ЭДС обратного знака. Максвелл и произвел такого рода опыт (третий опыт для обнаружения проявлений $T_{me}$). С этою целью катушка укреплялась на специальной оси, перпендикулярной плоскости витков катушки, и при помощи соответствующих гибких проводников приключалась к весьма чувствительному гальванометру. Максвелл сам в связи с этим отмечает:... „немногие научные наблюдения могут быть произведены с большею точностью, чем определение существования или несуществования тока, выполняемое при посредстве гальванометра. Чувствительность этого метода намного превосходит чувствительность большинства расположений, имеющих целью измерение механических сил, действующих на тело. Таким образом, если некоторые электрические токи могут быть возбуждены таким путем (т. е. сообщением вращательного ускорения катушке), они были бы обнаружены, даже если бы они были весьма слабы". Производя опыт с вращательным ускорением катушки, Максвелл не заметил никаких признаков появления тока в цепи гальванометра. Тем не менее, такого рода ток, по существу, должен был бы появиться совершенно аналогично тому, как если бы вместо витков проволоки мы имели кольцевую трубчатую камеру, заполненную подвижною жидкостью. При вращательном ускорении кольцевой камеры вокруг оси симметрии, жидкость приобрела бы скорость относительно стенок трубчатой камеры, т. е. внутри этой камеры мы получили бы „ток жидкости".

Итак, все три опыта, поставленные Максвеллом для обнаружения проявлений пондеро-электрокинетической энергии $T_{me}$ дали отрицательный результат. На основании этого Максвелл заключил, что если энергия $T_{me}$ и существует как часть полной кинетической энергии системы токов, то во всяком случае эта часть сравнительно столь мала, что проявлениями ее в обычных условиях мы можем пренебречь.

Принимая все это во внимание, мы будем, следовательно, в дальнейшем принимать:

$T_{me}=0,$

помня, вместе с тем, что это соотношение следует рассматривать все же не как точное выражение того, что в действительности имеет место, но лишь как практически допустимое приближение, значительно упрощающее изучение основных сил как механических, так и электродвижущих, могущих возникать в системе токов,

Теоретические соображения, приведшие Максвелла к представлению о пондеро-электрокинетической энергии ($T_{me}$), остаются в полной силе. После Максвелла другими исследователями возобновлены попытки обнаружить на опыте проявления энергии $T_{me}$. Работы этого рода приобрели особенный интерес за последнее время в связи с установлением того факта, что материя и электричество по природе своей теснейшим образом связаны. Максвелл несомненно предугадывал это, как видно из его слов, приведенных в параграфе 91 настоящей главы (см. п. 569 в конце).

Современная теория строения вещества позволила произвести предвычисления величины тех сил механических и электродвижущих, которые могут возникнуть в системе в связи с существованием определенного соотношения между электричеством и материей, характеризуемого, между прочим, наличием пондеро-электрокинетической энергии $T_{me}$. Как и следовало ожидать, силы $f_{me}$ и $e_{me}$ столь малы, что даже при современных экспериментальных средствах, значительно более совершенных, чем это было во времена, Максвелла) проявления этих сил лежат весьма близко к пределам чувствительности измерительных приборов и схем.

Эйнштейн и де-Гаас произвели опыт, который по существу вполне соответствует расположению первого опыта Максвелла, представленному на рисунке 151, и получили явно положительный результат, хотя и лежащий на пределе чувствительности метода. Отличие опыта Эйнштейна и де-Гааса от обстановки опыта Максвелла заключается в том, что они вместо катушки, в которой возбуждался ток от внешнего источника, воспользовались внутриатомными токами в объеме железного стерженька, подвешенного вдоль своей оси на тонкой нити. Контуры внутриатомных токов, т. е. орбиты электронов, нормально расположены в хаотическом беспорядке (см. § 37}. Если создать внешнее магнитное поле вдоль оси железного цилиндрического стержня, например, замыканием тока в катушке, внутри которой расположен стержень, то возникает продольное намагничение его, обусловленное известным упорядочением в расположении электронных орбит: положительные направления их осей теперь ориентируются преимущественно в одном направлении вдоль оси стержня. Все происходит так, как будто бы в стержне возникли сильные токи, протекающие по виткам, перпендикулярным оси стержня или, что то же, линии подвеса. Изменяя направление тока в катушке на противоположное, мы тем самым повернем в противоположную сторону оси электронных орбит, т. е. вдвое увеличим тот эффект, который может быть обусловлен возникновением упорядоченных электронных токов в железном стержне. При производстве опыта приходится очень бороться с мешающим механическим действием магнитного поля катушки, которое, при наличии трудно устранимой несимметрии в расположений железного цилиндра внутри катушки в связи с несимметричностью самого цилиндра, имеет результатом появление некоторого вращающего момента, маскирующего искомый эффект. Все же путем математической обработки ряда наблюдений удалось констатировать наличие тех сил, обнаружение которых являлось целью первого опыта Максвелла.

Прямое отношение ко второму опыту Максвелла с прибором, представленным на рисунке 152, имеют исследования Барнетта, обстановка опытов которого заключалась в следующем. Железный стержень приводился в весьма быстрое вращательное движение и затем внезапно останавливался. Оказалось, что стержень намагничивался под влиянием вращения и затем во время остановки размагничивался. Это можно было обнаружить, окружив железный стержень катушкой с большим числом витков, присоединенной



к баллистическому гальванометру. Изменение магнитного состояния стержня проявлялось в возникновении индуктированного тока. В опыте Барнетта отдельные молекулярные магнитики в объеме железного стержня вели себя так, как должен был вести себя, согласно расчетам, электромагнит Л во втором опыте Максвелла (см. рис. 152). Отметим здесь же, что П. Н. Лебедев еще задолго до опытов Барнетта пытался обнаружить намагничение вращающегося медного цилиндра.

Итак, анализ и экспериментальное обследование трех форм кинетической энергии электродинамической системы и сил, возникающих в этой системе, приводит к следующим заключениям.

Пондеро-кинетическая энергия $T_m$ и обусловленные ею механические силы не связаны с электрическими процессами, происходящими в системе; эта часть энергии характеризует систему только как систему весомых масс, и изучение ее относится к области аналитической механики.
Пондеро-электрокинетическая энергия $T_{me}$ и соответствующие
силы *практически* могут быть приняты равными нулю.
Электрокинетическая энергия $T_e$ и соответствующие ей силы: электромагнитная (механическая) сила и электродвижущая сила индукции—являются результатом чисто электромагнитного процесса, происходящего в системе. С последними двумя силами приходится сталкиваться во всех областях электротехники, и изучение алектрокинетической энергии $T_e$ и сил $f_e$ и $e_e$ представляется поэтому особенно существенным.
В заключение необходимо сделать еще одно замечание для устранения могущего возникнуть недоразумения. Напомним принятый нами порядок исследования, приведший к аналитическим выражениям $f_e$ и $e_e$. Мы предполагали, что к системе приложена некоторая внешняя, в одном случае — механическая, в другом — электродвижущая сила. Разлагая реакции, возникающие в системе под действием этих внешних сил, на составляющие, соответственно трем составляющим *T, мы* и получили выражения для $f_e$ и $e_e$:

$$f_e = \frac{\partial T_e}{\partial g}; \quad e_e = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{di}.$$

Из этих выражений видно, что механическую силу $f_e$ можно
рассматривать не только как реакцию, возникающую в системе в ответ на приложенную внешнюю механическую же силу, но и как самодовлеющий результат чисто электромагнитного процесса а системе, как результат, обусловленный исключительно тем, что система обладает некоторой электрокинетической энергией. Точно так же электродвижущая сила $e_e$ возникает в системе не только как реакция на приложенную извне электродвижущую силу, но и как самостоятельное явление, обусловленное всякими изменениями общих электромагнитных условий, которые имеют место в системе проводников.


***[1]) Ради простоты мы здесь опускаем индексы, указывающие, к кой именно цепи относятся рассматриваемые величины***

**§ 97. Электрокинетическая энергия.**

После общего обследования всех сил, могущих обнаруживаться в системе проводников с токами, сосредоточим наше внимание на электрокинетической энергии $T_e$ и рассмотрим более подробно ее разнообразные проявления. Мы имели:

$$T_e = \frac{1}{2}B_1 i_1^2 + \frac{1}{2}B_2 i_2^2 + \cdots + B_{12} i_1 i_2 + B_{13} i_1 i_3 + \cdots \qquad (78)$$

Входящие в это выражение коэффициенты при квадратах и произведениях сил токов, представленные в данном случае буквою *B с* различными значками, мы, будем в дальнейшем обозначать при помощи общепринятых символов. Именно, коэффициенты при квадратах сил токов будем обозначать буквою *L* с соответствующим значком, показывающим, к какому проводящему контуру этот коэффициент относится. Коэффициенты же при произведениях сил токов мы будем обозначать буквою *M* с двумя значками, соответственно токам, входящим в то или иное произведение. Таким о "разом, выражение для электрокинетической энергии представится в следующей форме:

$$T_e = \frac{1}{2}L_1 i_1^2 + \frac{1}{2}L_2 i_2^2 + \cdots + M_{12} i_1 i_2 + M_{13} i_1 i_3 + \cdots \qquad (79)$$

Итак, электрокинетическая энергия системы электрических токов есть однородная функция второй степени от сил токов. При этом, как было указано выше (§ 94), количества электричества ($q_1$, $q_2$ и т. д.

не входят в выражение $T_e$. Величины же $L$ и $M$ зависят только от геометрических координат, т. е. от размеров и формы отдельных проводящих контуров и от их взаимного расположения.

Простое сопоставление выражения электрокинетической энергии $T_e$ с выражением пондерокинетической энергии $T_m$ свидетельствует о том, что коэффициенты $L$ и $M$ являются некоторыми характеристиками инерции электродинамической системы в целом и в отдельных ее частях. Одним словом, величины $L$ и $M$ суть коэффициенты инерции. Для простейшего случая вопрос об электромагнитной инерции был подробно обследован в параграфах 28 и 29.

Беря частную производную от кинетической энергии $T$ по скорости, мы, вообще говоря, получаем величину, которая в динамической теории может быть названа моментом количества движения. В рассматриваемом случае электродинамической системы частная производная $T_e$ по $i_1$ представляет собою величину $(p_1$ , которую мы будем называть, по Максвеллу, *моментом количества движения в электрокинетическом процессе,* соответствующем первой цепи, несущей ток $i_1$. Величина »та выражается следующим образом:

$$p_1 = \frac{\partial T_e}{\partial i_1} = L_1 i_1 + M_{12} i_2 + M_{13} i_3 + \quad . \quad . \quad . \qquad (80)$$

337

Аналогично можем написать:

$$p_2 = L_2 i_2 + M_{21} i_1 + M_{23} i_3 + \quad . \quad . \quad .$$

$$p_3 = L_3 i_3 + M_{31} i_1 + M_{32} i_2 + \quad . \quad . \quad .$$

и так далее.

Для того, чтобы выяснить физический смысл величин $L$, $M$ и $p$, обратимся к рассмотрению проявлений электрокинетической энергии в отдельных частных случаях.

**§ 98. Электродвижущая сила самоиндукции.**

Рассмотрим сначала простейшую систему, состоящую из одного проводящего контура (рис. 153).

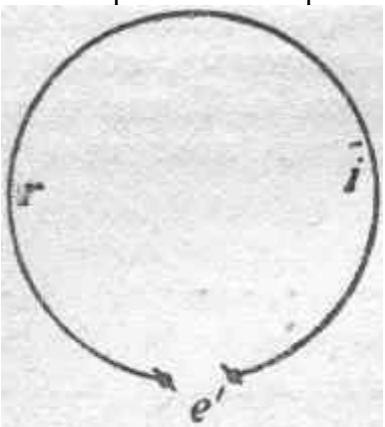



Рис. 153.

Если к этому контуру приложена внешняя электродвижущая сила $e'$, то часть ее идет на преодоление омического сопротивления, а остаток — на изменение электрокинетической энергии системы:

$$e' - ri = \frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{\partial i} - \frac{\partial T_e}{\partial q}$$

или, так как:

$$\frac{\partial T_e}{\partial q} = 0,$$

то:

$$e' - ri = \frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{\partial i}.$$

Здесь мы имеем аналогию с механической системой, в которой обычно часть внешней приложенной силы идет на преодоление сопротивления среды . н лишь остаток расходуется на изменение кинетической энергии (живой силы).

Мы обозначили (см. § 97) величину $\partial T_e/\partial i$ через р, поэтому можем писать:

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

т. е. внешняя ЭДС идет на преодоление сопротивления и какой-то обратной, реактивной ЭДС. Эта обратная ЭДС (обозначим ее в этом случае через $e_s$) выразится так:

$e_s = -dp/dt.$

В случае чисто материальной простейшей динамической системы, состоящей из одной материальной точки, движущейся со скоростью $v$, электродвижущей силе $e_s$ соответствует механическая сила:

$$f_D = -\frac{dp}{dt} = -\frac{d(mv)}{at} = -mw,$$

338

откуда видно, что электродвижущая сила $e_s$ имеет характер даламберовской силы инерции.

Электрокинетическая энергия одного контура выразится так:

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

Следовательно, величина $p$, играющая роль количества движения в электрокинетическом процессе, будет равна в данном случае:

$$p = \frac{\partial T_e}{\partial i} = Li,$$

а электродвижущую силу $e_s$ получим, взяв от $p$ производную по времени с обратным знаком, т. е.

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

Таким образом, мы видим, что обратная ЭДС, могущая возникнуть в данной цепи в связи с изменениями электрокинетической энергии, будет зависеть от всяких изменений размеров и формы контура, а также от изменений силы тока. Ясно, что эта ЭДС есть не что иное, как открытая Фарадеем ЭДС индукции, называемая в данном случае *электродвижущей силой индукции* ($e_s$) ввиду того, что она индуктируется благодаря тем или иным изменениям, протекающим в самом рассматриваемом контуре.

На основании опытов Фарадея известно, что ЭДС индукции может возникнуть в контуре только при изменении величины магнитного потока, связанного с контуром, и равна скорости убывания потока, т. е.

$E = -d\Phi/dt.$

Магнитный поток в рассматриваемом случае, очевидно, есть так называемый *поток самоиндукции* ($\Phi_s$), т. е. поток, сцепляющийся с данным контуром только в силу того, что по нему идет ток; другими словами, это есть поток, являющийся неотъемлемой составной частью того электромагнитного процесса, который протекает в цепи. Таким образом, можем написать:

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

Отсюда

$$\frac{d(Li)}{dt} = \frac{d\Phi_s}{dt},$$

Интегрируя, получим:

$\Phi_e = Li + \text{const}$.

339

Опыт показывает, что поток самоиндукции $\Phi_s$ может быть равен нулю только тогда, когда:

$i=0$.

Но в этом случае обязательно имеем:

$Li=0$.

Следовательно, постоянная интегрирования равна нулю, и мы получаем:

$\Phi_s = Li = p.$ (81)

Таким образом, величина *p,* играющая, как указано выше, роль количества движения в алектрокинетической системе, оказывается равной магнитному потоку, сцепленному с контуром. Это лишний раз подчеркивает уже неоднократно нами указанное основное положение теории Максвелла, именно утверждение, что явления, протекающие в магнитном поле, суть явления кинетического характера.

Коэффициент *L,* определяющий собою величину потока самоиндукции при данной силе тока *i*, представляет собою фактор, от которого зависят все явления самоиндукции. Поэтому *L* называется *коэффициентом самоиндукции.* .

Каждая электрическая цепь, совершенно независимо от того, входит ли она в состав сложной системы или рассматривается самостоятельно, обладает некоторым определенным коэффициентом самоиндукции, являющимся основной и весьма важной характеристикой этой цепи в электромагнитном отношении.

Итак, электродвижущая сила самоиндукции в общем виде выражается так:

$$e_s = -\frac{d(Li)}{dt}. \qquad (82)$$

В случае', когда геометрические координаты данной системы неизменны, т. е. когда размеры и форма рассматриваемого контура остаются постоянными, очевидно мы будем иметь:

L=const.

В этом случае выражение ЭДС самоиндукции можно представить в следующем виде:

$$e_s = -L\frac{di}{dt}. \qquad (83)$$

Наконец, могут быть случаи, когда тем или иным способом ток в цепи поддерживается строго неизменным, т. е. мы имеем:

$i$=const.

В этих случаях выражение ЭДС самоиндукции приводится к следующей форме:

$$e_s = -i\frac{dL}{dt}. \qquad (84)$$

340

**§ 99. Коэффициент самоиндукции.**

Для количественного определения коэффициента самоиндукции некоторого контура **мы** можем воспользоваться любым из соотношений, характеризующих в той или иной степени

электрокинетический процесс, протекающий в этом контуре. Действительно, в простейшем случае, когда мы имеем дело с одной, и только с одной, *неизменяемой* цепью, мы имеем:

$L$=const

и можем написать, например, следующий ряд соотношений:

$$\left.\begin{aligned} T_e &= \frac{1}{2} L i^2 \\ \Phi_s &= L i \\ d\Phi_s &= L di \\ e_s &= -L \frac{di}{dt} \end{aligned}\right\} \qquad (85)$$

Основываясь на этом, мы получаем:

$$L = \frac{2T_e}{i^2}, \qquad (86)$$

$$L = \frac{\Phi_s}{i}, \qquad (87)$$

$$L = \frac{d\Phi_s}{di}, \qquad (88)$$

$$L = -\frac{e_s}{\frac{di}{dt}}. \qquad (89)$$

Все эти соотношения количественно совершенно равноценны и приводят к одному и тому же значению коэффициента самоиндукции. Однако, сказанное справедливо без всяких оговорок только для случая, когда в пространстве, окружающем проводник, отсутствует вещество, могущее принимать участие в том электромагнитном процессе, который происходит в поле потока самоиндукции. Другими словами, все сказанное справедливо для случая пустоты, для которой мы имеем:

$\mu_0$=const=1.

Наличие же вещества в пространстве, окружающем проводник, привносит в нашу систему, состоящую из одного явно выраженного проводящего контура, еще большое количество неявных электрических цепей в форме элементарных электронных орбит, которые существуют, как мы теперь знаем, в каждом атоме вещества и которые, по существу, должны быть учтены, когда мы выражаем электрокинетическую энергию системы и рассматриваем



общие электромагнитные условия. Итак, говоря об одном уединенном контуре электрической цепи, мы должны мыслить его в пустоте. Мы говорим в этом случае *об истинном коэффициенте самоиндукции* в отличие от *действующего коэффициента самоиндукции,* с которым мы обычно оперируем при наличии железа и других ферромагнитных материалов в поле потока самоиндукции или о котором мы условно можем говорить при игнорировании других цепей, электромагнитно взаимодействующих с данной цепью. В случае, например, присутствия железа в поле тока, мы обычно не обращаем внимания на электромагнитные процессы, происходящие в самом веществе железа. Мы констатируем на опыте изменение индуктивных действий, которые наблюдаются в

данной цепи, и упрощенно описываем это явление, говоря, что коэффициент самоиндукции цепи изменяется благодаря наличию железа, т. е. принимаем, что действующий коэффициент самоиндукции некоторой цепи зависит от природы вещества (μ), находящегося в поле тока. В дальнейшем (см. § 106) мы специально остановимся на вопросе о действующем коэффициенте самоиндукции. Мы покажем также, что величина действующего коэффициента самоиндукции может получаться, вообще говоря, разная, в зависимости от того, как мы его определяем. В настоящее же время сосредоточим внимание на величине истинного коэффициента самоиндукции, которая, как мы указали выше, получается одна и та же независимо от того, каким путем мы ее рассчитываем. Проще всего для определения коэффициента самоиндукции исходить из соотношений (87) и (89). Первое дает:

$L=\Phi_s/i$,

*т.е. коэффициент самоиндукции некоторого контура численно равен потоку самоиндукции, сцепляющемуся с данным контурам, когда по нему идет ток, сила которого равна единице.* Если мы будем иметь при

$i$=1 абс. эл.-магн. единице также и

$\Phi_s$=1максвеллу,

то

$L$=1

в абсолютной электромагнитной системе единиц.

Величину практической электромагнитной единицы коэффициента самоиндукции, называемую *генри, мл* выведем из соотношения (89):

$$L=-\frac{e_s}{\frac{di}{dt}}.$$

342

Если в этом отношении положим:

$e_s$=1 вольту

и

$di/dt$=1 амперу в секунду,

причем примем во внимание, что в некоторой определенной цепи $e_s$

и $di/dt$ всегда бывают разных знаков, то получим:

$L$=1 генри,

*т. е. коэффициентом самоиндукции, в один генри обладает такая неизменяемая цепь, в которой возникает электродвижущая сила самоиндукции, равная одному вольту, в то время как сила проходящего по ней тока равномерно возрастает или убывает со скоростью одного ампера в секунду.*

Соотношение между генри и абсолютной электромагнитной единицей коэффициента самоиндукции легко установить, приняв во внимание, что:

1 вольт=$10^8$ абс. эл.-магн. единиц, 1 ампер=$10^{-1}$

На основании этого можем написать:

$$1\ \text{генри}\ \frac{1\ \text{вольт}}{1\ \text{ампер/секунда}}=\frac{10^8\ \text{абс. эл.-магн. единиц}}{10^{-1}\ \text{абс. эл.-магн. ед./секунда}}=$$
$$=10^9\ \text{абс. эл.-магн. единиц.}$$

Связь между генри и абсолютной электромагнитной единицей коэффициента самоиндукции вытекает, конечно, и из соотношения (87), если исходить из практических единиц магнитного потока и силы тока. В таком случае можем написать:

$$1 \text{ генри} = \frac{1 \text{ пре}\text{максвелл}}{1 \text{ ампер}} = \frac{10^8 \text{ максвеллов}}{10^{-1} \text{ абс. эл.-магн. ед. силы тока}} =$$
$$= 10^9 \text{ абс. эл.-магн. единиц,}$$

т. е. то же, что было получено выше.

При вычислении величины коэффициента самоиндукции некоторого контура чаще всего пользуются соотношением (87):

$L=\Phi_s/i.$

В связи с этим приходится путем расчета определять величину $\Phi_s$, которую мы иногда, ради ясности, будем называть *полным потоком* самоиндукции, сцепляющимся с данным контуром. Значение этого термина мы разъясним в нижеследующих строках. Вместе с тем заметим, что все, относящееся к вопросу о полном потоке



самоиндукции, может быть распространено на всякий вообще магнитный поток, сцепляющийся с некоторым контуром *и* играющий существенную роль при определении электродвижущих сил, которые могут индуктироваться в этом контуре. По существу во всех случаях электромагнитной индукции имеет первенствующее значение не вопрос о том, сколько именно максвеллов входит в состав рассматриваемого магнитного потока, а то, сколько раз все магнитные линии, составляющие этот поток, пересекут данный контур в случае исчезновения потока. Другими словами, имеет значение *число сцеплений данного реально* существующего потока с рассматриваемым контуром. Числом сцеплений (полным потоком) мы будем называть число возможных пересечений проводящего контура магнитный потоком в случае исчезновения последнего.

Для простейшего рассмотренного случая, т. е. для электрической цепи, состоящей из одного витка (см. рис. 153), число сцеплений магнитного потока с контуром будет равно числу магнитных линий потока самоиндукции, определяемого силою проходящего по контуру тока. Назовем этот магнитный поток (измеряемый числом магнитных линий)—реально существующим магнитным потоком ($\Phi'_s$) Итак, в случае цепи, состоящей из одного витка, соблюдается равенство между реально существующим потоком ($\Phi'_s$) н числом сцеплений этого потока с витком ($\Phi_s$) т. е. полным потоком самоиндукции:

$\Phi'_s=\Phi_s.$

Следует при этом иметь в виду, что в случае беспредельно тонкого проводника (практически — очень тонкого проводника) мы можем поток самоиндукции $\Phi_s$ рассматривать как распределенный полностью в пространстве, окружающем проводник. В случае же, когда диаметр проводника не настолько мал по сравнению с геометрическими размерами контура цепи, чтобы им можно было пренебречь, и если при этом необходим более точный количественный учет явления, следует принимать во внимание и ту составляющую потока самоиндукции $\Phi_s$, которая распределена в объеме самого провода. Это замечание полностью относится ко всякому, вообще говоря, потоку $\Phi$, сцепляющемуся с некоторой цепью.

В сложных цепях, состоящих из нескольких витков, вышеуказанное равенство, вообще говоря, нарушается, т. е.:

$\Phi_s \neq \Phi,$

так как одна и та же магнитная линия может сцепляться с несколькими витками, и, следовательно, полное число сцеплений данного магнитного потока с контуром или, иначе, *полный поток самоиндукции* может быть значительно, иногда во много раз, больше реально существующего потока. Таким образом, под полным магнитным потоком, сцепляющимся с некоторым сколь угодно сложным проводящим контуром, мы будем разуметь эквивалентный поток, который в одном простом витке может произвести такое же индуктивное действие,

как и данный реально существующий поток в рассматриваемом сложном контуре.

Поясним сказанное на примерах. При этом обратим внимание на следующее. Каждая магнитная линия представляет собою некоторый вполне определенный замкнутый контур. Отдельные же витки сложного проводящего контура могут быть выражены недостаточно отчетливо. Поэтому, во избежание ошибок при определении числа сцеплений, правильнее подсчитывать число проводников, проходящих сквозь контур каждой отдельной магнитной линии или сквозь контур пучка тождественных магнитных линий. Обратное, т. е. подсчет числа магнитных линий, пронизывающих каждый отдельный виток, не всегда выполнимо с достаточною точностью.

Допустим теперь, что проходящий по цепи ток *i* обусловливает реально существующий магнитный поток в 6 линий, располагающихся, как показано на рис. 154.

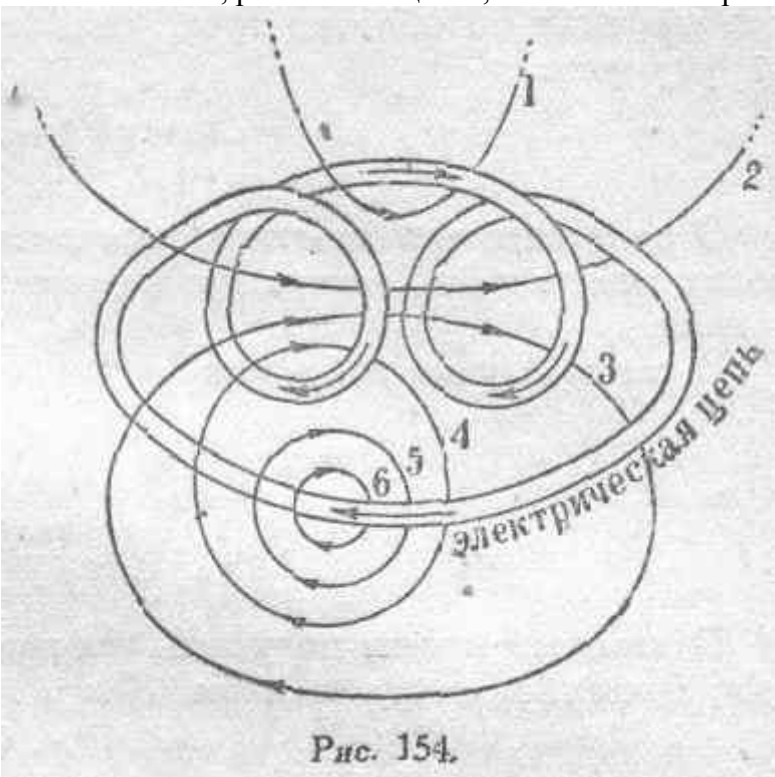


Рис. 154.

Магнитные линии 1-я, 5-я и 6-я имеют по одному сцеплению, 4-я — два сцепления, 2-я же и 3-я сцепляются с контуром по три раза.

Таким образом, реально существующий магнитный поток в данном случае состоит из 6 линий:

Ф'= 6,

тогда как полное число сцеплений магнитного потока с контуром или, что то же, полный магнитный поток, сцепляющийся с данным сложным контуром, выражается так:

$Ф_з$=1X3+2X1+3X2=11 максвеллов.

В качестве второго примера сложного контура рассмотрим тороид (рис. 155) с равномерно наложенной обмоткой, состоящей из *n* витков изолированной проволоки.

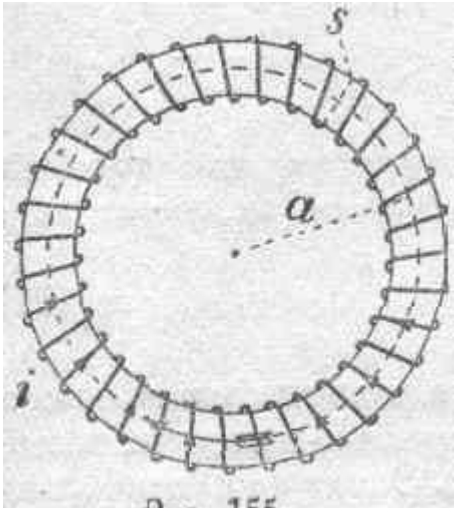


Рис. 155.

Длину средней линии этого тороида обозначим через *l,* причем:

$l=2\pi a,$

где *a* есть средний радиус тороида. Площадь поперечного сечения обозначим через s.

345

Допустим далее, что диаметр этого сечения очень мал сравнительно с диаметром тороида (2*a*). В связи с этим можем принять для всех точек внутри соленоида:

$H$=const.

Реально существующий магнитный поток в этом случае, при прохождении по обмотке тока, сила которого есть /, определится

из формулы:

$\Phi'=Bs=\mu Hs=\mu s(4\pi i/l)$.

В силу симметричности рассматриваемой системы и тождественности всех витков, можем предположить, что нет магнитного рассеяния.

В таком случае получаем:

$\Phi_s=\Phi' n,$ т. е.

$\Phi_s=\mu s(4\pi i/l)n.$

Отсюда мы можем получить величину коэффициента самоиндукции, пользуясь соотношением (87):

$$L=\frac{\Phi_s}{i}=\frac{4\pi\mu s}{l}n^2. \qquad (90)$$

В случае пустоты, что именно по существу мы и имеем в виду при настоящем рассмотрении вопроса об истинном коэффициенте самоиндукции, можем положить:

$\mu=\mu_0=1,$

и численное значение коэффициента самоиндукции для тороида с равномерно распределенной обмоткой из *n* витков получает вид:

$$L=\frac{4\pi s}{l}n^2. \qquad (91)$$

При расчете коэффициента самоиндукции в данном случае можно итти и другим путем. Рассчитаем, для примера, коэффициент самоиндукции тороида, исходя из соотношения (86). Электрокинетическая энергия рассматриваемой цепи равна:

$T_e={}^1/_2Li^2.$

Она представляет собою (см. § 21) энергию магнитного поля а пространстве вокруг проводника. В данном случае все магнитное поле потока самоиндукции сосредоточено внутри обмотки тороида в

объеме *sl,* и потому вычисление энергии магнитного поля особенно просто. Действительно, как известно из главы о магнитном по-



токе (§ 21), энергия магнитного поля выражается следующим образом:

$$A = \frac{1}{8\pi}\int \mu H^2\, dv,$$

где $\mu H^2/8\pi$— есть энергия магнитного поля в единице объема (в данном случае внутри соленоида). Следовательно,

$$\frac{1}{2} Li^2 = \int \frac{\mu H^2}{8\pi}\, dv.$$

Интегрируя, получаем:

$$\frac{1}{2} Li^2 = \frac{\mu H^2}{8\pi}\, sl$$

или

$$\frac{1}{2} Li^2 = \left(\frac{4\pi n i}{l}\right)^2 \frac{\mu l s}{8\pi} = \frac{2\pi\mu s}{l} n^2 i^2,$$

откуда

$$L = \frac{4\pi\mu s}{l} n^2,$$

т. е. мы и этим путем расчета получили ту же величину *L.* Это лишний раз подтверждает, что коэффициент самоиндукции должен подсчитываться именно по числу сцеплений потока с контуром, а не по числу реально существующих магнитных линий.

Не следует думать, что полный поток самоиндукции или полное число сцеплений есть лишь некоторое геометрическое представление, фикция, не имеющая простого физического смысла. Наоборот, полный поток самоиндукции есть как раз то реальное „количество движения в электрокинетическом процессе", которое определяет собою все интересующие нас электромагнитные процессы в системе. В самом деле, когда мы рассматриваем процесс индуктирования электродвижущей силы в проводнике, то величину ее мы должны рассчитывать, как было подчеркнуто выше, не по числу магнитных линий, существующих в пространстве, а по числу пересечений этих линий проводником, так как именно число пересечений определяет число отпочковывающихся свободных магнитных звеньев в случае возникновения индуктированного тока. С другой стороны, когда мы рассчитываем величину потока, обусловливаемого электрическим током, то принимаем во внимание число ампервитков, а не просто силу тока. Один и тот же ток может создать различной величины поток и при этом обусловить различной величины противодействие создающей ток электродвижущей силе, в зависимости от числа витков, т. е. от числа сцеплений.

Вообще говоря, коэффициент самоиндукции некоторого проводника определенной длины не есть величина постоянная, но зависит от формы, которая ему придана. Это явно следует из того, что коэффициент самоиндукции есть функция геометрических координат.



В случае, например, проводника в виде спирали (рис. 156) коэффициент самоиндукции будет в значительной степени зависеть от того, насколько сближены отдельные витки между собою.

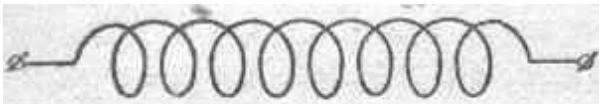


Рис. 156.

Наибольшее значение $L$ такой спирали будет достигнуто при тесном сближении витков, так как при этом будут наиболее благоприятные условия для того, чтобы реально существующий поток самоиндукции имел возможно большее число сцеплений с рассматриваемым контуром. Раздвигая витки, мы будем уменьшать $L$ и, вытянув проводник в прямую линию, достигнем некоторого предела. Можно итти дальше в отношении уменьшения коэффициента самоиндукции данного проводника, что на практике нередко требуется. С этою целью необходимо перегнуть проводник пополам (рис. 157) и обе половины сблизить в возможно большей степени, насколько это позволяет толщина изоляции.

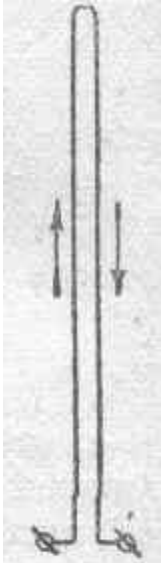


Рис. 157.

Так как при этом весь поток самоиндукции должен охватываться образовавшейся петлей, площадь которой при достаточно тонком слое изоляции может быть очень мала, то ясно, что и величина потока самоиндукции при данной силе тока будет весьма незначительна. Теоретически поток самоиндукции $\Phi_s$ в этом случае может быть сколь угодно мал. Из этого следует, что коэффициент самоиндукции некоторого проводника определенной длины может быть приведен к очень малому значению путем складывания проводника вдвое, т. е. путем образования так называемого *бифиляра.* Такой, вдвое сложенный, проводник может быть сколь угодно большой длины. Его далее обычно наматывают на катушку и получают бифилярную обмотку, состоящую из двух совмещаемых систем витков, по которым протекает ток в противоположных направлениях. Благодаря этому катушка с бифилярной обмоткой не может обладать потоком самоиндукции, пронизывающим все витки катушки подобно тому, как это имеет место в случае обычной катушки с ординарной обмоткой. Вместе с тем коэффициент самоиндукции бифилярной обмотки ничтожно мал и определяется только местными магнитными потоками в промежутках между соседними витками, по которым протекают электрические токи противоположного направления.

Однако, следует помнить, что, изменяя коэффициент самоиндукции цепи путем изменения формы и размеров этой цепи, мы не можем сделать его равным нулю. В самом деле, на основании равенства:

$\Phi_s=Li$

можно утверждать, что если бы мы имели:

$L=0$,

то и

$\Phi_s=0$,


т. е. при наличии в контуре электрического тока магнитный поток связанный с контуром, отсутствовал бы, и мы имели бы случай тока без магнитного потока. Но мы знаем, что наличие магнитного потока вокруг контура тока есть единственный совершенно неотъемлемый признак существования электрического тока. Кроме того, здесь мы имеем полную аналогию с механической системой. Коэффициент самоиндукции *L,* характеризующий собою электромагнитную инерцию системы, соответствует в механической системе коэффициенту инерции, в частном случае массе *m.* И подобно тому, как мы не мыслим никакой материальной системы, не обладающей массой, так же принципиально невозможно представить себе и электрическую цепь, не обладающую электромагнитной инерцией, т. е. некоторым определенным коэффициентом самоиндукции, хотя бы и сколь угодно малым. Тем более коэффициент самоиндукции не может быть отрицательной величиной. Всегда принципиально:

$L>0.$

Это очевидно как из определения *L,* как коэффициента электромагнитной инерции, ибо отрицательная величина *L* соответствовала бы „отрицательной массе", так и из того же соотношения:

$L=\Phi_s/i.$

Так как ток и поток самоиндукции, с ним связанный, всегда одного знака (правило штопора), то коэффициент самоиндукции всегда есть принципиально положительная величина.

Утверждение, что коэффициент самоиндукции *L* никогда не может быть равен нулю, ни в малейшей степени не противоречит тому, что в цепях постоянного тока не приходится сталкиваться, *при установившемся режиме,* с проявлениями самоиндукции. Совершенно очевидно, что в цепи постоянного тока с установившимся режимом имеет место не отсутствие электромагнитной инерции, а лишь отсутствие ЭДС самоиндукции. ЭДС самоиндукции, вычисляемая согласно соотношению:

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

может иметь место только в случае, когда *i* или *L*—величины переменные. В случае же жесткой цепи с постоянным током *(L*=const и *i*=const) будем иметь:

$e_s=0.$

В случаях же, когда или $i\neq$const, или $L\neq$const, ЭДС самоиндукции совершенно явственно обнаруживается. Первое ($i\neq$const) имеет место в моменты замыкания и размыкания цепи постоянного тока, второе *(L*≠const) — при всяком изменении конфигурации цепи.

Итак, всякая цепь безусловно обладает коэффициентом самоиндукции $L\neq0$, независимо от характера тока. Но это свойство всякой



цепи незаметно при постоянной силе тока, совершенно так же, как инерция материального тела неощутима, когда тело находится в покое или движется прямолинейно и равномерно.

**§ 100. Электродвижущая сила взаимной индукции.**

Остановимся теперь на рассмотрении системы, состоящей из каких-либо двух проводящих цепей, по которым протекают электрические токи $i_1$ и $i_2$ (рис. 158).

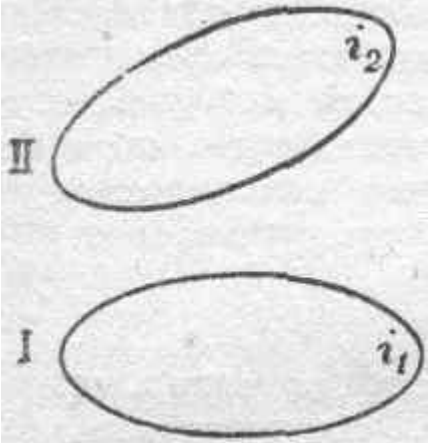


Рис. 158.

Электрокинетическая энергия такой системы выразится следующим образом:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + M_{12} i_1 i_2.$$

Обозначая через $e_2$ электродвижущую силу, индуктируемую во второй, например, цепи, на основании предыдущего имеем:

$$e_2 = -\frac{d}{dt}\frac{\partial T_e}{\partial i_2} = -\frac{dp_2}{dt},$$

где

$$p_2 = L_2 i_2 + M_{12} i_1.$$

Ясно, конечно, что последнее выражение представляет собою некоторый магнитный поток, сцепляющийся со второю цепью. Обозначая его через $\Phi_2$, можем написать:

$$\Phi_2 = L_2 i_2 + M_{12} i_1 = p_2.$$

Первый член этого выражения представляет собою поток самоиндукции $\Phi_{2s}$, обусловливаемый второю цепью и с нею связанный. Второй же член

$M_{12} i_1$

представляет собою ту часть потока $\Phi_2$, которая обусловливается наличием тока $i_1$ в первой цепи и величина которой зависит от коэффициента $M_{12}$, т. е. от взаимного расположения первой и второй цепей. Вводя для этой составляющей магнитного потока обозначение $\Phi_{2m}$, можем, следовательно, написать:

$\Phi_{2m} = M_{12} i_1$

и

$$\Phi_2 = L_2 i_2 + M_{12} i_1 = \Phi_{2s} + \Phi_{2m}.$$

Что касается полной электродвижущей силы, индуктируемой в рассматриваемой второй цепи, то ее можно выразить так:

$$e_2 = -\frac{dp_2}{dt} = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -\frac{d(L_2 i_2 + M_{12} i_1)}{dt} = -\frac{d(L_2 i_2)}{dt} - \frac{d(M_{12} i_1)}{dt}.$$

Таким образом, подобно полному магнитному потоку, сцепляющемуся со второй цепью, и полная электродвижущая сила, индуктируемая в этой цепи, состоит из двух слагаемых. Первое слагаемое есть электродвижущая сила самоиндукции во вторичной цепи:

$$e_{2s} = -\frac{d(L_2 i_2)}{dt}.$$

1 Характер и природу этой ЭДС мы выяснили в параграфе 98. Второе слагаемое рассматриваемой электродвижущей силы есть:

$$e_{2m} = -\frac{d(M_{12} i_2)}{dt}.$$

Оно зависит от изменений во взаимном расположении обеих, цепей и от изменений силы первичного тока $i_1$. Короче говоря, эта ЭДС, индуктируемая во вторичной цепи является результатом электромагнитных взаимодействий со стороны первичной цепи. Поэтому она называется *электродвижущей силой взаимной индукции,* а коэффициент $M_{12}$ называется *коэффициентом взаимной индукции.*

Совершенно аналогичными рассуждениями мы можем притти к заключению, что электродвижущая сила взаимной индукции, которая будет возникать в первичной цепи под влиянием электромагнитных взаимодействий со стороны вторичной цепи, представится следующим образом:

$$e_{1m} = -\frac{d(M_{12} i_2)}{dt}.$$

Возвратимся теперь *к* рассмотрению вторичной цепи. Общее выражение электродвижущей силы взаимной индукции, выведенное нами для этой цепи:

$$e_{2m} = -\frac{d(M_{12} i_1)}{dt}, \qquad (92)$$

в отдельных частных случаях может быть преобразовано. Так, Б случае, когда геометрические координаты, определяющие форму и расположение цепей, сохраняют постоянное значение, т.е. в случае неизменяемых и неподвижных цепей, мы должны иметь:

$M_{12}$=const,

и выражение для электродвижущей силы взаимной индукции принимает вид:

$$e_{2m} = -M_{12}\frac{di_1}{dt}. \qquad (93)$$

Выражением (93) можно пользоваться при описании явлений взаимной индукции, протекающих в обмотках стационарных трансформаторов, индукционных катушек, катушек связи, применяемых



в радиотелеграфии и вообще во всех случаях, когда вполне точно или с достаточным для практики приближением сохраняется постоянство коэффициента взаимной индукции.

Если же при наличии изменяющегося $M$ остается постоянной сила тока $i_1$, то выражение электродвижущей силы взаимной индукции приводится к виду:

$$e_{2m} = -i_1\frac{dM_{12}}{dt}. \qquad (94)$$

Во всех электрических машинах с постоянным возбуждением, т.е. в машинах постоянного тока и в синхронных машинах переменного тока, электродвижущую силу, индуктируемую в обмотке арматуры, можно определять, пользуясь соотношением (94). Действительно, в этом соотношении $i_1$ можно рассматривать, как постоянную силу тока возбуждения, а $M_{12}$ — как коэффициент взаимной

индукции между цепью возбуждения и цепью арматуры. Так как при работе машины происходит непрерывное вращение арматуры, т. е. непрерывное изменение взаимного расположения данных двух цепей, то ясно, что величина:

$dM_{12}/dt$

имеет, вообще говоря, конечное значение, определяющее индуктируемую в арматуре электродвижущую силу.

В случае же асинхронных электрических машин по цепи, возбуждаемой от внешнего генератора (например, по цепи статора в асинхронных электродвигателях), течет переменный ток, и в то же время коэффициент взаимной индукции между цепью статора и цепью ротора также является переменной величиной. Поэтому при определении электродвижущей силы, возбуждаемой в обмотке ротора, необходимо пользоваться общим выражением (92), в котором обе переменные величины ($M_{12}$ и $i_1$) стоят под знаком производной.

Рассмотренные частные случаи и примеры показывают, насколько общий и универсальный характер имеет случай электродвижущей силы взаимной индукции. Вообще говоря, все без исключения явления электромагнитной индукции можно свести к этому случаю. В частности, явления самоиндукции можно рассматривать, как предельный случай взаимной индукции, когда две цепи уподобляются одна другой по форме и сближаются до слияния (об этом см. дальше в § 102).

**§ 101. Коэффициент взаимной индукции.**

Совершенно подобно тому, что мы имели при определении коэффициента самоиндукции (см. соотношения 85 — 89 в § 99), и в случае количественного определения коэффициента взаимной индукции мы, вообще говоря, можем исходить из любого соотно-



шения, устанавливающего связь этого коэффициента с другими величинами. Остановимся на простейших зависимостях этого рода:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_{2m} &= M_{12} i_1 \\ e_{2m} &= -M_{12}\frac{di_1}{dt} \\ \Phi_{1m} &= M_{12} i_2 \\ e_{1m} &= -M_{12}\frac{di_2}{dt} \end{aligned}\right\} \qquad (95)$$

При этом мы имеем в виду случай совершенно неизменяемой системы, состоящей из двух цепей, когда соблюдается условие:

$M_{12} = \text{const}$.

Вместе с тем необходимо здесь же отметить, что в настоящем случае так же, как и при рассмотрении вопроса о коэффициенте самоиндукции, мы будем предполагать, что проводники с током находятся в пустоте. Рассмотрение же случая, когда пространство заполнено каким-либо веществом, например, железом, и когда мы по существу имеем дело с некоторым *действующим коэффициентом взаимной индукции,* — отложим до параграфа 106, специально посвященного вообще действующим коэффициентам индукции.

Отметим еще то обстоятельство, что в выражении для электрокинетической энергии системы из двух цепей фигурирует только один коэффициент взаимной индукции, который мы обозначили через $M_{12}$. С полным правом мы могли бы его представить и символом $M_{21}$. Одним словом:

$M_{12}=M_{21}$,

т. е. коэффициент взаимной индукции между двумя цепями будет один и тот же, независимо от того, имеем ли мы дело с индуктивным действием первой цепи на вторую или второй на первую. Ввиду

того, что в рассматриваемом случае двух цепей мы имеем дело лишь с одним вполне определенным коэффициентом взаимной индукции, можем обозначить его просто символом $M$ без всяких значков. Таким образом, выражение для электрокинетической энергии в данном простейшем случае можно представить в следующей форме:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + M i_1 i_2$$

и вышеприведенные соотношения (95) перепишутся так:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_{2m} &= M i_1 \\ e_{2m} &= -M \frac{di_1}{dt} \\ \Phi_{1m} &= M i_2 \\ e_{1m} &= M \frac{di_2}{dt} \end{aligned}\right\} \qquad (96)$$



Пользуясь соотношениями (96), из выражений для магнитного потока взаимной индукции мы получаем:

$$M = \frac{\Phi_{2m}}{i_1} = \frac{\Phi_{1m}}{i_2}, \qquad (97)$$

т.е. *коэффициент взаимной индукции, системы из двух цепей численно равен потоку взаимной индукции, сцепляющемуся с контуром одной из цепей, когда по другой цепи идет ток, сила которого равна единице.*

Выражая поток взаимной индукции и силу тока в абсолютных электромагнитных единицах, мы в этой же системе единиц выразим и коэффициент взаимной индукции. При этом:

$M$=1, если имеем, например:

$\Phi_{2m}$=1 максвеллу

и

$i_1$=1 абс. эл.-магн. единице.

Практическую электромагнитную единицу коэффициента взаимной индукции, называемую также *генри,* как и в случае самоиндукции, мы можем определить, исходя из выражений для электродвижущих сил в соотношениях (96). Именно отсюда мы получаем:

$$M = -\frac{e_{2m}}{\frac{di_1}{dt}} = -\frac{e_{1m}}{\frac{di_2}{dt}}. \qquad (98)$$

Полагая электродвижущую силу равною одному вольту и скорость изменения силы тока равною одному амперу в секунду, а также помня, что эти две величины всегда будут обратных знаков, получаем:

$M$=1 генри,

т. е. *коэффициентом взаимной индукции в один генри обладает такая неизменяемая система из двух цепей, в одной из которых, при неизменности тока в ней, индуктируется электродвижущая сила в один вольт в то время, как в другой цепи сила тока равномерно изменяется со скоростью одного ампера* в *секунду.*

Итак, *генри* есть вообще единица коэффициента индукции. Объединяя два определения генри, данные в настоящем параграфе и выше в параграфе 99, мы можем сказать:

*Генри есть коэффициент электромагнитной индукции, характеризующий такую систему цепей; в одной из которых индуктируется электродвижущая сила самоиндукции или взаимной индукции, равная одному вольту, в то время как в той же цепи или в соседней сила тока равномерно изменяется со скоростью одного ампера в секунду.*

Все, что было сказано в параграфе 99 относительно полного магнитного потока самоиндукции, совершенно так же приложимо к случаю потока взаимной индукции. В данном случае, вообще говоря, надо отличать *полный поток взаимной индукции* от реально существующего потока взаимной индукции. Первый есть не что иное, как полное число сцеплений реально существующего потока взаимной индукции с рассматриваемым сколь угодно сложным контуром. Умножая коэффициент взаимной индукции на соответствующий ток, мы получаем именно полный поток взаимной индукции, например:

$\Phi_{2m}=Mi_1,$

который будет равен реально существующему потоку лишь в простейшем частном случае, когда рассматриваемая (в данном случае — вторая) цепь состоит из *одного* лишь витка. В виде примера вычислим коэффициент взаимной индукции тороида достаточно малого сечения с двумя равномерно распределенными обмотками, соответственно состоящими из $n_1$ и $n_2$ витков каждая (рис. 159).

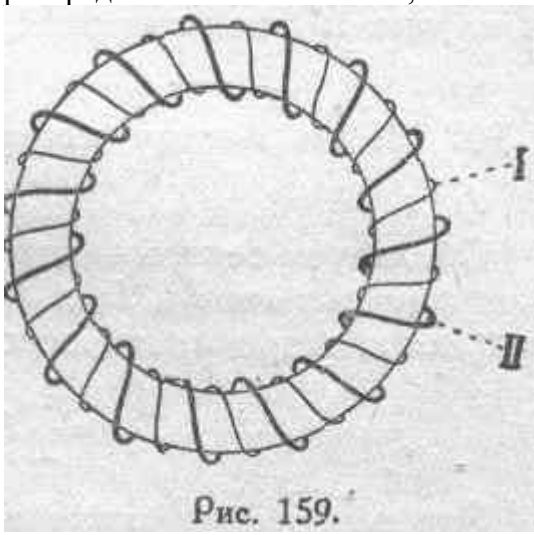


Рис. 159.

Для того, чтобы не осложнять вопроса (см. § 106), примем, что внутри тороида мы имеем дело с пустотой, для которой: $\mu=\mu_0=1$.

Допустим, что мы имеем предельный случай электромагнитной связи двух рассматриваемых цепей (обмоток), т.е. что магнитный поток, обусловливаемый током в одной из обмоток, например, в первичной, полностью сцепляется со всеми без исключения витками вторичной обмотки. Другими словами, мы допускаем, что в данном случае отсутствует рассеяние магнитного потока.

Рассчитаем реально существующий магнитный поток $\Phi'$. Если по первичной обмотке протекает ток, сила которого есть $i_1$, то, обозначая площадь сечения тороида через s и, длину средней линии через /, можем написать:

$$\Phi' = \frac{4\pi n_1 i_1 \mu s}{l}.$$

Полное число сцеплений этого потока со вторичной цепью, состоящею из $n_2$ витков, будет:

$$\Phi_{2m} = \frac{4\pi i_1 \mu s}{l} n_1 n_2.$$

Величину коэффициента взаимной индукции $M$ мы получим, разделив $\Phi_{2m}$ на $i_1$:

$$M = \frac{\Phi_{2m}}{i_1} = \frac{4\pi\mu s}{l} n_1 n_2. \qquad (99)$$



Так как в данном случае мы имеем дело с пустотой и потому
$\mu=1$,
то численному выражению для коэффициента взаимной индукции можно придать следующий вид:

$$M = \frac{4\pi s}{l} n_1 n_2. \qquad (100)$$

Сравнивая выражения (99) и (100) с соответствующими выражениями для коэффициента самоиндукции тороида же (90) и (91), мы видим, что в обоих случаях мы имеем дело со второю степенью числа витков, причем при отсутствии магнитного рассеяния, как это именно и принято в обоих рассматриваемых случаях, коэффициент при второй степени числа витков остается один и тот же, независимо от того, имеем ли мы дело с квадратом числа витков (в случае *L)* или с произведением двух чисел витков (в случае *M).*

**§ 102. Связь между коффициентами самоиндукции и взаимной индукции.**

Обследуем теперь некоторые количественные соотношения между коэффициентами $L_1$, $L_2$ и $M$. Будем исходить из основного выражения для электрокинетической энергии системы в случае двух цепей:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + M i_1 i_2.$$

Это выражение, конечно, должно быть справедливо для любых значений $i_1$ и $i_2$ при данном значении коэффициентов $L_1$ $L_2$ и $M$. Вообще же говоря, коэффициенты $L_1$, $L_2$ и $M$ могут быть какие угодно и подчиняются в своей величине только геометрической обстановке, характеризующей рассматриваемую систему. Итак, мы можем приписывать любые значения $i_1$ и $i_2$. Допустим же, что:

$$i_1 = -\frac{M}{L_1} i_2,$$

на основании чего, после подстановки в выражение для $T_e$, имеем:

$$T_e = \frac{1}{2} i_2^2 \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1}.$$

Электрокинетическая энергия систем, $T_e$, по существу, есть величина положительная, всегда и безусловно. В предельном только случае она может быть равна нулю. Поэтому можем написать:

$$T_e = \frac{1}{2} i_2^2 \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1} \geqslant 0,$$

откуда находим:
$M^2 \leq L_1 L_2$
или окончательно:

$$M \leqslant \sqrt{L_1 L_2}. \qquad (101)$$

Полученное весьма важное соотношение показывает, что значение коэффициента взаимной индукции системы из двух цепей, при данных значениях их коэффициентов самоиндукции, не может быть каким угодно. Оно не может превзойти наибольшего предельного значения:

$$M = \sqrt{L_1 L_2}, \qquad (102)$$

которое получается в том случае, когда между рассматриваемыми цепями устанавливается наиболее тесная электромагнитная связь. Отношение:

$$\frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = k \qquad (103)$$

называется коэффициентом электромагнитной связи или просто *коэффициентом связи.*

Из сопоставления соотношений (103) и (101) явствует, что коэффициент связи всегда подчиняется следующему условию:

$k \leq 1$. (104)

Для уяснения всего вышеизложенного по вопросу об электромагнитной связи рассмотрим несколько примеров. Прежде всего остановимся на случае двух цепей в форме обмоток, равномерно распределенных на поверхности тороида (см. рис. 159). В этом случае мы допустим, что магнитное рассеяние совершенно отсутствует, т. е. что весь магнитный поток, обусловливаемый током, протекающим по одной из обмоток, полностью сцепляется с другою обмоткою. На основании полученных выше выражений (90) и (99) для коэффициентов индукции тороида мы можем написать

$$L_1 = \frac{4\pi\mu S}{l} n_1^2,$$

$$L_2 = \frac{4\pi\mu S}{l} n_2^2,$$

$$M = \frac{4\pi\mu S}{l} n_1 n_2.$$

Ясно, что в этом случае мы имеем:

$$L_1 L_2 = M^2,$$

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = 1.$$

Таким образом, предположение о полном отсутствии магнитного рассеяния эквивалентно допущению, что коэффициент связи рассматриваемых двух цепей имеет наибольшее возможное значение. Необходимо отметить, что случай этот мыслим лишь теоретически. Практически же мы можем только весьма близко к нему подходить, но совершенно избежать магнитного рассеяния не можем, так как в действительности всегда между витками обеих обмоток будут некоторые промежутки, хотя бы и сколь угодно малые, и



в них будет иметь место поток рассеяния. Благодаря этому практически всегда будет:

$k<1$,

причем в отдельных частных случаях $k$ может сколь угодно близко подходить к значению, равному единице, никогда, однако, не достигая его в точности. Величина коэффициента $k$ для различных электромагнитных приборов, вообще говоря, сильно меняется в зависимости от их назначения. В частности, например, в схемах, применяемых в радиоустановках, коэффициент электромагнитной связи различных цепей бывает иногда весьма мал. Наоборот — в трансформаторах, применяемых в технике сильных токов, электромагнитную связь стремятся увеличить возможно более.

Для увеличения коэффициента связи необходимо возможно теснее сблизить две рассматриваемые цепи. В идеальном случае, если данные цепи тождественны по форме, можно представить себе сближение их до предела, который будет не чем иным, как полным слиянием этих цепей. В этом случае мы должны иметь:

k=1,

причем:

$$L_1 = L_2 = L,$$
$$M = \sqrt{L_1 L_2} = L.$$

Следовательно, коэффициент самоиндукции $L$ некоторой цепи мы можем рассматривать как предел коэффициента взаимной индукции $M$ между данною цепью и другою точно такою же цепью при условии сближения их до слияния.

Не трудно видеть, что низшим пределом $k$ является нуль. Это связано с тем обстоятельством, что коэффициент взаимной индукции двух цепей может быть равен нулю в отличие от коэффициента самоиндукции, который, как было разъяснено выше (см. § 99), всегда должен иметь определенное конечное значение, хотя бы и очень малое. Действительно, коэффициент взаимной индукции определяется числом сцеплений с данной цепью магнитного потока, который обусловливается электрическим током, протекающим по некоторой другой, соседней цепи. Указанное число сцеплений может изменяться в самых широких пределах при условии изменения одного только взаимного расположения рассматриваемых двух цепей при полном сохранении формы и размеров каждой из них и при постоянстве силы электрических токов, по ним протекающих. Прежде всего, совершенно очевидно, что простое удаление одной цепи от другой, уменьшая число сцеплений магнитного потока одной цепи с контуром Другой цепи, уменьшает и коэффициент их взаимной индукции $M$, уменьшает и коэффициент связи $k$. Теоретически говоря, мы можем утверждать, что удаление одной цепи от другой на бесконечное расстояние влечет за собою уменьшение их коэффициента взаимной индукции до предела:

$M$=0



и коэффициента связи до:

$k$=0.

Но и не удаляя одну из цепей в бесконечность, можно достигнуть того же результата, так как интересующее нас число сцеплений будет равно нулю также в том случае, если мы не будем изменять среднего расстояния между цепями, но лишь надлежащим образом ориентируем одну цепь относительно другой, например, поворачивая ее около оси, перпендикулярной направлению потока взаимной индукции. Для иллюстрации сказанного представим себе (рис. 160) две цепи простейшей формы, в виде одиночных витков I и II, и допустим, что по неподвижному витку I идет некоторый ток.

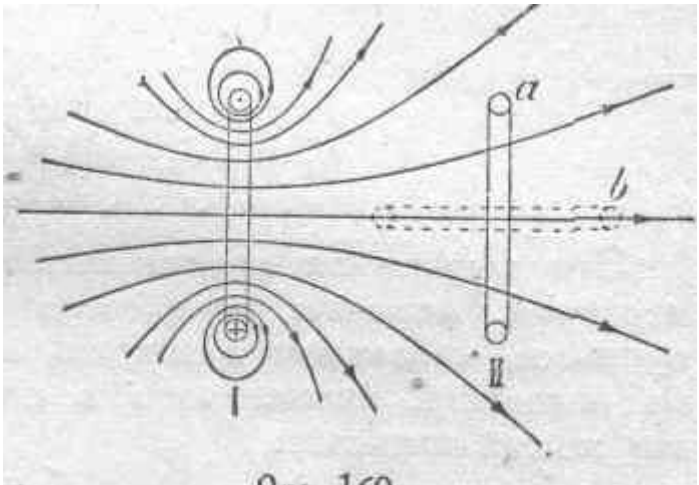


Рис. 160.

Магнитный поток этого тока схематически изображен на рисунке соответствующими линиями. Виток II, находящийся в поле указанного магнитного потока, будем вращать вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа. Когда виток этот будет находиться в положении а, коэффициент взаимной индукции $M$ и коэффициент связи $k$ будут иметь наибольшее возможное значение при данном расстоянии между центрами витков I и II. Ясно, конечно, что всегда можно подыскать такое новое положение *(b)* витка II, при котором магнитные линии будут касательны к плоскости этого витка и не будут его пронизывать, т. е. число сцеплений будет равно нулю. В таком случае мы будем иметь:

$M=0$,

одновременно:

$k=0$.

Практически обыкновенно для достижения возможно меньших значений коэффициента связи $k$ стремятся к тому, чтобы одновременно применить и удаление цепей друг от друга, и надлежащее их взаимное расположение. Так именно поступают, например, в тех случаях, когда необходимо устранить вредное индуктивное действие линий передачи электрической энергии на провода связи, т. е. на провода телеграфные, телефонные или на провода железнодорожной сигнализации. Дело, конечно, сводится к возможному уменьшению коэффициента электромагнитной связи линии передачи и проводов связи. С этой целью, во-первых, удаляют эти две цепи одну от другой, насколько позволяют общие условия, и, во-вторых, применяют так называемую *транспозицию* проводов, которая заключается в систематических перестановках проводов каждой из цепей или одной из них. Перестановки эти, осуществляемые, вообще



говоря, разнообразными способами, при правильном их выполнении могут сами по себе очень сильно уменьшить результирующую электромагнитную связь между двумя линиями. Увеличением же расстояния между ними стремятся довершить это дело.

**§ 103. Общие выражения для магнитных потоков, сцепляющихся с отдельными контурами системы.**

Рассмотрим теперь самый общий случай системы из $n$ электрических цепей. В этом случае, т. е. при наличии любого числа отдельных цепей, мы имеем:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + \ldots + M_{12} i_1 i_2 + M_{13} i_1 i_3 + M_{23} i_2 i_3 + \ldots$$

Составим для этих цепей выражения $p=\partial T_e/\partial i$

$$p_1 = L_1 i_1 + M_{12} i_2 + M_{13} i_3 + \ldots$$
$$p_2 = L_2 i_2 + M_{12} i_1 + M_{23} i_3 + \ldots$$
$$p_3 = L_3 i_3 + M_{13} i_1 + M_{23} i_2 + \ldots$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

Эти выражения представляют собою, с точки зрения высшей механики, моменты количества движения в электрокинетическом процессе, связанном с каждою отдельною цепью. В то же время на основании изложенного в предыдущих параграфах ясно, что мы можем написать:

$p_1 = \Phi_1$

$p_2 = \Phi_2$

$p_3 = \Phi_3$

. . . . ,

……,

т. е. величины $p$ по существу являются не чем иным, как полными магнитными потоками, сцепляющимися с каждою из $n$ цепей. Таким образом, останавливая наше внимание, например, на первой цепи, получаем:

$$\Phi_1 = L_1 i_1 + M_{12} i_2 + M_{13} i_3 + \ldots$$

' Мы видим, что полный магнитный поток, сцепляющийся с некоторою цепью, состоит из двух частей, имеющих характерные особенности. Первая часть есть полный поток самоиндукции, сцепляющийся с данною цепью:

$\Phi_{1s} = L_1 i_1$.

Вторая часть представляет собою сумму отдельных потоков взаимной индукции, сцепляющихся с тою же цепью и обусловливаемых наличием токов $i_2$, $i_3$ и т. д.:

$$\Phi_{1_m} = M_{12} i_2 + M_{13} i_3 + \ldots = \Sigma M_{1_k}\, i_k,$$

где $k$ принимает всевозможные $(n\text{-}1)$ значения, кроме 1.



Итак, полный магнитный поток, сцепляющийся с первою цепью, можем представить так:

$$\Phi_1 = \Phi_{1_s} + \Phi_{1_m} = L_1 i_1 + \Sigma M_{1_k}\, i_k. \qquad (105)$$

Аналогично можем написать для других цепей:

$$\left.\begin{array}{l} \Phi_2 = \Phi_{2_s} + \Phi_{2_m} = L_2 i_2 + \Sigma M_{2_k}\, i_k \\ \Phi_3 = \Phi_{3_s} + \Phi_{3_m} = L_3 i_3 + \Sigma M_{3_k}\, i_k \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{array}\right\} \qquad (105')$$

причем во всех этих выражениях значок $k$ принимает всевозможные (л — 1) значения, кроме того, которое стоит в качестве значка при коэффициенте самоиндукции.

**§ 104. Общие выражения для электродвижущих сил, индуктируемых в отдельных цепях системы.**

На основании всего вышеизложенного мы можем, подводя итоги, написать ряд нижеследующих соотношений для электродвижущих сил, индуктируемых в отдельных цепях рассматриваемой системы:

$$e_1 = -\frac{dp_1}{dt} = -\frac{d\Phi_1}{dt}$$
$$e_2 = -\frac{dp_2}{dt} = -\frac{d\Phi_2}{dt}$$
$$\cdots\cdots\cdots$$

или, что то же:

$$e_1 = -\frac{d\Phi_{1s}}{dt} - \frac{d\Phi_{1m}}{dt}$$
$$e_2 = -\frac{d\Phi_{2s}}{dt} - \frac{d\Phi_{2m}}{dt}$$
$$\cdots\cdots\cdots$$

или

$$\left.\begin{aligned} e_1 &= -\frac{d}{dt}(L_1 i_1 + M_{12} i_2 + M_{13} i_3 + \ldots) \\ e_2 &= -\frac{d}{dt}(L_2 i_2 + M_{12} i_1 + M_{23} i_3 + \ldots) \\ &\cdots\cdots\cdots \\ &\cdots\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \qquad (106)$$

или затем:

$$e_1 = -\frac{d}{dt}(L_1 i_1 + \Sigma M_{1k} i_k)$$
$$e_2 = -\frac{d}{dt}(L_2 i_2 + \Sigma M_{2k} i_k)$$
$$\cdots\cdots\cdots$$

361

или далее:

$$\left.\begin{aligned} e_1 &= -\frac{d(L_1 i_1)}{dt} - \frac{d(\Sigma M_{1k}\, i_k)}{dt} \\ e_2 &= -\frac{d(L_2 i_2)}{dt} - \frac{d(\Sigma M_{2k}\, i_k)}{dt} \\ &\cdots\cdots\cdots \\ &\cdots\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \qquad (107)$$

или же, наконец:

$$\left.\begin{aligned} e_1 &= e_{1s} + e_{1m} \\ e_2 &= e_{2s} + e_{2m} \\ &\cdots\cdots \\ &\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \qquad (108)$$

где

$$\left.\begin{aligned} e_{1_s} &= -\frac{d(L_1 i_1)}{dt} \\ e_{2_s} &= -\frac{d(L_2 i_2)}{dt} \\ &\cdots\cdots \\ &\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \qquad (109)$$

$$\left.\begin{aligned} {}_m &= -\frac{d(\Sigma M_{1k}\, i_k)}{dt} \\ {}_m &= -\frac{d(\Sigma M_{2k}\, i_k)}{dt} \\ &\cdots\cdots \\ &\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \qquad (110)$$

Таким образом, полная электродвижущая сила, индуктируемая в каждой из цепей рассматриваемой системы, вообще говоря, состоит из двух слагаемых. Первое есть электродвижущая сила самоиндукции, могущая возникать в некоторой цепи вследствие изменений электромагнитного процесса в этой цепи, рассматриваемой совершенно самостоятельно, вне какой-либо связи с другими цепями той же системы. Второе слагаемое есть результирующая электродвижущая сила взаимной индукции, которую необходимо рассматривать как сумму отдельных электродвижущих сил, возникающих в данной цепи вследствие изменения электромагнитных соотношений, связывающих эту цепь с другими частями системы, т. е. вследствие изменения отдельных потоков взаимной индукции, сцепляющихся с данной цепью.

**§ 105. Роль короткозамкнутой вторичной цепи.**

При рассмотрении явлений самоиндукции и взаимной индукции мы видели, что величина полной ЭДС, возникающей в некотором проводящем контуре в качестве реакции на производимое изменение общих электромагнитных условий, зависит не только от обстоя-



тельств, характеризующих данную цепь, но и от присутствия других цепей, не связанных электрически с данной:

$$e = -\frac{d\Phi_s}{dt} - \frac{d\Phi_m}{dt},$$

где $\Phi_s$ есть поток самоиндукции данного контура, а $\Phi_m$ —поток взаимной индукции, т. е. поток, обязанный своим существованием какому-нибудь внешнему для данного контура току (или токам). Чтобы лучше уяснить себе это влияние посторонних цепей, рассмотрим простейший случай двух цепей (рис. 161).

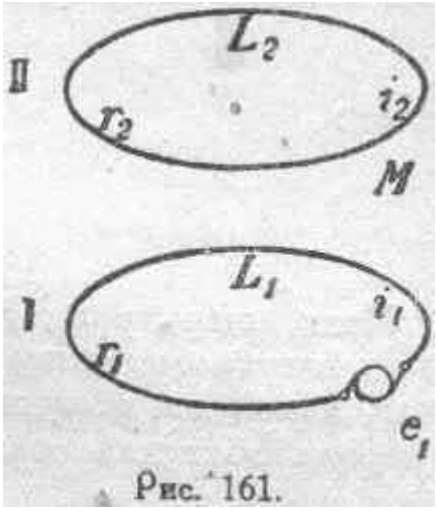


Рис. 161.

Пусть $L_1$ и $L_2$ — их коэффициенты самоиндукции, $r_1$ и $r_2$ — омические сопротивления, $M$-— коэффициент взаимной индукции. В одной из них (в первой) действует некоторая внешняя электродвижущая $e_1$ в другой никакой внешней ЭДС нет. Для простоты возьмем случай, когда:

$L_1$=const,

$L_2$=const,

$M$=const.

Составим уравнение для тока в первой цепи. Сила тока $i_1$ в каждый данный момент равна, согласно закону Ома, сумме действующих в контуре ЭДС, деленной на сопротивление, т. е.

$$i_1 = \frac{e_1 - L_1 \frac{di_1}{dt} - M \frac{di_2}{dt}}{r_1}$$

или

$$e_1 = r_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt},$$

т. е. внешняя ЭДС преодолевает омическое сопротивление, обратную ЭДС самоиндукции и ЭДС взаимоиндукции.

Для второго контура, в котором нет никакой внешней ЭДС, имеем аналогичное соотношение:

$$0 = r_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt}. \qquad (112)$$

Исключим из уравнения (111) производную $di_2/dt$ Для этого определим ее величину из

$$\frac{di_2}{dt} = \frac{-r_2 i_2 - M \frac{di_1}{dt}}{L_2}.$$

Подставляя в (111), получаем:

$$e_1 = r_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} - \frac{M^2}{L_2} \frac{di_1}{dt} - \frac{M}{L_2} r_2 i_2.$$



Сделаем еще одно допущение. Именно, положим, что:

$r_2$=0,

т. е. представим себе, что во второй цепи мы имеем дело со сверхпроводником. Это в значительной степени упрощает окончательный вывод и позволяет легче разобраться в физическом смысле полу-

ченного соотношения, характеризующего общие электромагнитные ' условия. Тогда из последнего уравнения получаем:

$$i_1 = \frac{e_1 - \left(L_1 - \frac{M^2}{L_2}\right)\frac{di_1}{dt}}{r_1}$$

или, вводя обозначение:

$$L_1 - \frac{M^2}{L_2} = L_1',$$

имеем:

$$i_1 = \frac{e_1 - L_1' \frac{di_1}{dt}}{r_1}.$$

Итак, выражение для тока в первой цепи при наличии второй цепи, электромагнитно связанной с первой, мы привели к такому виду, какой мы получили бы, если бы второй цепи совсем не было, а первая обладала коэффициентом самоиндукции:

$$L_1' = L_1 - \frac{M^2}{L_2} = L_1(1 - k^2). \qquad (113)$$

Таким образом, величину $L'_1$ мы можем рассматривать в качестве некоторого *действующего коэффициента самоиндукции* первичной цепи, пользуясь которым мы как бы игнорируем наличие вторичной цепи и ведем расчет так, как будто бы существует только одна первичная цепь сама по себе. При этом, на основании данного выше соотношения $M \leq \sqrt{(L_1L_2)}$, ясно, что, в зависимости от величины коэффициента связи $k$, будем иметь то или иное значение $L'_1$.

Если коэффициент связи k равен единице, т. е. $M=\sqrt{(L_1L_2)}$, то получаем идеальный случай:

$L'_1=0$,

другими словами, электромагнитная инерция рассматриваемой (первой) цепи как бы совершенно уничтожается действием коротко замкнутой вторичной сверхпроводящей цепи.

Если коэффициент связи $k$ равен нулю, т. е. $M=0$, то имеем:

$L'_1=L_1$,

другими словами, в этом случае присутствие вторичной цепи не оказывает никакого влияния на электромагнитный процесс, происходящий в первичной цепи.



При всех значениях коэффициента связи, больших нуля и меньших единицы, значение действующего коэффициента самоиндукции $L'_1$ будет больше нуля и меньше $L_1$, т. е.:

$0<L'_1<L_1$.

Таким образом, хотя истинный коэффициент самоиндукции каждого контура и является функцией только его геометрических размеров, но в случае системы из нескольких электромагнитно связанных между собою контуров, каждый из них ведет себя по отношению к внешней ЭДС как контур, обладающий коэффициентом самоиндукции $L'$, величина которого для простейшего случая двух цепей определяется данным выше соотношением и может быть изменена путем изменения коэффициента связи $k$. Это именно и позволяет нам назвать величину:

$$L' = L_1 - \frac{M^2}{L_2}$$

действующим (эквивалентным, эффективным) коэффициентом самоиндукции.

Если $r_2 \neq 0$, сущность явления не меняется, лишь математическое его выражение получается сложнее.

Обратимся к физическому смыслу рассмотренного явления, т. е. кажущегося уменьшения коэффициента самоиндукции контура вследствие присутствия вблизи него другого замкнутого

проводящего контура. Дело в том, что возникновение в первом контуре тока $i_1$ под действием приложенной к нему внешней электродвижущей силы $e_1$ вызывает возникновение во втором контуре тока $i_2$, вообще говоря, обратного направления, так как магнитный поток $\Phi_1$, нарастающий вокруг первого контура, пересекает второй контур. Вторичному току $i_2$ соответствует вторичный поток $\Phi_{II}$, направление которого обратно направлению потока $\Phi_I$. Таким образом, поток $\Phi_{II}$ полностью или частично (в зависимости от степени связи) компенсирует действие потока $\Phi_I$. В результате, реально существующий поток, сцепленный с первым контуром, оказывается меньше, чем при отсутствии вторичного контура. Следовательно, меньше будет и обратная ЭДС, индуктируемая в первом контуре, т. е. этот контур будет оказывать меньшее противодействие установлению в нем тока. Иными словами, электромагнитная инерция контура становится меньше.

Все изложенное относится к категории явлений, охватываемых обобщенным законом Ленца, о котором мы уже говорили в главе I (см. § 29). Закон этот гласит, что всякая электромагнитная система стремится сохранить неизменным связанный с ней магнитный поток (количество движения). Именно такое стремление обнаруживается и в данном случае: на установление внешним воздействием (внешней ЭДС) потока в первом контуре система реагирует созданием обратно направленного магнитного потока, обусловленного наличием второго проводящего контура.



**§ 106. Действующие коэффициенты самоиндукции и взаимной индукции.**

Выше было в достаточной степени разъяснено, что коэффициент самоиндукции цепи есть функция исключительно геометрических размеров контура данной цепи. Приведенные выше примеры подтверждают это положение. Изменением числа и расположения витков (т. е. изменением геометрических координат) мы можем изменять величину коэффициента самоиндукции. Если цепь остается геометрически неизменной, то и коэффициент самоиндукции должен сохранять свою величину. Однако, опыт показывает, что цепи *с* постоянными коэффициентами самоиндукции ($L$=const) представляют собою как бы частный случай. Все происходит так, как будто в общем случае коэффициент самоиндукции цепи представляет собой величину переменную, что видно хотя бы на примере тороида. Мы вычислили величину его коэффициента самоиндукции и получили (90):

$$L = \frac{4\pi\mu S}{l} n^2.$$

Из этой формулы видно, что при неизменных размерах тороида $L$ будет постоянной величиной только при условии:

$\mu$=const.

Вообще же, как мы знаем, магнитная проницаемость различных материалов (железа и т. п.) есть величина далеко не постоянная. Следовательно, и $L$ будет непостоянно при наличии сердечников из железа и тому подобных материалов.

Это обстоятельство как будто противоречит утверждению, что коэффициент самоиндукции является функцией исключительно геометрических координат цепи.

Однако, если внимательно подойти к вопросу, то это кажущееся противоречие исчезает. Действительно, магнитный материал можно рассматривать как совокупность элементарных магнитов, представляющих собой не что иное, как некоторые комбинации внутриатомных электрических токов. Поэтому, вводя магнитные материалы (железо и т. п.) в данную простейшую электродинамическую систему, состоящую из одной цепи, мы по существу присоединяем к ней еще добавочную весьма сложную систему электрических контуров внутриатомных токов и тем самым осложняем явление самоиндукции явлением взаимной индукции с этими новыми контурами, как это было разъяснено в предыдущем параграфе.

Если, кроме того, принять во внимание, что ориентировка элементарных электрических цепей в объеме железа не остается неизменной, а меняется в зависимости от силы намагничивающего тока, то мы увидим, что при наличии в поле данной электрической цепи ферромагнитных материалов,

геометрические координаты системы в целом не остаются постоянными, хотя все видимые части системы



и не изменяют своей формы и общего расположения. Таким образом, *действующий коэффициент самоиндукции* данной цепи оказывается величиной переменной.

Совершенно аналогичным образом и в случае явлений взаимной индукции между данными двумя цепями наличие железа с внутриатомными токами в нем осложняет основное явление. Если мы будем игнорировать эти добавочные, скрытые в массе железа токи и будем рассуждать так, как будто бы существуют только заданные основные две цепи с неизменными геометрическими координатами, то нам будет казаться, что коэффициент взаимной индукции не есть величина постоянная. И в этом случае мы можем описывать явление, введя понятие о *действующем коэффициенте взаимной индукции,* который оказывается функцией не только геометрических координат, определяющих форму и взаимное расположение данных двух цепей, ко также и свойств среды, окружающей проводники и характеризуемой переменной величиной магнитной проницаемости μ.

Итак, мы в общих чертах выяснили сущность зависимости коэффициента $L$ и $M$ от среды, в которой развиваются потоки самоиндукции и взаимной индукции, в частности, влияние на эти коэффициенты свойств магнитных материалов, вносимых в контур. В вышеприведенных рассуждениях мы имеем обоснование того, что в формулах, определяющих $L$ и $M$, присутствует коэффициент магнитной проницаемости среды μ, учитывающий влияние внутриатомных токов в среде. Как было отмечено в параграфах 99 и 101, с *истинными коэффициентами самоиндукции и взаимной индукции* мы можем иметь дело только в том случае, когда $\mu=\mu_0=1$ т. е. когда система рассматриваемых цепей расположена в среде совершенно нейтральной в магнитном отношении (строго говоря — в пустоте). Внесение же диамагнитных, парамагнитных и, в особенности, ферромагнитных веществ в магнитное поле токов создает условия, при которых простое описание явлений осуществимо только когда мы пользуемся представлением о действующем коэффициенте самоиндукции или о действующем коэффициенте взаимной индукции, так как в этом случае явление осложняется взаимодействием токов системы с указанными внутриатомными токами. Подсчитать такое взаимодействие с каждым внутриатомным током в отдельности мы не умеем и потому обычно пользуемся находимым из опыта коэффициентом μ учитывающим эти взаимодействия *интегрально* и входящим в виде некоторого множителя в выражения для действующих $L$, и $M$, Рассмотрим теперь более подробно вопрос о действующем коэффициенте самоиндукции. Ради того, чтобы возможно проще выявить сущность интересующих нас соотношений, остановимся на случае некоторой обмотки, равномерно распределенной на поверхности тороида (см. рис. 155). Обозначим истинный коэффициент самоиндукции этой обмотки через $L_1$ и предположим, что внутри тороида—пустота. Если по ней идет ток, сила которого есть $i_1$ то будем иметь:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2.$$



Представим себе затем, что внутри тороида, т. е. в том объеме, в котором находится весь поток самоиндукции, имеется некоторое вещество, и при этом, рассчитывая величину электрокинетической энергии системы, примем во внимание все внутриатомные токи, приносимые в данную систему благодаря наличию вещества. В таком случае мы можем следующим образом представить полную электрокинетическую энергию системы (согласно общей схеме):

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + i_1 \Sigma M_{1n}\, i_n + \frac{1}{2} \Sigma L_n\, i_n^2 + \Sigma M_{nu}\, i_n\, i_u,$$

где $n$ и $u$ суть всевозможные целые числа, большие единицы, соответственно порядковому номеру всех возможных цепей, которые вошли в рассматриваемую систему в виде внутриатомных токов в веществе, образующем сердечник для данной тороидальной обмотки; $M_{1n}$ есть коэффициент взаимной индукции нашей основной цепи (первой) с контуром некоторой $n$-ой цепи внутриатомного тока; $L_n$ есть коэффициент самоиндукции этой $n$-ой цепи; наконец, $M_{nu}$ есть коэффициент взаимной индукции между некоторыми двумя внутриатомными цепями.
При рассмотрении физических явлений, имеющих место в данной
основной (первой) цепи, играет существенную роль величина:

$$p_1 = \frac{\partial T_e}{\partial i_1} = L_1 i_1 + \Sigma M_{1n} i_n = \Phi'_1.$$

Это есть полный магнитный поток, сцепляющийся с данной основной цепью и состоящий, с одной стороны, из истинного потока
-самоиндукции основной цепи и, с другой стороны, из результирующего потока взаимной индукции, обусловливаемого наличием очень большого количества внутриатомных токов в веществе сердечника.
Если мы, не обращая внимания на сложность структуры потока $\Phi'_1$, будем продолжать рассуждать так, как будто бы попрежнему в данной системе существует только основная (первая) цепь, то мы должны будем считать магнитный поток $\Phi'_1$ потоком чистой самоиндукции. В таком случае, обозначая через $L'_1$ некоторое новое значение коэффициента самоиндукции, можем написать:

$$\Phi_1' = L_1 i_1 + \Sigma M_{1n} i_n = L_1' i_1. \qquad (114)$$

Эта величина $L'_1$ и есть по существу то, что мы называем действующим коэффициентом самоиндукции. На основании (114) имеем:

$$L_1' = \frac{\Phi_1'}{i_1} = L_1 + \frac{1}{i_1} \Sigma M_{1n} i_n = L_1 \left(1 + \frac{1}{L_1 i_1} \Sigma M_{1n} i_n\right). \qquad (115)$$

Это определение действующего коэффициента самоиндукции, вытекающее из выражения „потока самоиндукции", мы будем называть *статическим.*
368

Итак, если бы мы имели внутри рассматриваемого тороида пустоту, магнитный поток самоиндукции был бы равен
$\Phi_1 = L_1 i_1$.
В случае же, когда внутренность тороида заполнена некоторый веществом, „поток самоиндукции" будет иметь значение:
$\Phi'_1 = L'_1 i_1$.
Отношение потока $\Phi'_1$ к потоку $\Phi_1$, показывающее, во сколько раз возрастает „поток самоиндукции" тороидального соленоида при той же силе тока в случае, если внутри обмотки вместо пустоты будет некоторое вещество, представляет собою именно численное значение магнитной проницаемости данного вещества:

$$\frac{\Phi_1'}{\Phi_1} = \frac{L_1'}{L_1} = \frac{\mu}{\mu_0}.$$

На основании соотношения (115) можем написать:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \frac{L_1'}{L_1} = 1 + \frac{1}{L_1 i_1} \Sigma M_{1n} i_n.$$

*В* случае пустоты мы должны принимать:
$\mu = \mu_0 = 1$,

и при этом имеем
$L'_1=L_1$.
В случае же вещества, заполняющего пространство внутри обмотки, могут быть два случая. Первый случай будем иметь, когда все контуры внутриатомных токов неподвижны. При
$i_1=0$ мы должны иметь

$$\Sigma M_{1n}\, i_n = 0.$$

Другими словами, в объеме вещества, не подверженного действию внешней намагничивающей силы, все ориентировки внутриатомных цепей равно вероятны, и потому результирующий магнитный поток, обусловливаемый этими элементарными цепями и сцепляющийся с рассматриваемою основною цепью, будет беспредельно мал.
Представим себе теперь, что в тороидальной обмотке возникает некоторый ток конечной силы $i_1$. Эффект этого изменения общих электромагнитных условий, имеющих место в системе, должен быть тот же, что и в случае, который был рассмотрен в предыдущем параграфе: во всех „вторичных" внутриатомных цепях должна обнаруживаться тенденция к созданию токов, по направлению обратных току $i_1$. Эта тенденция будет иметь своим результатом такое изменение всех внутриатомных токов, которое обусловит возникновение потока взаимной индукции, не равного нулю:

$$\Sigma M_{1n}\, i_n \neq 0.$$



При этом, в силу реакции, этот поток будет иметь обратное направление по отношению к основному потоку, связанному с током $i_1$. В виду этого будем иметь:

$$\frac{1}{i}\,\Sigma M_{1n}\, i_n < 0.$$

Следовательно, в этом случае можно написать:
$L'_1<L_1$
и вместе с тем имеем:
$\mu<\mu_0$.
Это есть случай так называемых *диамагнитных* веществ. Второй случай мы будем иметь, когда пространство внутри данной тороидальной обмотки заполнено *парамагнитным* или *ферромагнитным* веществом. В этом случае внутриатомные электрические цепи не остаются неподвижными, но под влиянием внешнего магнитного поля могут менять свою ориентировку, вращаясь около некоторых центров (см. § 37). При этом элементарные внутриатомные цепи будут стремиться так повернуться, чтобы направление связанного с каждой из них элементарного магнитного потока совпало с направлением основного потока, обусловленного током $i_1$. Благодаря этому в данном случае получим:

$$\frac{1}{i_1}\,\Sigma M_{1n}\, i_n > 0.$$

Сущность описываемого явления может быть схематически пояснена рисунками 162 и 163.

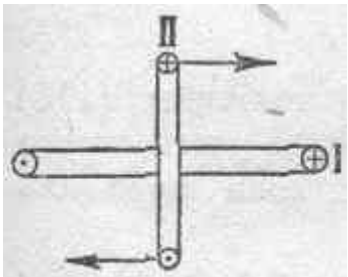


Рис. 162.

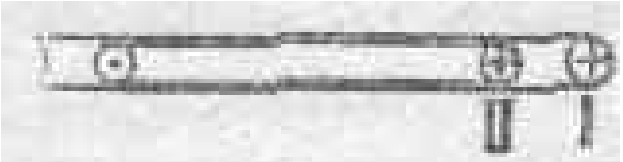


Рис. 163.

Контур I представляет собою данную цепь, по которой протекает ток $i_1$ по направлению, показанному крестиком и точкой. Контур II условно представляет некоторую совокупность элементарных внутриатомных токов. На рисунке 162 контур II скрещен контуром I. Это соответствует состоянию системы до поворота элементарных цепей (элементарных магнитиков), когда результирующий поток взаимной индукции, сцепляющийся с основным контуром I и обусловливаемый всей совокупностью внутриатомных токов, равен нулю. На рисунке 163 контур II представлен в предельном положении после поворота под действием сил электромагнитного взаимодействия контуров I и II, причем результирующий магнитный поток, сцепляющийся с контуром I, возрастает.

Итак, в рассматриваемом случае парамагнитного или ферромагнитного вещества получаем:

$\Phi'_1 > \Phi_1$

или

$L'_1 > L_1$

и вместе с тем:

$\mu > \mu_0$.



Остановимся еще на статическом определении действующего коэффициента самоиндукции:

$$L_1' = L_1 + \frac{1}{i_1} \Sigma M_{1_n} i_n = L_1 \left(1 + \frac{1}{L_1 i_1} \Sigma M_{1_n} i_n\right) = \frac{\mu}{\mu_0} L_1.$$

Самое строение приведенных соотношений ясно показывает, что действующий коэффициент самоиндукции $L'_1$ не является, вообще говоря, постоянной величиной, но зависит от силы тока $i_1$, при котором мы определяем эту величину. Этот вывод находится в полном соответствии с тем, что мы знаем о зависимости магнитной проницаемости от величины магнитной силы или от эквивалентной величины — силы намагничивающего тока.

К выражению для действующего коэффициента самоиндукции можно подойти еще и другими путями. Обратимся к величине электродвижущей силы, индуктируемой в рассматриваемой цепи в случае, когда внутренняя полость тороида заполнена каким-либо веществом. Согласно предыдущему, мы имеем в этом случае:

$$p_1 = L_1 i_1 + \Sigma M_{1_n} i_n.$$

Следовательно, можем написать:

$$e_1 = -L_1 \frac{di_1}{dt} - \frac{d(\Sigma M_{1n} i_n)}{dt} = -\left(L_1 + \frac{\frac{d(\Sigma M_{1n} i_n)}{dt}}{\frac{di_1}{dt}}\right)\frac{di_1}{dt}.$$

Игнорируя внутриатомные токи и рассматривая эту электродвижущую силу исключительно как результат явления самоиндукции, протекающего в данной основной цепи, мы можем условно написать:

$$e_1 = -L_1'' \frac{di_1}{dt},$$

где

$$L_1'' = L_1 + \frac{\frac{d(\Sigma M_{1n}\, i_n)}{dt}}{\frac{di_1}{dt}}. \qquad (117)$$

Величина $L_1''$ также может быть названа действующим коэффициентом самоиндукции. Практически эту величину всегда можно определить из соотношения:

$$L_1'' = -\frac{e_1}{\frac{di_1}{dt}}. \qquad (118)$$

371

Определение действующего коэффициента самоиндукции, вытекающее из выражения индуктированной „электродвижущей силы самоиндукции", мы будем называть *динамическим.*

Из соотношения (117) ясно видно, что $L''_1$ также не есть величина постоянная, но зависит, вообще говоря, от силы тока $i''_1$ и от скорости его изменения. По существу величина $L''_1$, зависит от так называемой дифференциальной магнитной проницаемости вещества сердечника, т. е. от величины производной:

*dB/dH.*

Это легко может быть показано, если в соотношении (118) электродвижущую силу выразить через производную магнитного потока (и магнитной индукции) по времени, а силу тока выразить через магнитную силу внутри соленоида.

Путем сопоставления соотношений (115) и (118) не трудно убедиться в том, что

$$L_1'' \neq L_1',$$

т. е. что статическое определение действующего коэффициента самоиндукции и динамическое определение его же являются величинами, которые, вообще говоря, различаются между собою.

Рассуждениями, совершенно аналогичными вышеприведенным, можно вывести и форл5альные соотношения, связывающие действующий коэффициент взаимной индукции некоторых двух цепей с электромагнитными процессами, происходящими внутри атомов вещества, находящегося в пространстве, занятом потоком взаимной индукции. При этом, исходя из выражения для потока взаимной индукции, я игнорируя внутриатомные токи, мы придем к статическому определению действующего коэффициента взаимной индукции, а основываясь на выражении индуктированной электродвижущей силы, мы можем притти к динамическому определению действующего коэффициента взаимной индукции, отличающемуся от первого.

Во всех случаях, когда требуется точный учет всех обстоятельств, имеющих место в электродинамических системах, необходимо строго считаться с тем, что действующие коэффициенты самоиндукицни и взаимной индукции не являются величинами постоянными, но зависят от условий, в которых протекают рассматриваемые процессы. Нередко, однако, ради упрощения и когда практически можно удовлетвориться не вполне точным рассмотрением того или

иного вопроса, допускают, что действующие коэффициенты $L$ и $M$ имеют некоторое постоянное среднее значение.

**§ 107. Электромагнитная сила. Общие соображения.**

При анализе связи между кинетической энергией, присущей электродинамической системе, и силами, возникающими *в* такой системе, было получено (см, § 96) общее выражение для так называемой *электромагнитной силы,* т. е. механической силы, возникающей



в системе вследствие происходящих в ней электромагнитных процессов.

Это общее выражение (72):

$$f_e = \frac{\partial T_e}{\partial g}$$

определяет электромагнитную силу как *частную* производную от электрокинетической энергии системы по геометрической координате.

В дальнейшей необходимо неукоснительно помнить, что при обследовании электродинамических систем при помощи второй формы лагранжевых уравнений мы принимаем в качестве независимых координат — количества электричества $q$ и геометрические координаты $g$, определяющие размеры, форму и взаимное расположение всех частей системы. В связи с этим мы, следовательно, должны считать, с одной стороны количества электричества и их производные по времени, т. е. силы токов, независимыми от геометрических координат, и с другой стороны, геометрические координаты независимыми от каких бы то ни было обстоятельств, характеризующих систему с точки зрения электромагнитных процессов, в ней протекающих.

На основании изложенного, всякий раз, когда мы берем производную электрокинетической энергии по геометрической координате, необходимо принимать все точки в системе постоянными.

Для того, чтобы возможно лучше охватить содержание вышеприведенного выражения (72), удобно представить его в виде отношения частных дифференциалов:

$$f_e = \frac{d_g T_e}{dg}. \qquad (119)$$

Таким образом, *электромагнитная сила, стремящаяся изменить некоторую геометрическую координату, численно равна приращению электрокинетической энергии, соответствующему приращению этой координаты на единицу, при условии, что токи поддерживаются постоянными.*

Если, при условии постоянства токов в системе, электромагнитные силы совершают положительную механическую работу, то одновременно получается положительное приращение электрокинетической энергии. На это обстоятельство обратил в свое время внимание В. Томсон (Кельвин). Действительно, если под действием силы $f_e$ некоторая часть системы получила в направлении этой силы перемещение $dg$, то совершенная при этом работа $dA$ *будет* положительна и равна произведению силы на перемещение:

$dA = f_e dg$

или, так как

$$f_e\, dg = \frac{d_g T_e}{dg}\, dg = d_g T_e,$$

то

$$dA = d_g T_e; \qquad (120)$$

другими словами, положительной работе *dA,* совершаемой возникшей в системе электромагнитной силой, соответствует положительное же приращение электрокинетической энергии, по величине равное *dA, при условии, что токи поддерживаются постоянными.*

Отсюда непосредственно вытекает следующее весьма важное положение: *во всякой электродинамической системе, силы токов в которой поддерживаются постоянными от каких-либо посторонних источников, возникают такие и только такие механические силы, которые приводят к увеличению электрокинетической энергии системы в результате вызываемых ими движений.* Иногда этот закон формулируется короче: *всякая электродинамическая система, в которой силы токов поддерживаются постоянными, стремится увеличить свою электрокинетическую энергию.*

Основываясь на вышерассмотренных рассуждениях, приведших к соотношению (120), В. Томсон указал, что если в рассматриваемом случае система черпает энергию от постороннего источника, то последний должен доставить системе количество энергии *dA',* равное двойной величине произведенной в системе работы или удвоенному приращению электрокинетической энергии системы:

$dA'=dA+d_gT_e=2dA=2d_gT_e.$

Отсюда, между прочим, следует, что всякий электромагнитный механизм, питаемый *постоянным током, без* особых дополнительных приспособлений (напр., коммутаторов) может превратить в механическую работу не более половины получаемой им от внешнего источника электрической энергии, т. е не может иметь коэффициента полезного действия выше 50%. С рассматриваемой точки зрения необходимо признать, что коммутатор двигателя постоянного тока, сверх обычно учитываемых его функций, играет еще особо важную роль в энергетическом отношении. Именно, в процессе коммутации в течение того промежутка времени, когда некоторая секция коротко замкнута через щетку, за счет запаса электрокинетической энергии, соответствующей этой секции, совершается некоторая механическая работа до тех пор, пока сила тока в короткозамкнутой секции не сделается равной нулю. Эта механическая работа присоединяется к той работе, которая совершается за счет энергии постоянного тока, возбуждаемого в цепи двигателя непосредственно от генератора. Благодаря такому полезному превращению энергии, непрерывно накопляемой в отдельных секциях обмотки якоря, когда они находятся вне зоны коммутации, результирующий коэффициент полезного действия электродвигателя постоянного тока может возрастать и практически возрастает значительно выше 50%.



Сформулированный выше общий закон движений во всякой электродинамической системе, в которой сохраняются неизменными силы токов, а именно, положение о стремлении системы к увеличению ее электрокинетической энергии, в этом случае можно выразить еще иначе. Для этого обратимся к электрокинетической энергии в общем случае:

$$T_e=\frac{1}{2}\Sigma L_k i^2_k+\Sigma M_{ku}\, i_k\, i_u,$$

или, так как $L_k\, i_k=\Phi'_k$ есть поток самоиндукции *k*-ого контура,

а $M_{ku}\, i_k=\Phi_{ku}''$ поток взаимной индукции между контурами *k* и *u,* то можем написать:

$$T_e=\frac{1}{2}\Sigma\Phi_k' i_k+\Sigma\Phi''_{ku} i_u.$$

Отсюда видно, что если силы токов в составляющих систему контурах поддерживаются постоянными при помощи внешних источников энергии, то приращение электрокинетической энергии может выразиться только суммой членов вида:

$^1/_2 i d\Phi_s$ и $i d\Phi_m$,

где $\Phi_s$ есть некоторый поток самоиндукции, а $\Phi_m$ — поток взаимной индукции. На основании соотношения (120) ясно, что этою же суммой выразится, вообще говоря, и работа каждой из электромагнитных сил, действующих в системе. При этом члены вида:

$^1/_2 i d\Phi_s$

обусловливаются изменениями коэффициентов самоиндукции и, соответственно, потоков самоиндукции, а члены вида:

$i d\Phi_m$

обусловливаются изменениями коэффициентов взаимной индукции и, соответственно, потоков взаимной индукции, т. е. так называемых *внешних* потоков, сцепляющихся с каждым данным контуром.

Отсюда следует, что работа электромагнитной силы положительна, когда положительно приращение потока, что дает для закона движений в электродинамической системе такую формулировку: в *электродинамической системе стремятся возникнуть такие* движения, *в результате которых поток, связанный с каждым из составляющих систему контуров, мог бы получить положительное приращение в случае постоянства всех токов.*

В случае жестких, неизменяемых контуров, т. е. когда все коэффициенты самоиндукции сохраняют свое значение, каждая из электромагнитных сил $f_e$, действующих в системе, может совершить работу $dA$ только в связи с изменениями потоков взаимной индук-



ции $\Phi_m$ (внешних потоков) и потому имеет место следующее соотношение:

$dA = f_e dg = i d\Phi_m$, (121)

справедливое в отношении каждого отдельного контура.

Отсюда вытекает простой способ для определения величины электромагнитной силы, действующей на тот или иной неизменяемый контур. Действительно, из соотношения (121) следует:

$$f_e = i\frac{d\Phi_m}{dg}, \qquad (122)$$

т. е. *электромагнитная сила численно равна произведению силы тока в неизменяемом контуре на приращение сцепляющегося с ним внешнего магнитного потока, соответствующее приращению геометрической координаты на единицу, при условии, что ток поддерживается постоянным.*

Если, следовательно, в данной системе некоторый постоянный ток протекает по неизменяемому ($L$=const) контуру, сцепляющемуся с внешним потоком, то этот контур стремится двигаться таким образом, чтобы охватить наибольший внешний поток.

Если этот внешний поток обусловливается током в определенном втором контуре, причем токи в рассматриваемых двух контурах одинаково направлены, то стремление к увеличению охватываемого внешнего потока выражается в стремлении к увеличению коэффициента взаимной индукции М.

*Единичный контур, по которому течет постоянный ток и который находится в собственном магнитном поле, стремится увеличить потек самоиндукции,* что ведет к увеличению коэффициента самоиндукции $L$. Но этот коэффициент является, как нам уже известно, функцией геометрических координат, т. е. размеров и конфигурации контура. В случае контура, кривизна которого во всех его частях одного знака, увеличение $L$ сопровождается увеличением площади контура. Поэтому в этом частном случае можно говорить, что контур под действием электромагнитной силы стремится увеличить охватываемую им площадь. Подробнее об этом будем говорить ниже.

Уже из всего вышесказанного следует, что приведенные формулировки закона, которому подчиняется движение во всякой электродинамической системе, не независимы одна от другой, а

являются различными выражениями некоторого основного, *единого в своей сущности,* физического свойства магнитного поля. Чтобы выяснить



эту основу возникающих в электродинамической системе сил и движений, уяснить взаимную связь приведенных выше формулировок и точнее установить, в каких случаях и как каждая из этих формулировок применима, обратимся к более детальному рассмотрению вопроса о физической природе электромагнитной силы с точки зрения фарадеевских представлений, касающихся магнитного поля, а также с точки зрения энергетических соотношений в системе.

***[1]) Как в этой, так и в других приведенных в настоящей параграфе формулировках речь идет о полной магнитной потоке, т. е. о полном числе сцеплений потока с рассматриваемым контуром.***

***[2]) Конечно, всякое окончательное увеличение схватываемого внешнего потока равносильно увеличению коэффициента взаимной индукции М, Мы выделяем случай двух контуров только потому, что в случае, например, потока, создаваемого постоянным магнитом, мы имеем сложное явление, при наличии которого нельзя сосредоточить внимание на определенном коэффициенте взаимной индукции М.***

***[1]) Общее рассмотрение этого вопроса и его развитие в отношении генераторных процессов (обратных двигательным) заключается в работе Е. Я. Семичева — "Основные электродинамические процессы в электромагнитных механизмах“, напечатанной в докладах Академии Наук СССР за 1930 год, серия А, № 19, стр. 511.***

**§ 108. Условия возникновения электромагнитной силы.**

Рассмотрим некоторый круговой контур (рис. 164), по которому идет постоянный ток, поддерживаемый с помощью внешнего источника.

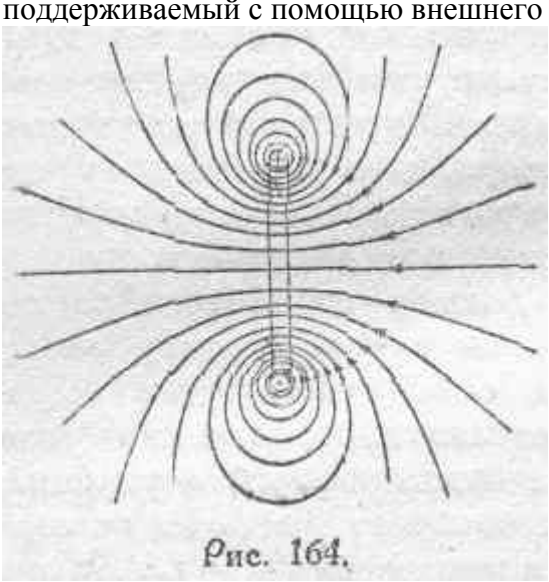


Рис. 164.

Магнитные линии связанного с контуром потока самоиндукции расположатся, как показано на этом рисунке, именно: внутри контура гуще, чем снаружи. Но мы знаем, что по Фарадею магнитные линии обладают свойством бокового распора, т. е. в данном случае взаимно отталкиваются. На основании этого мы должны притти к заключению, что рассматриваемый контур под давлением проходящего сквозь него магнитного потока должен стремиться растянуться. Увеличение площади контура в этом случае (контур имеет везде кривизну одного знака) влечет за собой увеличение коэффициента самоиндукции контура *(L).* Следовательно, если сила тока в контуре поддерживается постоянной от постороннего источника, то увеличение площади данного контура означает

увеличение связанного с контуром магнитного потока самоиндукции $\Phi_s=Li$. Далее, увеличение коэффициента самоиндукции контура при постоянстве силы тока в контуре влечет за собою увеличение электрокинетической энергии системы.

Таким образом, данный пример является иллюстрацией всех приведенных выше формулировок закона движений в электродинамической системе, в которой силы токов сохраняются неизменными. Мы имеем здесь, в результате движения, увеличение: коэффициента самоиндукции контура $L$, связанного с контуром потока $\Phi_s=Li$ *к* электрокинетической энергии системы (в данном случае состоящей из одного контура) $T_e={}^1/_2Li^2$. Вместе с тем выявляется внутреннее единство этих формулировок, в том смысле, что все они представляют собою констатирование различных проявлений основного физического процесса (в данном случае — бокового распора магнитных линий).

Рассмотрим теперь более сложный случай системы, состоящей из двух контуров, по которым протекают токи, одного и того же направления (рис. 165).

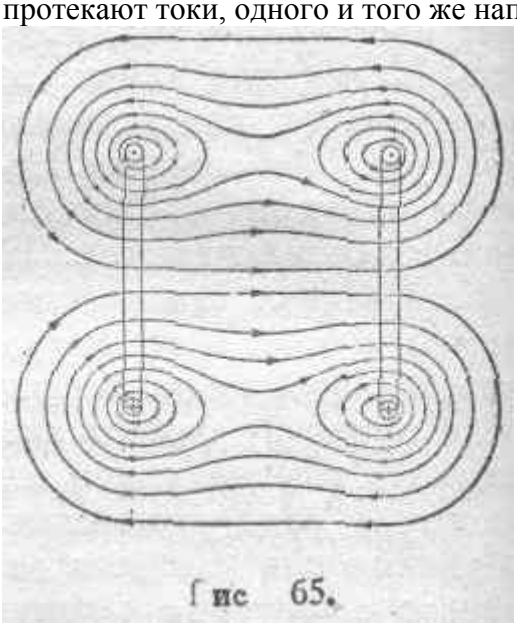


Рис 65.

В этом случае, кроме магнитных потоков, связанных с каждым из контуров, мы имеем еще поток, пронизывающий оба контура. Соответственно усложняется и проявление электромагнитных сил. Во-первых, каждый из контуров испытывает действие сил, стремящихся увеличить коэффициент самоиндукции, механизм возникновения которых разобран в предыдущем примере



и действие которых, при условии постоянства знака кривизны каждого из контуров, дает увеличение его площади (в случае эластичности материала контуров). Во-вторых, существование магнитного потока, пронизывающего оба контура, в силу продольного тяжения магнитных линий, дает начало силам, стремящимся сблизить два контура, если токи в них одного направления, как это взято в нашем примере.

Чтобы упростить картину, положим, что контуры жесткие. 33 этом случае единственным возможным движением является перемещение контуров друг относительно друга, в нашем случае — сближение их, как результат продольного тяжения общих магнитных линий, к которому и сводится в данном случае электромагнитная сила. При сближении контуров под действием этой электромагнитной силы магнитные линии обособленных потоков каждого из контуров, встречаясь, преобразуются в линии потока общего для обоих контуров. Таким образом, в данном случае, при одинаково направленных токах, непосредственным результатом движения является увеличение общего магнитного потока, пронизывающего оба кольца. При этом будет увеличиваться и поток взаимной индукции, связанный с каждым из контуров. Следовательно, в данном случае увеличивается коэффициент взаимной индукции контуров *(M)*. Если сила тока в контурах поддерживается постоянной от внешнего

источника, то и поток самоиндукции, связанный с каждым из контуров, также будет постоянным, и потому увеличение потока взаимной индукции означает увеличение полного потока, связанного с каждым из контуров. Стало быть при постоянстве силы тока в результате движения увеличивается и электрокинетическая энергия
системы, что видно и непосредственно из ее выражения:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + M i_1 i_2.$$

Действительно, так как $L_1$=const, $L_2$=const, $i_1$=const, $i_2$=const,
а $M$ увеличивается, то $T_e$ увеличивается.
378

В случае, если токи в рассматриваемых двух простейших контурах направлены в противоположные стороны, магнитные линии будут расположены подобно тому, как это представлен но на рисунке 166.

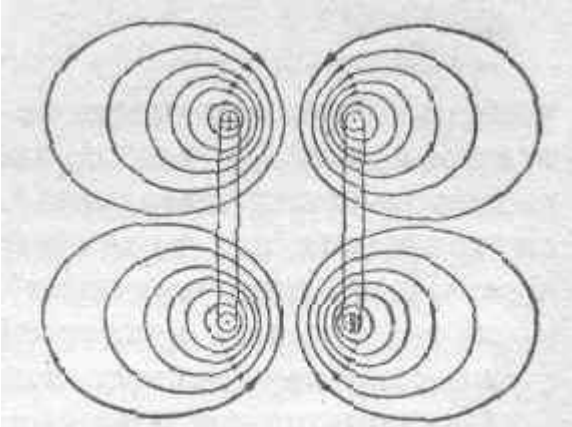


Рис. 166.

При этом в силу существования бокового распора, т. е. взаимного расталкивания в системе одинаково направленных магнитных линий, контуры будут отталкиваться один от другого. Следовательно, в случае противоположно направленных токов стремится возникнуть такое движение, в результате которого коэффициент взаимной индукции контуров *(M)* уменьшится. Но если силы токов в контурах, $i_1$ и $i_2$, поддерживаются постоянными, благодаря какому-либо внешнему генератору, то величина электрокинетической энергии системы и в этом случае будет возрастать в полном соответствии с формулированным выше основным положением. Действительно, так как при наличии противоположно направленных токов будем иметь:
$i_1 i_2 < 0$,
то очевидно, что электрокинетическая энергия:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L i_2^2 + M i_1 i_2$$

будет возрастать по мере уменьшения *M,*
Ясно, конечно, что при этом будет возрастать полный магнитный поток, сцепляющийся с каждым из рассматриваемых контуров.
Таким образом, и в последних примерах все формулировки закона движений электродинамической системы оказываются тесно связанными между собой, так как сводятся к констатированию следствий основного физического процесса, представляющего собою и в данном случае проявление механических свойств магнитных линий: их продольного тяжения и взаимного расталкивания.

Во избежание недоразумений необходимо еще обратить внимание на следующее обстоятельство. *Окончательная картина расположения магнитных линий* в случае какой угодно сложной системы, вообще, и в случаях, схематически представленных на рис. 165 и 166, в частности, *является результатом соответствующих преобразований сосуществующий потоков самоиндукции и потоков взаимной индукции.* В связи с этим, тот поток, который мы называем потоком взаимной индукции *($Mi_1$* или $Mi_2$ в простейшем случае двух цепей) может в значительной степени численно отличаться от результирующего потока, общего для двух или нескольких, вообще, отдельных цепей, входящих в состав рассматриваемой системы.

В основном положении, сформулированном в параграфе 107, и гласящем о стремлении электродинамической системы увеличить



свою электрокинетическую энергию, указывалось, что это стремление имеет место при наличии надлежащих условий, именно, *при сохранении постоянства всех сил токов в рассматриваемой системе,* Из вышеприведенных примеров мы можем ясно видеть, что при соблюдении этого условия электрокинетическая энергия системы действительно увеличивается в результате движений, возникающих в системе под действием электромагнитных сил. Следует, однако, иметь в виду, что могут быть различные специальные случаи, когда силы токов в системе не поддерживаются постоянными, но по тем или иным причинам претерпевают непрерывное изменение. И эти изменения могут быть такого рода, что электрокинетическая энергия системы будет не возрастать, а уменьшаться в то время, как в ней происходят движения под действием электромагнитных сил. Но характер тех *стремлений к движению,* которые обнаруживаются во всякой электромагнитной системе и которые мы именно и называем электромагнитными силами, нисколько не зависит от того, каковы будут электрические токи в системе *после* соответствующих передвижений, так же как они не зависят и от того, каковы были токи до начала движения. *Величина и направление электромагнитной силы, приложенной к каждой отдельной части электродинамической системы при данной ее конфигурации, зависит от напряженности электрокинетического процесса в системе, т. е. от сил токов, в данный момент,* и определяется частной производной электрокинетической энергии по соответствующей координате:

$$f = \frac{\partial T_e}{\partial g},$$

причем, беря эту частную производную, мы должны помнить, что в выражении $T_e$ только коэффициенты $L$ и $M$ являются функциями геометрических координат, силы же токов, повторяем, должны рассматриваться как величины, от геометрических координат не зависящие. Последнее вытекает из основных положений максвелловой электродинамики, в которой количества электричества принимаются в качестве переменных независимых.

Сказанному нисколько не противоречат некоторые особые случаи, легко осуществляемые на практике, когда все происходит так, *как будто бы* сила тока в некоторой системе непосредственно зависит от геометрической координаты. Можно, например, связать движущуюся часть системы с каким-либо включенным в цепь реостатом так, чтобы при движении, т. е. при изменении геометрической координаты под действием механической силы, изменялась и сила тока в цепи. Аналогичное изменение силы тока, сопутствующее изменению геометрической координаты, может иметь место и при наличии каких-либо движений в системе, состоящей из сверхпроводящих цепей. Во всех этих случаях, однако, сила тока никоим образом не может рассматриваться как принципиально зависящая от механической силы и от геометрической координаты. На величину силы тока и на количество протекшего электричества может

прямым образом влиять только электродвижущая сила. Таким образом, сила тока по природе своей не является функцией геометрических координат и потому, какова бы ни была внешняя обстановка, мы должны при рассмотрении вопроса относительно возникающих в системе механических сил считать токи не зависящими от геометрических координат.

Итак, величина и направление электромагнитной силы в каждый данный момент зависит только от сил токов в этот именно момент и от характера изменения коэффициентов $L$ и $M$ системы в зависимости от изменения соответствующей геометрической координаты. Одним словом, *как бы ни изменялись токи в рассматриваемой системе, при определении величины и направления возникающих в ней в данный момент электромагнитных сил необходимо рассуждать так же, как если бы эти токи были постоянны.*

**§ 109. Случай сверхпроводящнх контуров.**

Для иллюстрации только-что сказанного рассмотрим некоторые случаи, когда токи в системе не сохраняются постоянными. В этом отношении особенный интерес представляют случаи сверхпроводящих цепей, сопротивление которых равно нулю и токи в которых могут поддерживаться без посредства внешнего источника энергии. Остановимся сначала на простейшем случае одной сверхпроводящей цепи. В этом случае ток, однажды индуктированный в проводнике, должен существовать неопределенно долго, оставаясь неизменным по силе, если система неизменна. Таким образом, обратимся снова к контуру, представленному на рисунке 164, и предположим, что внешний источник энергии отсутствует и при этом сопротивление (омическое) контура равно нулю:

$r=0$.

Так как физическая природа явления остается той же самой (именно: явление бокового распора магнитных линий не может исчезнуть от того, что внешний источник отключен), то несомненно, что стремление к увеличению площади контура будет иметь место и в этом случае. Если контур не жесткий и возможно надлежащее его деформирование, то он растянется, и площадь, им охватываемая, увеличится. Следовательно, будет иметь место и увеличение коэффициента самоиндукции, зависящего, как известно, только от размеров и конфигурации цепи. Но магнитный поток, сцепляющийся с сверхпроводящим контуром, измениться не может: количество магнитных линий, пронизывающих контур, остается неизменным (см. § 28). Если же поток остается неизменным при увеличении коэффициента самоиндукции, то, следовательно, уменьшается сила тока, так как

$\Phi_s=Li$



и

$i=\Phi_s/L$.

В связи с этим уменьшается и электрокинетическая энергия, равная

$^1/_2Li^2={}^1/_2\Phi_s i,$

что очевидно и из общих соображений: при отсутствии источника энергии работа может совершаться только за счет собственного запаса энергии системы.

Остановимся еще на вопросе об электрокинетической энергии. Величина $T_e$ определяется, вообще говоря, двумя факторами: величиной коэффициента самоиндукции (зависящей от геометрических координат) и силой тока. Как показывает рассмотрение физической картины явления, *непосредственным и обязательным* результатом действия электромагнитной силы в рассматриваемой системе, состоящей из одной сверхпроводящей цепи, является увеличение именно коэффициента самоиндукции. Это и представляет собою то реальное изменение, которое необходимо имеет место в системе вследствие действия электромагнитных сил и которое само по себе, объективно, может способствовать увеличению электрокинетической энергии, если отвлечься от других факторов, не зависящих непосредственно от действия электромагнитных сил (в данном случае мы имеем в виду силу тока). Но для того, чтобы система могла увеличить свою электрокинетическую энергию, должен существовать какой-то источник, за счет которого это

увеличение энергии могло бы иметь место. Создать энергию система сама по себе не может. Поэтому, при отсутствии внешнего генератора, увеличение электрокинетической энергии не может иметь места, хотя причины и характер возникающих в системе движений нисколько не меняются вследствие отключения источника энергии: именно, эти движения остаются такими, какие соответствуют возможному увеличению электрокинетической энергии в случае постоянства силы тока, поддерживаемого от постороннего источника энергии.

В случае двух или нескольких сверхпроводящих контуров сущность явления остается в общем та же, что и в разобранном случае одного сверхпроводящего контура, только несколько усложняется.

В виде примера рассмотрим два сверхпроводящих контура, по которым идут одинаково направленные токи (см. рис. 165). Магнитный поток, сцепляющийся с каждым из контуров, остается постоянным, каким бы изменениям система ни подвергалась в отношении формы и расположения. Вследствие отсутствия внешнего источника энергии, в результате движения под действием электромагнитной силы должно произойти уменьшение электрокинетической энергии. Ради простоты допустим, что оба контура жесткие. В таком случае могут происходить только перемещения контуров друг относительно друга. В случае токов, одинаково направленных, будет, как известно,



происходить сближение цепей. При этом коэффициент взаимной индукции $M$ будет возрастать. Так как в то же время алектрокинетическая энергия:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + M i_1 i_2$$

должна уменьшаться и вместе с тем мы в данном случае имеем:

$L_1$=const, $L_2$=const,

то очевидно, что должны уменьшиться силы токов $i_1$ и $i_2$. С целью дальнейшего упрощения описания происходящих явлений предположим, что контуры тождественны по форме, т. е.

$L_1=L_2$,

и что

$i_1=i_2$.

Если контуры вначале были беспредельно удалены друг от друга, то мы имели

$M=0$,

и электрокинетическая энергия системы могла быть представлена в форме:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_1 i_1^2 = L_1 i_1^2.$$

В случае сближения контуров до предела, мы получим (см. § 102)

$M=L_1=L_2$.

В то же время обособленные ранее магнитные потоки каждого из контуров сольются теперь в один общий поток, сцепляющийся одновременно с обоими токами $i'_1$ и $i'_2$. При этих условиях полный поток, сцепляющийся с одним из контуров, например, с первым, можно представить следующим образом:

$$\Phi_1 = L_1 i_1' + M i_2'.$$

Так как силы токов равны, то, принимая во внимание вышеуказанное соотношение между $L_1$ $L_2$ и $M$, можем написать:

$$\Phi_1 = L(i_1' + i_2') = 2L_1 i_1'.$$

В силу того, что магнитный поток, сцепляющийся с рассматриваемым сверхпроводящим контуром (первым), все 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

$$i_1' = \frac{1}{2} i_1$$

и аналогично можем написать

$$i_2' = \frac{1}{2} i_2,$$

т. е. при беспредельном сближении рассматриваемых сверхпроводящих контуров сила тока в каждом из них уменьшается вдвое по сравнению с первоначальной. Принимая это во внимание, мы можем нижеследующим образом изобразить электрокинетическую энергию для случая беспредельного сближения контуров:

$$T_e' = \frac{1}{2} L_1 i'^2_1 + \frac{1}{2} L_2 i_2'^2 + M i'_1 i'_2 =$$

$$= \frac{1}{8} L_1 i_1^2 + \frac{1}{8} L_2 i_2^2 + \frac{1}{4} M i_1 i_2 = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 = \frac{1}{2} T_e.$$

Мы, таким образом, видим, что в рассмотренном случае предельного сближения двух сверхпроводящих контуров их электрокинетическая энергия уменьшилась вдвое. За счет именно этого уменьшения запаса энергии в системе была совершена электромагнитной силой механическая работа сближения контуров.

Обратим внимание на то обстоятельство, что энергия потока взаимной индукции, бывшая вначале при беспредельном удалении контуров друг от друга равной нулю, возрастает при наибольшем возможном сближении их до величины:

$$M i_1' i_2' = \frac{1}{4} L_1 i_1^2 = \frac{1}{4} T_e.$$

Это произошло за счет основного запаса электрокинетической энергии в системе, равного $L_1 i_1^2$. Половина этого запаса израсходована на совершение механической работы. Половина остатка пошла на увеличение энергии потока взаимной индукции. И только

$^1/_4 L_1 i_1^2$ составляет в конце концов энергию обоих потоков самоиндукции:

$$\frac{1}{2} L_1 i_1'^2 + \frac{1}{2} L_2 i'^2_2 = \frac{1}{4} L_1 i_1^2,$$

что представляет собою одну четверть первоначальной величины $T_e$.

Мы видим, таким образом, что в рассмотренных случаях сверхпроводящих цепей в связи с движениями, вызываемыми электромагнитной силой, происходит изменение сил токов и уменьшение электрокинетической энергии системы. В то же время все проис-



ходит в полном соответствии с основными законами электродинамики. Противоречий с ними по существу никаких нет.

Случай двух сверхпроводящих контуров (при отсутствии внешнего источника энергии) интересен в том отношении, что кажущаяся „противоречивость" получающихся в этом случае соотношений, с точки зрения ненадлежаще понимаемых классических законов электродинамики, т. е. уменьшение — вместо обычного увеличения— электрокинетической энергии системы в результате движения, привела американского инженера К. Геринга к заключению о необходимости пересмотра этих законов и замены их новыми, якобы более универсальными. Статьи К. Геринга по этому вопросу вызвали в свое время оживленную полемику на страницах специальных журналов. В результате выяснилось, как того и следовало ожидать, что максвеллова электродинамика, если только правильно

пользоваться ее выводами, вполне охватывает все возможные случаи проявления электромагнитных сил.

Основная ошибка Геринга заключалась в том, что он сделал совершенно неправильный вывод из законов электродинамики. Именно, он предположил, что всегда и при всяких условиях должно иметь место реальное увеличение электрокинетической энергии. Все сказанное выше делает совершенно ясным ошибочность такого заключения.

***[1]) С исчерпывающей полнотой этот вопрос разобран в работе Е. А. Чернышевой и Е. Я. Семичева—„К вопросу о пересмотре некоторых основных законов электродинамики", напечатанной в журнале .Телеграфия и Телефония без проводов", 1927, № 40, стр. 71.***

**§ 110. Случай контура с током во внешней магнитном поле.**

Рассмотрим еще один пример, именно, движение контура во внешнем постоянном магнитной поле. Допустим, для простоты, что это поле создается постоянным магнитом *NS* (рисунки 167, 168, 169), а контур представляет собою помещенный между полюсами этого магнита жесткий кольцеобразный проводник, постоянный ток в котором может поддерживаться некоторым внешним источником.

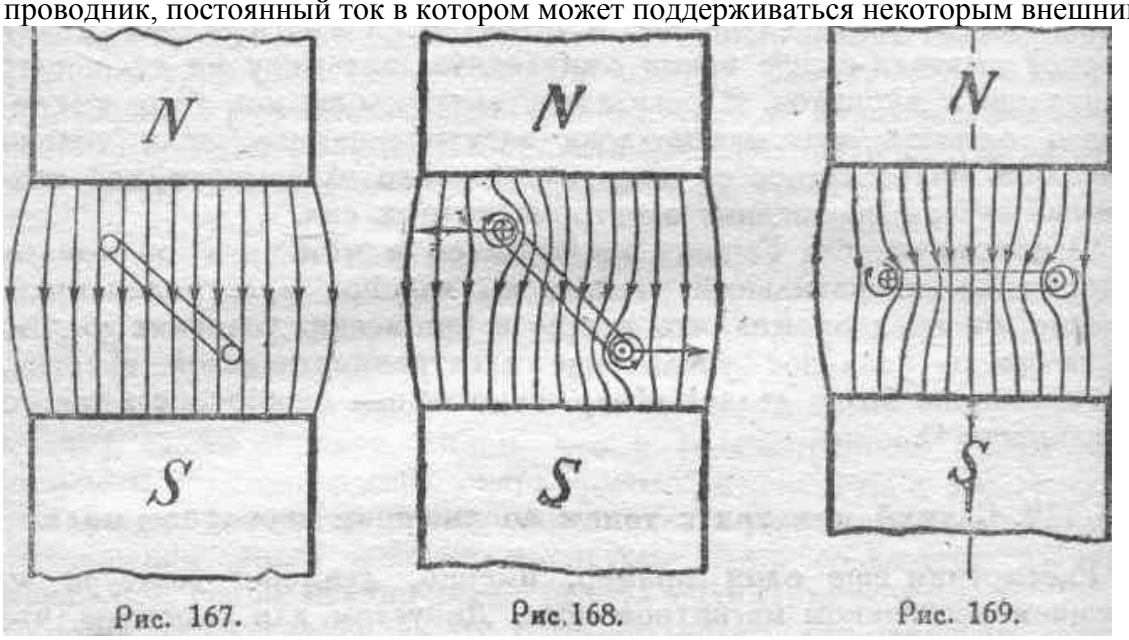



Рис. 167. Рис. 168. Рис. 169.

Предположим, что в первый момент тока в контуре нет и контур расположен так, как указано на рисунке 167. При прохождении по контуру электрического тока поле постоянного магнита исказится под действием магнитного поля тока. Картина последовательных стадий процесса преобразования поля в результате взаимодействия поля тока с полем постоянного магнита была подробно разобрана *я* главе 1. Рисунок 168 дает схематическое изображение окончательной картины поля, если проводник не может двигаться. Если же предоставить контуру свободу *движения,* то, как непосредственно видно из рис. 168, тяжение и боковой распор магнитных линий создадут вращающую пару, приложенную к контуру и стремящуюся повернуть его в данном частном случае в направлении, обратном направлению вращения часовой стрелки. В результате действия подобной электромагнитной пары сил контур займет положение,



указанное на рисунке 169. Это положение является положением устойчивого равновесия.

Таким образом, в результате движения внешний поток, охватываемый контуром, увеличивается до наибольшей возможной величины, что и соответствует приведенной выше (см. § 107) формулировке, согласно которой всякий контур стремится охватить наибольший внешний для него поток. Увеличение внешнего потока, сцепляющегося с данным контуром, равносильно увеличению коэффициентов взаимной индукции этого контура и всех элементарных внутриатомных

электрических цепей магнита. Но мы знаем, что полная электрокинетическая энергия рассматриваемой системы состоящей из подвижного контура с током и магнита, выразится следующим образом (см. § 106):

$$T_e = \frac{1}{2}\,{}_1L_1 i_1^2 + i_1 \Sigma M_{1n} i_n + \frac{1}{2}\Sigma L_n i_n^2 + \Sigma M_{nn} i_n i_n .$$

Внешний поток, т. в. поток взаимной индукции, сцепляющийся с данным контуром, будет:

$$\Sigma M_{1n} i_n .$$

Возрастание этого потока, следовательно, влечет за собою, при условии $i_1$=const, увеличение той части электрокинетической энергии, которая определяется потоком взаимной индукции, т. е.

$$i_1 \Sigma M_{1n} i_n .$$

Таким образом, и в рассмотренной системе имеет место увеличение электрокинетической энергии, если сила тока в контуре поддерживается постоянной с помощью внешнего источника энергии.

386

**§ 111. Основная роль бокового распора и продольного тяжения магнитных линий.**

Из рассмотренных нами примеров ясно, что все приведенные выше формулировки закона движений в электродинамической системе по существу являются именно лишь различными формулировками *одного и того же закона,* являющегося интегральным выражением тех механических свойств (бокового распора и продольного тяжения), которыми обладают магнитные линии и которые с фарадеевской точки зрения являются единственный реальным источником всех обнаруживаемых в электродинамических системах механических сил электромагнитного происхождения и вызываемых ими движений. В зависимости от особенностей электродинамической системы, с которой мы имеем дело в каждом частном случае, оказывается практически более удобной та или иная формулировка: если мы имеем дело с *выпуклым* единичным контуром, т. е. с таким контуром, кривизна которого везде одного знака, проще всего говорить о стремлении его к увеличению охватываемой им площади; если контур расположен во внешнем магнитном поле,— наиболее удобна формулировка, гласящая о стремлении к охвату наибольшего внешнего потока. Именно, эта формулировка часто находит себе применение при рассмотрении электродинамических взаимодействий в электрических машинах, так как всякая электрическая машина представляет собою более или менее сложную систему контуров (витков), расположенных во внешнем для них магнитном поле основного потока.

**§ 112. Случай прямолинейного проводника во внешнем магнитном поле.**

Однако, иногда применяется и другой подход к анализу и расчету сил, действующих в электромагнитных механизмах. Именно, иногда исходят из рассмотрения сил действующих на *отдельный* участок проводника, несущего ток и расположенного во внешнем магнитном поле. Ниже (§ 117) будет дана зависимость, позволяющая рассчитывать силу, действию которой подвергается каждый элемент длины такого проводника. Здесь же мы отметим лишь, что случай „одного проводника" (схематический рис. 170) нисколько не отличается по существу явления от рассмотренных выше случаев одного или нескольких контуров, так как проводник, несущий ток, всегда является лишь частью некоторого контура, некоторой замкнутой электрической цепи. Стало быть, и к этому случаю все указанные выше формулировки полностью приложимы, т. е. электромагнитная сила и в этом случае определяется из основного соотношения (119):

$$f = \frac{\partial T_e}{\partial g} .$$

Случай проводника с током, расположенного в поле постоянного магнита, не отличается принципиально от случая, когда два

387

проводника расположены один в поле другого или когда „магнитный полюс" помещен в поле тока Следовательно, и явление взаимодействия токов, или явление действия тока на “магнитную массу" m и тому подобные взаимодействия, также вполне охватывается приведенными выше формулировками. Мы и в праве поэтому утверждать, что качественные и количественные соотношения, известные под именем правила Ампера, закона Био-Савара и т. д. которыми иногда характеризуются эти явления, является следствиями того основного соотношения, которое дано Максвеллом для электромагнитной силы. Короче говоря, электромагнитная сила, определяемая наиболее общим выражением

$f=\partial T_e/\partial g$

есть основная механическая сила, проявление которой наблюдается во всех случаях электромагнитных взаимодействий.

Воспользуемся примером, представленным на рисунке 170, для внесения большей отчетливости в понимание формулировки, говорящей о стремлении к охвату наибольшего внешнего потока.

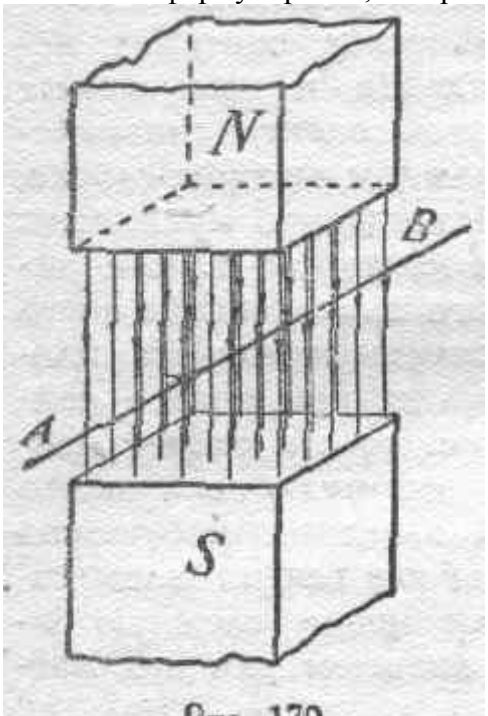


Рис. 170.

Проводник *AB,* помещенный во внешнее поле и несущий ток (направление поля и тока показано на рисунке 170 стрелками), будет подвержен действию силы, направление которой, в данном случае — влево, определяется только взаимной ориентировкой поля и тока и не зависит от того, как расположен контур, частью которого является проводник *AB.* Между тем, с точки зрения формулировки, говорящей об охватываемом внешнем потоке, получается кажущееся противоречие. Если контуром, часть которого составляет ароводник *AB.* является контур *ABC* (рис. 171), то при движении проводника *AB* влево, внешний поток, охватываемый контуром, увеличивается.

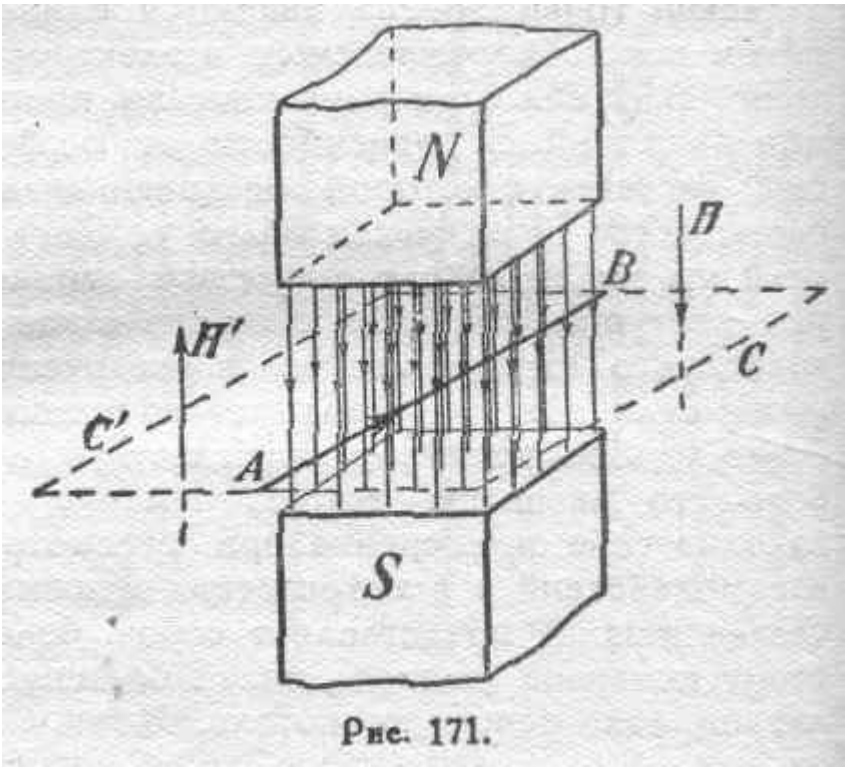


Рис. 171.

Если же таким контуром служит контур *ABC,* то дви-



жение проводника *AB* влево дает, как будто, уменьшение внешнего потока, охватываемого контуром Кажущееся противоречие разъясняется, если мы примем во внимание направление собственного поля каждого контура. Для контура *ABC* это направление (*H*) совпадает с направлением внешнего потока; собственное же поле контура *ABC'* (*H'*) противоположно направлению внешнего потока. Согласно основному условию, мы должны называть положительным (или пронизывающим контур с положительной стороны) внешний поток, совпадающий по направлению с собственным полем контура, и отрицательным (пронизывающим с отрицательной, стороны)— внешний поток обратного направления, „Увеличение потока" необходимо понимать алгебраически: уменьшение отрицательного потока равносильно увеличению положительного. В таком случае никакого противоречия основной формулировке никогда не может быть. Во всяком случае во избежание каких бы то нибыло недоразумений, можно представить соответствующую формулировку в таком виде: *всякий контур с током, помещенный во внешнее магнитное поле, стремится переместиться таким образом, чтобы внешний поток, пронизывающий его с положительной стороны, был наибольшим.*

**§ 113. Электромагнитные взаимодействия в асинхронном двигателе.**

При совершенной справедливости формулировки, говорящей о стремлении всякого контура с током охватить наибольший внешний поток, интересно отметить, что в некоторых практических случаях это стремление, по существу явления, не может быть полностью удовлетворено. Классическим примером этого рода служит возникновение вращающего момента в асинхронном двигателе. Здесь электромагнитное взаимодействие имеет место между вращающимся полем статора и токами, индуктируемыми этим полем в обмотке (или теле) ротора. Для того, чтобы поле статора могло индуктировать ток в обмотке ротора, необходимо, чтобы проводники последней пересекались линиями вращающегося поля, что, очевидно, может иметь место только в том случае, если ротор вращается медленнее, чем поле статора, т. е. если имеет место так называемое скольжение. При наличии такого скольжения, т. е. при наличии индуктированного тока в каждом контуре обмотки ротора, этот контур стремится охватить наибольший внешний поток,— в данном случае наибольшее число магнитных линий вращающегося поля. В результате ротор двигателя вращается, стремясь

„догнать" вращающееся поле, т. е. получить ту же скорость вращения. Но как только такая, так называемая синхронная, скорость будет достигнута, что мыслимо лишь в идеальном случае отсутствия всяких механических сопротивлений, тотчас же прекратится пересечение полем статора обмотки ротора, т. е. прекратится всякое электромагнитное взаимодействие между обмотками ротора и статора, Таким образом, осуществление стремления к охвату наибольшего



потока приводит к исчезновению самой причины этого „стремления"— электромагнитной силы. По мере увеличения охватываемого потока, по мере приближения к моменту наибольшего охвата, эта сила уменьшается, ассимптотически приближаясь к нулю. Это, конечно, вполне естественно, так как в рассматриваемом предельном идеальном случае „стремление" будет удовлетворено. Практически же, благодаря наличию механических сопротивлений, ротор асинхронного двигателя никогда не может „догнать" вращающееся поле, т. е. контуры его обмотки никогда не могут охватить, наибольшего возможного потока.

**§ 114. Величина и направление электромагнитной силы в случае одного контура с током.**

Рассмотрев физическую природу явления возникновения движений в электродинамической системе, обратимся к определению величины и направления электромагнитной силы в различных частных случаях.

Напомним еще раз основное выражение (72), определяющее электромагнитную силу:

$$f=\frac{\partial T_e}{\partial g}.$$

Для составления этого выражения, т.е. для определения величины и знака электромагнитной силы, необходимо прежде всего составить выражение для электрокинетической энергии.

В общем случае:

$$T_e=\frac{1}{2}\Sigma L_k i_k^2+\Sigma M_{ku} i_k i_u.$$

В частных случаях систем, состоящих из немногих контуров, выражение $T_e$ значительно проще.

Сделаем здесь прежде всего одно общее замечание относительно направления электромагнитной силы. Из выражений для электрокинетической энергии и, следовательно, электромагнитной силы, непосредственно следует, что направление последней не изменится, если направления токов во всех составляющих систему контурах изменить на обратные: все члены выражения $T_e$ второй степени относительно сил токов; таковы же, очевидно, и члены выражения/, так как последнее получается из первого посредством частного дифференцирования по геометрической координате. Примером, иллюстрирующим это положение, может служить двигатель постоянного тока: при одновременном изменении направления тока как в якоре, так и в обмотке возбуждения двигателя, направление его вращения останется неизменным.

Обратимся к первому из рассмотренных выше случаев, именно к силам, действующим на уединенный контур с током, находящийся



в своем собственном магнитном поле. Электрокинетическая энергия такого контура выражается так:

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

В данном случае электромагнитная сила представится в следующем виде:

$$f=\frac{\partial T_e}{\partial g}=\frac{1}{2}i^2\frac{dL}{dg}, \qquad (123)$$

иными словами, положительное направление электромагнитной силы соответствует движению в таком направлении, в котором коэффициент самоиндукции контура увеличивается. В случае

плоского кольцеобразного контура (рис. 172), одним из возможных направлений движения, при котором будет иметь место изменение коэффициента самоиндукции, является направление радиуса кольца *r*.

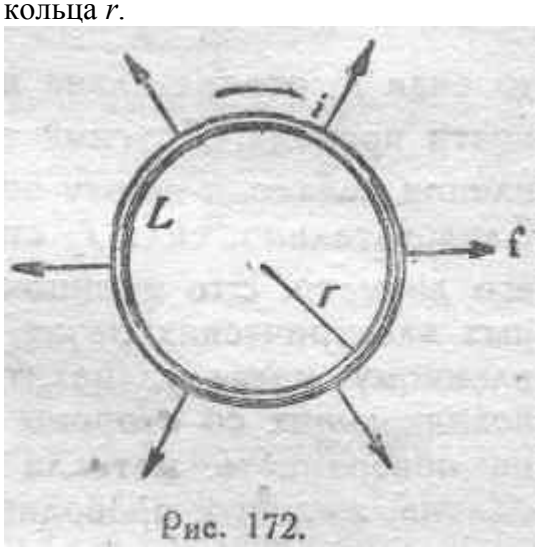


Рис. 172.

Таким образом, в этом случае:

$$f = \frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dr}, \qquad (124)$$

т. е. будет иметь место равномерное давление по окружности кольца, направленное изнутри наружу в сторону внешней нормали. При этом следует обратить внимание на то обстоятельство, что сила *в* рассматриваемом случае кругового контура есть некоторая

„обобщенная сила″ — полное давление на контур изнутри наружу. Механическую силу, отнесенную к единице длины контура, мы получим, разделив *f* на длину этого контура, т.е.

$$f_1 = \frac{f}{2\pi r} = \frac{1}{4\pi r} i^2 \frac{dL}{dr}.$$

Выведем еще выражение для работы, совершаемое силою / в случае эластичного контура. Из соотношения (124) получаем элементарную работу:

$$dA = f dr = \frac{1}{2} i^2 dL = \frac{1}{2} i d\Phi,$$

т. е. элементарная работа полной электромагнитной силы равна в данном случае (одной цепи) половине произведения силы тока на приращение потока. Интересно отметить строение последнего выражения: $^1/_2 i$ есть не что иное, как энергия, отнесенная к одной магнитной линии (§ 21), $d\Phi$ — приращение числа магнитных линий, пронизывающих контур. Таким образом, выражение $^1/_2 i d\Phi$ совершенно отчетливо выражает приращение электрокинетической энергии данного контура, как приращение энергии магнитного потока самоиндукции.



В случае проводящего контура, изображенного на рисунке 172, имеет место проявление еще и другой электромагнитной силы, обусловленной тем обстоятельством, что коэффициент самоиндукции контура при сохранении его среднего диаметра может увеличиваться в связи с уменьшением толщины провода, из которого состоит контур. Принимая в этом случае за независимую координату объем провода *v,* на основании уравнения (123) можем написать:

$$f_p = \frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dv}.$$

Так как очевидно, что:

$$\frac{dL}{dv} < 0,$$

то сила $f_p$ отрицательна в отношении внешней нормали к поверхности провода. Другими словами, эффект силы $f_p$ состоит в появлении давления на эту поверхность в направлении снаружи внутрь. Следовательно, сила $f_p$ стремится уменьшить объем провода, т. е. его диаметр. Это именно и наблюдается на практике в индукционных электрических печах, в которых сильный ток идет по расплавленному металлу, налитому в кольцевой желоб. В результате возникающих со стороны потока самоиндукции сильных давлений на поверхность металла иногда происходит в некотором месте сжатие жидкого проводника, доходящее до предела, т. е. до разрыва цепи. К. Геринг назвал это явление *пинчэффектом:*

В рассмотренном выше примере увеличения коэффициента самоиндукции контура под действием растягивающей контур (см. рис. 172) электромагнитной силы, это увеличение сопровождается увеличением площади контура. То же самое имеет место, как указано было раньше, в случае всякого контура, кривизна которого одного знака во всех частях. Поэтому экспериментальная иллюстрация действия электромагнитной силы в случае единственного контура проще всего осуществляется именно на контурах одного знака кривизны, где характер наблюдаемого изменения площади, охватываемой контуром, вполне соответствует характеру изменения коэффициента самоиндукции. Классическим опытом этого рода является известный *опыт Ампера,* состоящий в следующем.

Два заполненных ртутью корытца *aa* и *bb* включаются в цепь и соединяются проводящим мостиком *AB,* плавающим по ртути, как показано на рисунке 173.

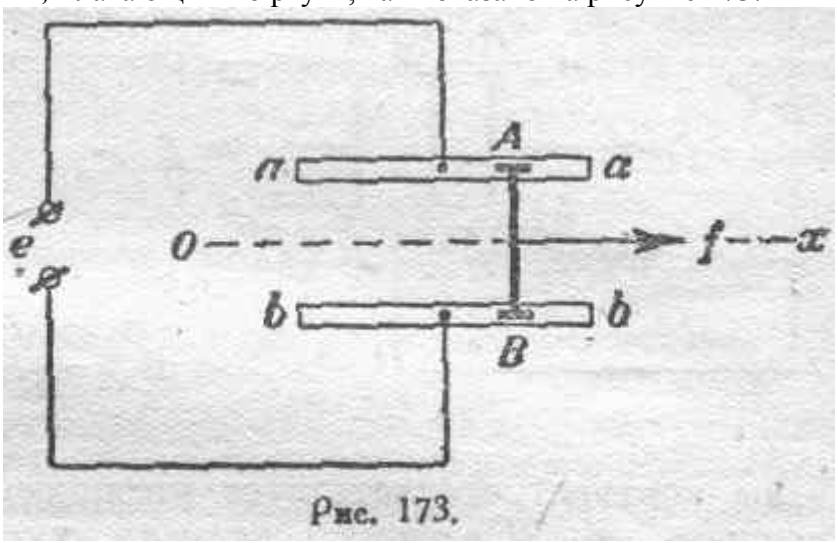


Рис. 173.

При включении тока мостик под действием электромагнитной силы *f* движется вправо, что приводит к увеличению охватываемой контуром площади. Такое направление электромагнитной силы вполне соответствует, как это видно из конфигурации контура, увеличению его коэффициента самоиндукции. Предполагая в данном случае весь контур жестким, и подвижной— только часть *AB,* мы должны при вычислении электромагнитной



силы воспользоваться геометрической координатой в соответствии с наличной степенью свободы движения, т. *е.* перемещением, параллельным направляющим мостика. Обозначая эту координату через *x к* считая *X* положительным в направлении от 0 к *x*, имеем для величины электромагнитной силы в данном случае:

$$f = \frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dx}.$$

Не следует, однако, думать, что единственно возможное движение мостика в рассматриваемом опыте есть движение направо. Если за исходное положение мостика принять положение *A'B'* (рис. 174), то конфигурация контура тока, которая получится при таком исходном положении мостика, не дает нам права утверждать, что увеличение коэффициента самоиндукции *L* будет соответствовать увеличению охватываемой контуром площади.

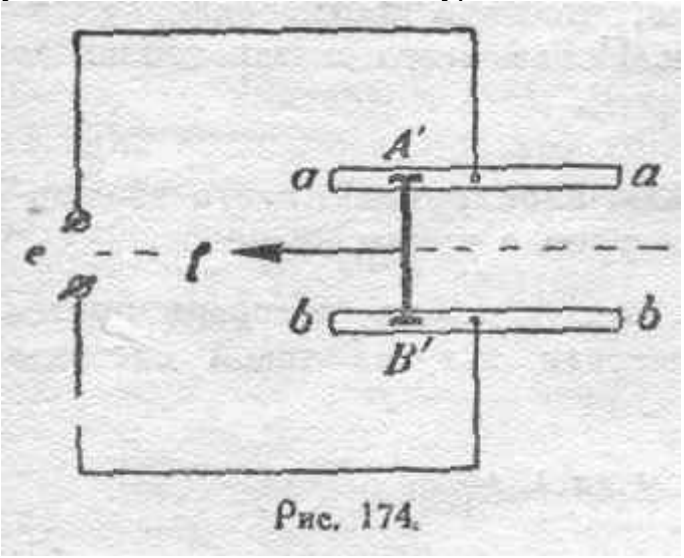


Рис. 174.

Детальное рассмотрение физической картины явления и теоретический анализ показывают, в этом случае, когда кривизна контура не везде одного знака, что увеличение коэффициента самоиндукции *L* (вместе с тем, конечно, и увеличение охватываемого контуром потока, а также и электрокинетической энергии контура) будет иметь место при движении - мостика *налево,* т. е. при явном *уменьшении* охватываемой контуром площади. Кажущаяся противоречивость такого результата разъясняется на основе приведенного выше общего рассмотрения физической природы явления электромагнитной силы. В частности для данного случая, можно сказать следующее: наибольшей плотностью *(B)* магнитный поток обладает в непосредственной близости к проводнику; следовательно, увеличение периметра контура, являющееся результатом движения мостика — в этом случае — налево может в случае достаточного удаления прочих частей цепи от корытец повлечь за собой увеличение связанного с контуром потока самоиндукции, которое с избытком компенсирует уменьшение потока, являющееся следствием уменьшения площади контура. Так как и при движении мостика направо, в случае рисунка 173, и при движении его налево, в случае рисунка 174, коэффициент



самоиндукции контура увеличивается, то можно найти некоторое среднее положение мостика $A_0B_0$ (рис. 175), при котором контур будет обладать наименьшим коэффициентом самоиндукции.

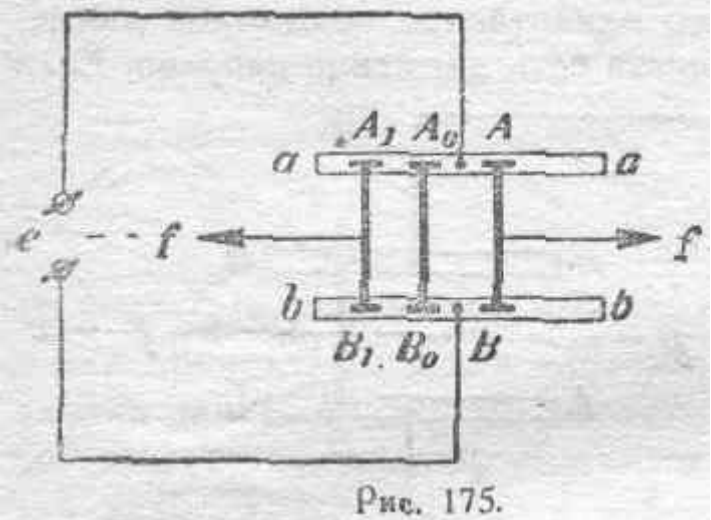


Рис. 175.

Если это положение мостика взять за исходное, то движение его в ту или другую сторону будет зависеть от случайного начального импульса.

Рассмотренный вариант опыта Ампера, дающий уменьшение площади контура (движение мостика налево, рис. 174), был впервые поставлен уже упомянутым выше американским инженером К. Герингом и привел его к ошибочному заключению о неправильности и неуниверсальности закона движений в электродинамической системе, сформулированного Максвеллом. Именно, полагая, что увеличение коэффициента самоиндукции всегда (независимо от кривизны контура) соответствует увеличению площади, охватываемой контуром, К. Геринг, получив уменьшение площади в результате опыта, сделал неправильное заключение, что в некоторых частных случаях движений под влиянием электромагнитной силы, поток, связанный с контуром, а стало быть и коэффициент самоиндукции контура, может уменьшаться, что явно противоречит классическим законам электродинамики. После всего сказанного выше ясна ошибочность такого заключения.

***[1]) Подробный разбор утверждений , К. Геринга и описание опытов, выясняющих их ошибочность, заключаются в упомянутой выше статье Е. А. Чернышевой и Е. Я. Семичева (см. примечание к § 109).***

***[1]) Pinch — по-английски означает „ущемление".***

**§ 115. Величина и направление силы электромагнитного взаимодействия двух контуров с током.**

Рассмотрим теперь случай двух контуров, по которым протекают токи $i_1$ и $i_2$. Электрокинетическая анергия такой системы определяется выражением:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + M i_1 i_2.$$

Допустим, что $x$ есть геометрическая координата, от которой зависит форма и взаимное расположение контуров. Электромагнитная сила, стремящаяся изменить $x$, будет:

$$f = \frac{\partial T_e}{\partial x} = \frac{1}{2} i_1^2 \frac{dL_1}{dx} + \frac{1}{2} i_2^2 \frac{dL_2}{dx} + i_1 i_2 \frac{dM}{dx}.$$



Если движение системы, соответствующее изменению переменной $x$ таково, что каждый из контуров движется, как твердое тело, то $L_1$ и $L_2$ будут независимы от $x$, к выражение для электромагнитной силы, могущей изменить координату $X$, приведется к форме:

$$f = i_1 i_2 \frac{dM}{dx}. \qquad (125)$$

Выражение (125) дает возможность непосредственно определить величину и направление электромагнитной силы взаимодействия двух контуров: направление силы соответствует такому направлению движения, в котором поток взаимной индукции $Mi_1$ или $Mi_2$ увеличивается. Действительно, если токи одного направления (см. рис. 165), то будем иметь:

$$i_1 i_2 > 0.$$

Если далее, $x$ есть расстояние между контурами, то можем написать:

$$\frac{dM}{dx} < 0,$$

так как при увеличении расстояния между контурами коэффициент взаимной индукции $M$ уменьшается. Следовательно, в случае токов одинаково направленных:

$$f = i_1 i_2 \frac{dM}{dx} < 0,$$

т. е. сила направлена в отрицательную сторону, именно в сторону уменьшения взятой нами координаты — расстояния между контурами. Стало быть, контуры в этом случае сближаются, и поток взаимной индукции возрастает. Все это соответствует рассмотренной выше физической картине явления: магнитные линии, общие для обоих контуров, сокращаются и сближают контуры.

Если же токи в контурах противоположного направления (см. рис. 166), то произведению $i_1 i_2$ мы должны приписать знак минус:

$$i_1 i_2 < 0.$$

Следовательно, и направление силы в этом случае будет обратное предыдущему случаю:

$$f = i_1 i_2 \frac{dM}{dx} > 0.$$

Таким образом, в случае противоположно направленных токов, сила взаимодействия направлена в сторону увеличения координаты $x$, т. е. в этом случае будет иметь место взаимное отталкивание контуров, сопровождаемое опять же „увеличением" потока взаимной индукции (увеличение здесь надо понимать как уменьшение по абсолютной величине потока, отрицательного по знаку). Физическую природу отталкивания уясняет рисунок 166. Потоки обоих контуров,



в промежутке между проводами оказываются в этом случае одного направления. В силу бокового распора магнитных линий, контуры стремятся удалиться один от другого.

Что касается работы электромагнитной силы, то принимая во внимание соотношения:

$$i_2 dM = d\Phi_{1m},$$
$$i_1 dM = d\Phi_{2m},$$

для элементарной работы имеем:

$$dA = f dx = i_1 d\Phi_{1m} = i_2 d\Phi_{2m}.$$

При этом в обоих случаях будет:

$dA>0$, так как для случая притяжения:

$$f < 0 \text{ и } dx < 0,$$

а для случая отталкивания:

$$f > 0 \text{ и } dx > 0.$$

**§ 116. Случай электромагнитного взаимодействия любого числа контуров с током.**

Обратимся к общему случаю системы, состоящей из произвольного числа контуров. Электрокинетическая энергия системы равна:

$$T_e = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + \cdots + M_{12} i_1 i_2 + M_{13} i_1 i_3 \cdots$$

Будем изучать силу, действующую, например, на первый контур, вследствие присутствия всех остальных. Тогда внешняя электромагнитная сила, действующая на первый контур в избранном направлении $0X$, т. е. составляющая результирующей силы взаимодействия между первым контуром и всеми остальными, определится выражением:

$$f_1 = i_1 \frac{d\Sigma M_{1k} I_k}{dx}. \qquad (126)$$

В зависимости от выбора того или иного направления за ось координат, получим ту или иную составляющую электромагнитной силы. Наибольшее возможное значение этой составляющей мы получим, если за ось $x$-ов изберем направление равнодействующей. В этом случае выражение (126) определит собою полную величину электромагнитной силы.

Так как величина:

$$\Sigma M_{1k} i_k$$



есть не что иное, как поток взаимной индукции, сцепляющийся с первым контуром и создаваемый всеми остальными контурами ($\Phi_{1m}$), то можем написать:

$$f_1 = i_1 \frac{d\Phi_{1m}}{dx}. \qquad (127)$$

Совершенно ясно, что физическая картина явления не зависит от того, каково происхождение потока $\Phi_{1m}$. Таким образом, формула 127 пригодна и в том случае, когда поток $\Phi_{1m}$ есть, например, поток постоянного магнита, т. е. она дает, как было уже указано, наиболее общее выражение для внешней электромагнитной силы, действующей на данный проводник. Элементарная работа электромагнитной силы в этом случае выражается вполне аналогично предыдущим случаям:

$$dA = f_1 dx = i_1 d\Phi_{1m},$$

т. е. она равна произведению силы тока в первом контуре на приращение охватываемого им внешнего потока, т. е. потока взаимной индукции.

Мы рассматривали электромагнитную силу, действующую на первый контур. Совершенно очевидно, что выражения для сил, приложенных к любому другому контуру системы, будут вполне аналогичны.

**§ 117. Электромагнитная сила, действующая на участок проводника с током, расположенный во внешней магнитном поле.**

В тех случаях, когда вычисление внешнего потока, связанного с данным контуром, а следовательно, и определение приращения этого потока, оказывается затруднительным, удобнее пользоваться

выражением, позволяющим определить электромагнитную силу, действующую не на контур в целом, а на каждый элемент составляющего этот контур проводника. Обратимся к выводу этот выражения.
Рассмотрим элемент *dl* некоторого проводника, составляющего часть какого-то контура (какого именно, нам безразлично), несущего ток *i* и расположенного во внешнем магнитном поле (рис. 176).

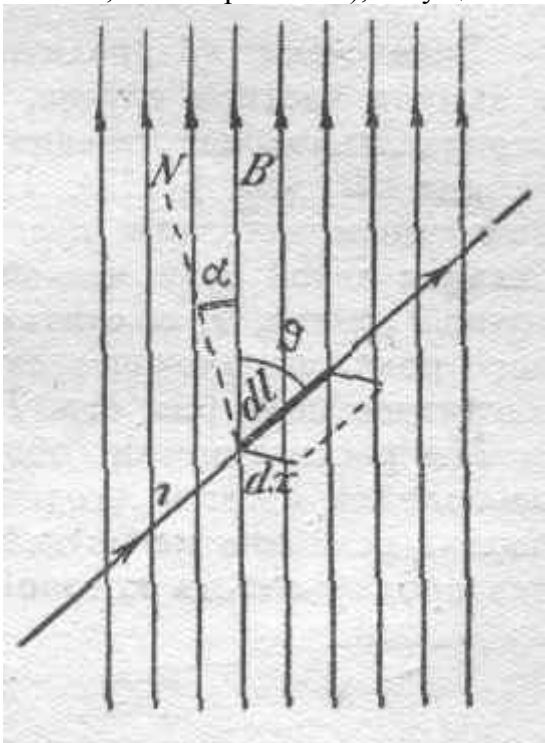


Рис. 176.

Пусть вектор магнитной индукции *B* в этом поле составляет с элементом проводника *dl* угол θ. Рассмотрим приращение потока, охватываемого контуром, при перемещении элемента *dl* этого контура на *dx.* Будем рассматривать перемещение *dx* в направлении пер-
397

пендикулярном к плоскости, заключающей в себе *B* и с/, так как в этом случае поток получает наибольшее приращение и, следовательно, составляющая силы в этом направлении будет наибольшая, т. е. это и будет направление интересующей нас электромагнитной силы. Искомое приращение потока равно величине площадки *dldx,* помноженной на составляющую *B* в направлении нормали *N* к этой площадке, т. е.

$$d\Phi = B\cos\alpha\, dl\, dx,$$

где α — угол между *B* и *N,* или:

$$d\Phi = B\sin\vartheta\, dl\, dx,$$

так как

$$\cos\alpha = \sin\vartheta.$$

Следовательно, величина элементарной электромагнитной силы, *d/,* действующей на бесконечно малый участок проводника *dl*, определится выражением

$$df = i\frac{d\Phi}{dx} = i\frac{B\sin\vartheta\, dl\, dx}{dx} = Bi\sin\vartheta dl. \qquad (128)$$

Знак силы *df* аналитически можно определить, устанавливая в каждом частном случае, составляет ли *dФ* положительное или отрицательное приращение внешнего потока для контура, в который входит *dl* (см. § 112). Практически удобнее пользоваться известным мнемоническим правилом, так называемым правилом трех пальцев левой руки, или же просто руководствоваться фарадеевской

точкой зрения, т. е. считаться с формой результирующего магнитного поля, получающегося от наложения поля тока на внешнее магнитное поле (см. стр. 71).

Мы рассматривали общий случай, когда элемент проводника расположен в какой угодно среде, и поэтому в формулу для *df* входит величина магнитной индукции *B*. В случае пустоты, магнитная проницаемость которой $\mu_0$ равна единице, можно написать:

$$df = \mu_0 Hi \sin\vartheta \, dl. \qquad (129)$$

Для определения электромагнитной силы *f*, действующей не на элемент *dl* проводника, а на конечный его участок, следует проинтегрировать выражение (128) в соответствующих пределах:

$$f = \int_0^l Bi \sin\vartheta \, dl.$$

Для интегрирования, вообще говоря, необходимо знание закона изменения *B* по длине проводника. *В частном случае однородного поля* и *прямолинейного проводника,* обобщенная электромагнитная сила *f* получает характер обычной механической силы, действующей

398

в определенном направлении, и по величине выражается следующим образом:

$$f = Bli \sin\vartheta. \qquad (130)$$

Если проводник перпендикулярен внешнему полю, имеем:

$\sin\theta=1$

и, следовательно,

$f=Bli.$ (131)

В случае пустоты (или приближенно в случае воздуха) можно написать:

$$f = \mu_0 Hli. \qquad (132)$$

Все эти выражения хорошо знакомы из физики и часто применяются для определения сил, приложенных к элементам обмотки в электрических машинах и во всех аналогичных электромагнитных. механизмах.

399

## ГЛАВА VIII. Движение электромагнитной анергии.

### § 118. Электромагнитное поле.

В главе III (§ 45) было уже указано, что явления электрического поля и явления магнитного поля ни в коем случае не следует рассматривать как совершенно самостоятельные совокупности явлений. Мы имеем в этих внешне, казалось бы, столь обособленных категориях явлений лишь две стороны одного, единого в своей сущности, процесса, который происходит в так называемом *электромагнитном поле,* В зависимости от условий, в которых развивается этот процесс, мы иногда воспринимаем более отчетливо ту или иную форму его проявления. Может даже иметь место такой случай, что в данной точке пространства, в данном элементе объема мы, имеющимися в нашем распоряжении средствами, можем совершенно не обнаружить признаков существования одной из форм проявления электромагнитного поля одновременно с другой. Так, может оказаться, что в данной точке пространства обнаруживается только магнитное поле или только электрическое поле. Внимательное обследование наблюдаемых явлений приводит нас, однако, неизбежно к заключению, что они всегда теснейшим образом связаны с основным *электромагнитным процессом,* который имеет место в какой-либо части рассматриваемой системы и в котором сосуществуют электрическое и магнитное поля (см. §§ 45 и 57).

Это одновременное существование в данной части пространства электрического и магнитного полей, как основной признак электромагнитного поля, не следует, однако, понимать в смысле простого наложения друг на друга этих двух полей: создав, например, в одном и том же объеме, с одной стороны, магнитное поле с помощью постоянного магнита, с другой стороны — электрическое поле, например, от заряженного шара, и как угодно ориентировав их относительно друг друга, мы не получим электромагнитного поля в результате такого наложения электрического и магнитного полей. Одновременное существование электрического и магнитного полей



будет тут чисто случайным фактом: величины электрической силы и магнитной силы *(E* и *H)* совершенно не зависят друг от друга и могут быть произвольно заданы.

Совершенно другую картину представляет собою, например, поле в пространстве, окружающем два провода линии передачи энергии (прямой и обратный). Здесь легко обнаружить и электрическое поле (напряжение между проводами), и магнитное поле (ток в проводе). Но мы знаем, что в этом случае электрическое напряжение и сила тока (а следовательно и *E* и *H)* — величины, связанные известною зависимостью; больше того, они являются в некоторой, по крайней мере, части двумя проявлениями одного единого процесса — процесса передачи электромагнитной энергии. В соответствии с этим, в данном случае можно с полным правом сказать, что поле, окружающее провода, вдоль которых передается энергия, есть электромагнитное поле, а наблюдаемые при этом поля — электрическое и магнитное — представляют собою две взаимно связанные и, хотя бы в некоторой части, необходимо друг друга сопровождающие стороны основного электромагнитного процесса.

Все сказанное резюмируется тем определением электромагнитного поля, которое дано в главе III (см. § 45). Повторим его:

*Электромагнитным полем называется пространство, в котором одновременно обнаруживаются электрическое и магнитное поля, как необходимо сопровождающие друг друга проявления единого процесса,*

Помимо указанных „одновременности" и „взаимной связанности" электрического и магнитного полей, как двух сторон электромагнитного поля, это последнее обладает еще одним чрезвычайно важным свойством. В предыдущих главах было уже достаточно сказано о кинетической природе магнитного поля. Но в случае магнитного поля эта природа его обнаруживается лишь косвенно, в таких, например, свойствах магнитного поля как инерция магнитного потока, магнитное вращение плоскости поляризации светового луча и другие признаки, свидетельствующие, что состояние среды, называемое нами магнитным полем, есть состояние какого-то движения. Однако, внешне, как таковое, это движение ничем не обнаруживается; внешне явление магнитного поля не обнаруживает ничего, что мешало бы *формальному* рассмотрению его как какого-то статического состояния (что и принимается еще до сих пор некоторыми физиками).

Иначе обстоит дело в случае электромагнитного поля. В этом случае, как мы увидим ниже, совершенно явственно обнаруживается некоторое движение. Здесь имеет место непрерывное развитие и распространение в пространстве того процесса, который мы называем электромагнитным полем. Мы не можем создать электромагнитного поля, т. е. одновременно существующих и взаимно органически связанных электрического и магнитного полей, без того,



чтобы это состояние среды не начало немедленно так или иначе распространяться в другие части пространства. Таким образом, электромагнитное поле есть процесс, вообще говоря, непрерывно распространяющийся, т. е. процесс, органически же связанный с непрерывным движением энергии — энергии электромагнитного поля. Затратив в данном месте некоторое количество энергии на создание электромагнитного поля, мы немедленно обнаруживаем движение этой превращенной в электромагнитную форму энергии в одном определенном направлении или по всем направлениям в окружающем пространстве — в зависимости от наличных условий. Сказанное иллюстрируется

общеизвестным фактом передачи электромагнитной энергии на расстояние — по проводам или без них. Это свойство электромагнитного поля является основным и, вместе с тем, практически весьма ценным. Изучению основных соотношений, характеризующих распространение электромагнитной энергии и посвящена, главным образом, настоящая глава.

***[1]) См. Maxwell. Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. II §§ 822 и 831 (в отделе — On the hypothesis of Molecular Vortices).***

**§ 119. Основные уравнения электромагнитного поля.**

Обратимся к выводу основных соотношений, характеризующих явления электромагнитного поля. Исходным пунктом этого вывода служат два соотношения, уже известные из предыдущих глав, именно? закон магнитодвижущей силы (10):

$$\oint H \cos\alpha \, dl = 4\pi I$$

и закон электродвижущей силы (45):

$$\oint E \cos\alpha \, dl = -\frac{d\Phi}{dt},$$

где оба интеграла взяты по замкнутым контурам. Отметим, кстати, что написанные соотношения по существу именно и выражают собою взаимную зависимость величин *E* и *H,* о которой мы говорили в предыдущем параграфе. Дальнейшие математические операции имеют целью более отчетливое выявление этой зависимости, а также изучение главнейших результатов, из нее вытекающих.

При обследовании явлений электромагнитного поля будем пользоваться декартовыми координатами. Векторы *E* и *H* будем для каждой точки пространства определять их проекциями на оси координат.

Расположение координатных осей примем, по Максвеллу, соответствующее системе правого винта (штопора). При этом будет соблюдаться основное геометрическое соотношение между направлениями тока и магнитного поля (правило штопора). Для перемещения винта штопора вдоль одной из координатных осей нужно будет вращать его рукоятку в плоскости двух других осей в направлении циклической перестановки букв *x, y, z,* т. е. от предыдущей буквы алфавита к последующей (так как осей три: *OX, OY, OZ,* то буквой, следующей за z, следует считать *x).* Таким образом,



для движения винта штопора вдоль оси *OZ* необходимо рукоятке его сообщить вращение от оси *OX к* оси *OY*; для движения вдоль оси *OX*—вращение От *OY* к *OZ;* для движения вдоль оси *OY*—вращение от *OZ к OX.* Если, следовательно, ось *OX* направлена к востоку и ось *OY*—к северу, то ось *OZ* должна быть направлена вверх. Такому условию удовлетворяет расположение осей, представленное на рисунке 177.

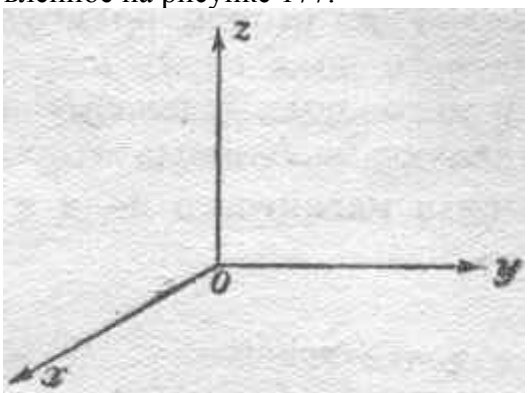



Рис. 177.

Обозначим составляющие векторов: силы электрического поля *E,* силы магнитного поля *H,* магнитной индукции *B* и плотности тока *J,* параллельные трем координатным осям, соответственно через:

$$E_x,\ E_y,\ E_z,$$
$$H_x,\ H_y,\ H_z,$$
$$B_x,\ B_y,\ B_z,$$
$$J_x,\ J_y,\ J_z.$$

Векторы *E, H, B* и *J* в каждой данной точке являются, вообще говоря, функциями координат этой точки и времени, т. е.:

$$E = f_1\ (x,\ y,\ z,\ t),$$
$$H = f_2\ (x,\ y,\ z,\ t),$$
$$B = f_3\ (x,\ y,\ z,\ t),$$
$$J = f_4\ (x,\ y,\ z,\ t).$$

Очевидно, что и составляющие *E, H, B* и *J* по координатным осям являются также функциями *x, y, ,z, t.*

Для получения дифференциальных уравнений, выражающих теорию Максвелла и характеризующих процессы, происходящие в электромагнитом поле, обратимся к упомянутым законам: закону магнитодвижущей силы и закону электродвижущей силы. Рассмотрим в электромагнитном поле какую-нибудь элементарную площадку прямоугольной формы со сторонами *dy* и *dz* (рис. 178).

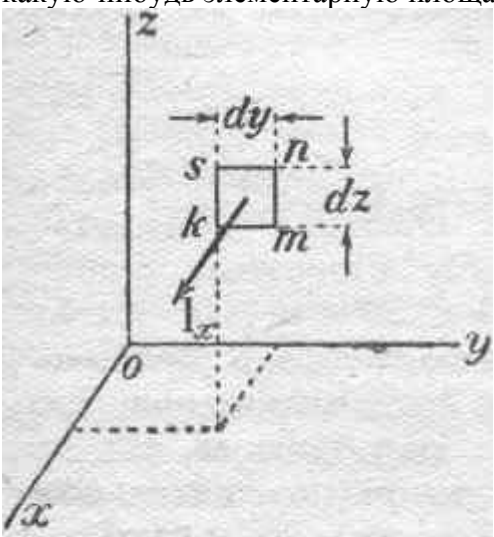


Рис. 178.

Применим к контуру *kmns,* охватывающему ату площадку, закон магнитодвижущей силы (10):

$$\oint H \cos\alpha\, dl = 4\pi I.$$

Обратимся сначала к правой части этого равенства. Составляющую, параллельную оси *OX,* плотности тока *(J),* проходящего через данную площадку, мы обозначили через $J_x$. Стало быть, полный ток через площадку *dydz* будет равен

$J_x dydz.$



Далее остановимся на левой части исходного равенства (10). Найдем сумму произведений:

$H\cos\alpha dl$

по сторонам взятого прямоугольника. Так как стороны прямоугольника *kmns* параллельны осям *OY* и *OZ,* то величина $H\cos\alpha$ Для каждой из сторон прямоугольника равна составляющей силы магнитного поля вдоль оси *OY* или *OZ*. Пусть в точке *k* сила магнитного поля равна *H* и, следовательно, соответствующие составляющие *H* вдоль сторон *km* и *ks* равны *H* и $H_z$. Далее, в точке *m* сила магнитного поля и ее составляющие выразятся по схеме:

$$H+\frac{\partial H}{\partial y}dy,$$

а в точке *s:*

$$H+\frac{\partial H}{\partial z}dz.$$

Тогда произведение $H\cos\alpha dl$ для стороны прямоугольника *km* можно выразить (отбрасывая бесконечно-малые, исключающиеся при обходе контура *kmns,* и пренебрегая бесконечно малыми высших порядков) через составляющую силы магнитного поля вдоль оси O*Y* таким образом:

$H_y dy.$

Для стороны *mn* это произведение окажется равным

$$\left(H_z+\frac{\partial H_z}{\partial y}dy\right)dz.$$

При дальнейшем обходе прямоугольника *kmns* знаки при произведениях $H\cos\alpha dl$ необходимо переменить на обратные, так как приходится итти в направлении, противоположном положительному направлению осей *OY* и *OZ.* Таким образом, для стороны *ns* имеем:

$$-\left(H_y+\frac{\partial H_y}{\partial z}dz\right)dy$$

и, наконец, для стороны *sk*:

$-H_z dz.$

Суммируя эти слагаемые, получим:

$$H_y dy+\left(H_z+\frac{\partial H_z}{\partial y}dy\right)dz-\left(H_y+\frac{\partial H_y}{\partial z}dz\right)dy-H_z dz=4\pi J_x dydz.$$

Раскроем скобки:

$$H_y dy+H_z dz+\frac{\partial H_z}{\partial y}dydz-H_y dy-\frac{\partial H_y}{\partial z}dzdy-H_z dz=4\pi J_x dydz.$$



По сокращении в левой части имеем:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y}dydz-\frac{\partial H_y}{\partial z}dydz=4\pi J_x dydz,$$

откуда получаем окончательно:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y}-\frac{\partial H_y}{\partial z}=4\pi J_x.$$

Совершенно аналогичными рассуждениями получим для некоторой площадки, параллельной плоскости *XOZ,* уравнение:

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = 4\pi J_y$$

и для площадки, параллельной плоскости *XOY,* уравнение:

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 4\pi J_z.$$

Полученные уравнения не выражают еще ничего принципиально нового. Они представляют собою лишь одну из возможных форм (в данном случае дифференциальную) общеизвестного закона, что нет электрического тока без магнитного поля. Представляет интерес такое преобразование полученных уравнений, в результате которого в правой части вместо плотности тока *J* входит сила электрического поля *E.* Для выполнения этого преобразования выразим плотность тока *J* через величину *E.* Так как мы не делали при выводе уравнений никаких оговорок относительно свойств среды, в которой происходит электромагнитный процесс, то можем себе представить, что протекающий по этой среде электрический ток состоит из двух слагаемых: проводникового тока и тока смещения.

Сила проводникового тока равна, согласно закону Ома, электродвижущей силе, деленной на сопротивление. Чтобы определить ЭДС в данном случае, построим на нашей площадке рисунка 178 параллелепипед *dxdydz* (рис. 179).

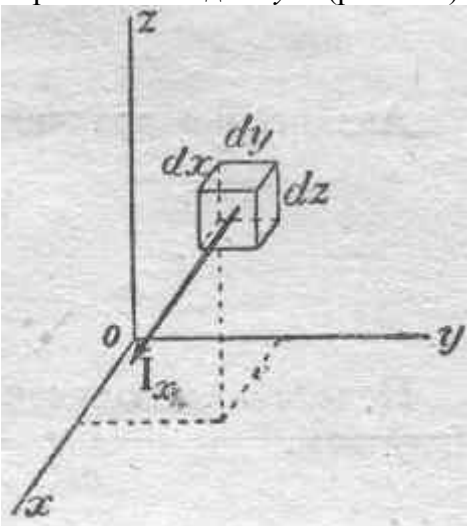



Рис. 179,

Тогда, если составляющая силы электрического поля в направлении оси *OX* равна $E_x$, то ЭДС, действующая вдоль ребра *dx* рассматриваемого параллелепипеда, равна $E_x dx$.

Сопротивление параллепипеда *dxdydz* будет

$$r = \rho \frac{dx}{dydz},$$



где ρ— удельное сопротивление среды. Следовательно, проводниковый ток сквозь площадку *dydz* выразится так:

$$\frac{E_x\,dx}{r} = \frac{E_x\,dxdydz}{\rho dx} = \frac{E_x}{\rho}\,dydz.$$

Плотность тока смещения равна, как известно, производной от электрического смещения по времени, т. е. в данном случае, полагая ε=const, получим:

$$\frac{dD_x}{dt}=\frac{d}{dt}\left(\frac{\varepsilon}{4\pi}E_x\right)=\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{dE_x}{dt}.$$

Следовательно, ток смещения сквозь площадку *dydz* равен

$$\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{dE_x}{dt}dydz.$$

Полный ток сквозь площадку *dydz* выразится суммою токов проводникового и тока смещения; т. е.

$$J_x dydz=\left(\frac{E_x}{\rho}+\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{dE_x}{dt}\right)dydz.$$

Следовательно,

$$J_x=\frac{E_x}{\rho}+\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{dE_x}{dt}.$$

Аналогично получим:

$$J_y=\frac{E_y}{\rho}+\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{dE_y}{dt},$$

$$J_z=\frac{E_z}{\rho}+\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{dE_z}{dt}.$$

Подставляя полученные значения в выведенные выше уравнения, получаем:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial H_z}{\partial y}-\frac{\partial H_y}{\partial z}&=4\pi\frac{E_x}{\rho}+\varepsilon\frac{dE_x}{dt}\\ \frac{\partial H_x}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial x}&=4\pi\frac{E_y}{\rho}+\varepsilon\frac{dE_y}{dt}\\ \frac{\partial H_y}{\partial x}-\frac{\partial H_x}{\partial y}&=4\pi\frac{E_z}{\rho}+\varepsilon\frac{dE_z}{dt}\end{aligned}\right\}\qquad(133)$$

Такова окончательная форма первой группы уравнений электромагнитного поля. Именно в такой форме эти уравнения были даны Максвеллом.

Аналогичную систему уравнений дает закон электродвижущей силы (45):

$$\oint E\cos\alpha\, dl=-\frac{d\Phi}{dt}.$$

Взяв в электромагнитном поле элементарную площадку со сторонами *dy* и *dz,* пронизываемую некоторым магнитным потоком *Ф,*



и составляя для ее сторон сумму выражений $E\cos\alpha dl$, получим, совершенно аналогично предыдущему, для левой части уравнения электродвижущей силы выражение:

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}\right)dydz.$$

Что касается правой части уравнения, то поток *Ф,* пронизывающий площадку *dydz,* мы можем определить, умножая нормальную составляющую магнитной индукции $B_x$ (для площадки, параллельной плоскости *YOZ)* на площадь *dydz,* т. е.

$\Phi_x=B_x dydz.$

Таким образом, получаем уравнение:

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}\right)dydz=-\frac{dB_x}{dt}dydz,$$

которое по сокращении на *dydz* принимает вид:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}=-\frac{dB_x}{dt}.$$

Взяв площадки, параллельные координатным плоскостям *ZOX* и *XOY,* получим два другие уравнения, выражающие зависимость между составляющими силы электрического поля и составляющими магнитной индукции. Для плоскости *XOZ* получаем:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}=-\frac{dB_y}{dt}$$

и для плоскости *XOY:*

$$\frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y}=-\frac{dB_z}{dt}.$$

Наконец, для случая μ=const, вторая группа интересующих нас уравнений принимает вид:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}&=-\mu\frac{dH_x}{dt}\\ \frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}&=-\mu\frac{dH_y}{dt}\\ \frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y}&=-\mu\frac{dH_z}{dt}\end{aligned}\right\}\qquad(134)$$

Таким образом, мы получили систему из шести дифференциальных уравнений электромагнитного поля, или так называемых уравнений Максвелла, для случая ε=const и μ=const. Собственно говоря, вторая группа этих уравнений, т. е. уравнения (134), не была дана Максвеллом именно в той форме, как мы их написали. Но так как содержание этих уравнений по существу входит в общие дифференциальные уравнения электромагнитного поля, данные Максвеллом, то мы и будем называть *максвелловыми уравнениями* всю совокупность уравнений (133) и (134).

407

**§ 120. Общий характер дифференциальных уравнений электромагнитного поля,**

Остановимся вкратце на некоторых сторонах физического содержания уравнений (133) и (134). Основное, что выражают собой эти уравнения электромагнитного поля, — это взаимная связанность векторов, характеризующих электрическое и магнитное поля.

*Всякое* изменение *силы магнитного поля H во времени влечет за собою изменения в пространственном распределении вектора электрической силы E и, обратно, всякое изменение E во времени обусловливает, вообще говоря, изменения в пространственном распределении вектора H,*

Кроме того, так как в уравнения (133) и (134) входят составляющие *E и H по* координатным осям, то эти уравнения дают возможность судить не только о количественных соотношениях между *E* и *H*, но и о взаимной ориентировке их взаимно связанных изменений. Например, изменение во времени составляющей силы магнитного поля вдоль оси *OX* вызывает изменения в распределении составляющих силы электрического поля в плоскости, параллельной *YOZ,* т. е. в плоскости, перпендикулярной оси *OX,* и т. д.

Мы сказали, что всякое изменение вектора *H* (или *E)* во времени связано с изменением распределения вектора *E* (или *H*) в пространстве. В связи с этим, вообще говоря, изменение одного влечет за собой появление другого или, следовательно, появление одного связано с появлением другого.

Остановимся еще на том, как в написанных уравнениях отражается разница между характером электромагнитного процесса в случае диэлектрика и в случае проводника.

Если мы имеем абсолютный диэлектрик, то ρ=∞ и, следовательно, проводникового тока не существует. Уравнения (133) принимают вид (для простоты выпишем только одно из них):

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon \frac{dE_x}{dt}.$$

Следовательно, в случае абсолютного диэлектрика, для появления такого магнитного поля, в котором могут иметь место замкнутые контуры с магнитодвижущей силой, не равной нулю, иными словами, для возникновения электрического тока, необходимо изменение *B* во времени. Указанное обстоятельство, между прочим, является математическим выражением того, что передача энергии постоянным током, т. е. при постоянной электродвижущей силе, *невозможна в случае отсутствия проводника,* так как при этом в системе не может возникнуть постоянный электрический ток.

Рассмотрим другой предельный случай, когда ρ, конечно и проводниковый ток существует. Допустим еще, что

*E*=const.



То же самое уравнение принимает тогда вид:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = 4\pi \frac{E_x}{\rho}.$$

Иными словами, в этом случае для появления *H,* т. е. для возникновения электрического тока, достаточно самого факта существования *E,* хотя бы и неизменного во времени. Таким образом, вводя в систему проводник, мы создаем такие условия, при которых в ней может возникнуть электрический ток и при постоянном значении электродвижущей силы.

**§ 121. Распространение электромагнитной энергии.**

Уравнения (133) и (134) по существу являются общим математическим выражением того факта, что при одновременном существовании взаимно связанных электрического и магнитного полей, т. е. при существовании *электромагнитного поля,* имеет место движение электромагнитной энергии в пространстве. Как уже было отмечено выше, всякое изменение силы магнитного (или электрического) поля во времени связано, вообще говоря, с изменением пространственного распределения электрического (соответственно, магнитного) поля. Изменение же *H* и *E* в пространстве с течением времени, являясь перераспределением энергии, есть не что иное, как именно движение электромагнитной энергии. Для того, чтобы возможно более отчетливо выявить данное обстоятельство, обратимся к простейшему случаю идеального диэлектрика, в объеме которого отсутствуют при этом какие бы то ни было распределенные электрические заряды. В таком случае мы можем принять:

ρ=∞ и потому имеем:

$$4\pi \frac{E}{\rho} = 0.$$

Принимая это во внимание, перепишем теперь уравнения (133 и (134), причем переставим правые и левые части:

$$\left.\begin{aligned}\varepsilon\frac{dE_x}{dt}&=\frac{\partial H_z}{\partial y}-\frac{\partial H_y}{\partial z}\\ \varepsilon\frac{dE_y}{dt}&=\frac{\partial H_x}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial x}\\ \varepsilon\frac{dE_z}{dt}&=\frac{\partial H_y}{\partial x}-\frac{\partial H_x}{\partial y}\end{aligned}\right\}\quad(135)\qquad\left.\begin{aligned}-\mu\frac{dH_x}{dt}&=\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}\\ -\mu\frac{dH_y}{dt}&=\frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}\\ -\mu\frac{dH_z}{dt}&=\frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y}\end{aligned}\right\}\quad(136)$$

Подвергнем теперь эти уравнения некоторым преобразованиям. Продифференцировав первое уравнение системы (135) второй раз по времени, получим:

$$\varepsilon\frac{d^2E_x}{dt^2}=\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H_z}{\partial y}\right)-\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H_y}{\partial z}\right).$$



Так как

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H_z}{\partial y}\right)=\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{dH_z}{dt}\right)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H_y}{\partial z}\right)=\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{dH_y}{dt}\right),$$

то можем написать:

$$\varepsilon\frac{d^2E_x}{dt^2}=\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{dH_z}{dt}\right)-\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{dH_y}{dt}\right).$$

Подставляя сюда выражения производных:

$$\frac{dH_z}{dt}\text{ и }\frac{dH_y}{dt}$$

из уравнений (136), получаем:

$$\mu\varepsilon\frac{d^2E_x}{dt^2}=-\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}\right),$$

или, раскрывая скобки, имеем:

$$\mu\varepsilon\frac{d^2E_x}{dt^2}=\frac{\partial^2E_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2E_x}{\partial z^2}-\frac{\partial^2E_y}{\partial x\partial y}-\frac{\partial^2E_z}{\partial x\partial z}.$$

Прибавив к правой части этого уравнения и вычтя:

$$\frac{\partial^2E_x}{\partial x^2}$$

и произведя надлежащие преобразования, можем написать:

$$\mu\varepsilon\frac{d^2E_x}{dt^2}=\frac{\partial^2E_x}{\partial x^2}+\frac{\partial^2E_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2E_x}{\partial z^2}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial E_x}{\partial x}+\frac{\partial E_y}{\partial y}+\frac{\partial E_z}{\partial z}\right).\quad(137)$$

Необходимо теперь принять во внимание, что выражение:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x}+\frac{\partial E_y}{\partial y}+\frac{\partial E_z}{\partial z}$$

равно нулю. Это вытекает из теоремы Лапласа (см. § 58, к) в связи с тем, что согласно условию в рассматриваемом диэлектрике нет объемного распределения электричества. Таким образом, имеем:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x}+\frac{\partial E_y}{\partial y}+\frac{\partial E_z}{\partial z}=0.$$

На основании этого уравнение (137) принимает вид:

$$\mu\varepsilon\frac{d^2E_x}{dt^2}=\frac{\partial^2E_x}{\partial x^2}+\frac{\partial^2E_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2E_x}{\partial z^2}, \qquad (138)$$

410

Совершенно аналогичным путем получим такого же вида уравнения для $E_y$, $E_z$, $H_x$, $H_y$ и $H_z$.

Обратимся теперь к выяснению физического смысла полученной системы уравнений (138). С целью возможно большего упрощения этой системы сосредоточим внимание на случае, когда количества, входящие в них, не зависят, например, от $x$ и $y$, а являются, следовательно, функциями только $z$ и $t$. Из уравнений (135) и (136) не трудно усмотреть, что при этом

$$\frac{dE_z}{dt}=0$$

и

$$\frac{dH_z}{dt}=0,$$

откуда следует, что в данном случае мы имеем:

$E_z$=const,

$H_z$=const.

Таким образом, составляющие электрической силы и магнитной силы вдоль оси $OZ$ не изменяются с течением времени и, следовательно, эти величины не принимают никакого участия в рассматриваемом процессе перераспределения, или, другими словами, движения электромагнитной энергии. Изменяются же при этом только составляющие $E$ и $H$ вдоль осей $OX$ и $OY$. Мы имеем здесь случай так называемой *плоской волны.*

Для дальнейшего упрощения данной системы уравнений (138) предположим, что электрическая сила $E$ полностью лежит в плоскости $XOZ$. Это предположение равносильно допущению, что:

$E_y$=0

Пользуясь уравнениями (136), не трудно показать, что в связи с этим мы будем иметь:

$$\frac{dH_x}{dt}=0.$$

или

$H_x$=const,

т. е. в интересующем нас процессе движения электромагнитной энергии составляющая $H_x$ участия не принимает.

411

В результате, для плоской волны в рассматриваемом случае система уравнений (138) сводится к следующим двум уравнениям:

$$\left.\begin{aligned}\mu\varepsilon\frac{d^2E_x}{dt^2}&=\frac{\partial^2E_x}{\partial z^2}\\ \mu\varepsilon\frac{d^2H_y}{dt^2}&=\frac{\partial^2H_y}{\partial z^2}\end{aligned}\right\} \qquad (139)$$

Уравнения (139) совершенно тождественны по форме, и потому решения их будут вполне подобны. Для получения решения этих уравнений заменим переменные независимые $z$ и $t$ через новые переменные s и $u$, связанные с первыми следующими соотношениями:

$$\left.\begin{aligned} s &= z - \frac{t}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \\ u &= z + \frac{t}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \end{aligned}\right\} \qquad (140)$$

Произведем указанную замену переменных в первом из уравнений (139). В этом уравнении $E_x$ фигурирует как функция от $z$ и $t$ Мы должны теперь рассматривать $E_x$ как функцию от s и $u$,
т. е. полагаем:
$B_x(z,t)=E_x(s,u)$.
Пользуясь соотношениями (140), можем написать:

$$\frac{dE_x}{dt} = \frac{\partial E_x}{\partial s}\frac{ds}{dt} + \frac{\partial E_x}{\partial u}\frac{du}{dt} = -\frac{\partial E_x}{\partial s}\frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} + \frac{\partial E_x}{\partial u}\frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}};$$

$$\frac{d^2E_x}{dt^2} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial s^2}\frac{1}{\mu\varepsilon} - 2\frac{\partial^2 E_x}{\partial s\partial u}\frac{1}{\mu\varepsilon} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial u^2}\frac{1}{\mu\varepsilon}$$

и также:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial E_x}{\partial s}\frac{\partial s}{\partial z} + \frac{\partial E_x}{\partial u}\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial E_x}{\partial s} + \frac{\partial E_x}{\partial u};$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial s^2} + 2\frac{\partial^2 E_x}{\partial s\partial u} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial u^2}.$$

Подставляя полученные значения производных:

$$\frac{d^2E_x}{dt^2} \text{ и } \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}$$

в первое уравнение (139), получаем:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial s\partial u} = 0.$$

Совершенно аналогичное преобразование второго уравнения (139) приведет его к виду:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial s\partial u} = 0.$$

412

Общие интегралы этих уравнений имеют, как известно, следующую форму:

$$\left.\begin{aligned} E_x &= f_1(s) + f_2(u) = f_1\left(z - \frac{t}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\right) + f_2\left(z + \frac{t}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\right) \\ H_y &= f_3(s) + f_4(u) = f_3\left(z - \frac{t}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\right) + f_4\left(z + \frac{t}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\right) \end{aligned}\right\} \qquad (141)$$

где $f_1, f_2, f_3$ и $f_4$ представляют собою знаки произвольных функций, характер которых зависит, вообще говоря, от условий, являющихся причиною возникновения электромагнитного поля. В частном

случае, имеющем особенно важное теоретическое и практическое значения, электромагнитное поле может порождаться, благодаря процессу переменного электрического тока, т. е. в связи с электрическими колебаниями в некоторой системе. В таком случае функции $f_1$, $f_2$, $f_3$ и $f_4$ являются гармоническими функциями и соответственно этому подобный же характер имеют и $E_x$ и $H_y$,

Остановимся теперь на выяснении физического смысла частных решений:

$$\left.\begin{aligned} E'_x &= f_1\left(z - \frac{t}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\right) \\ H'_y &= f_3\left(z - \frac{t}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\right) \end{aligned}\right\} \qquad (142)$$

Значения $E'_x$ к $H'_y$ остаются постоянными во все время, пока будет сохраняться постоянной величина:

$$z - \frac{t}{\sqrt{\mu\varepsilon}}.$$

Из этого следует, что если какая-либо точка движется в положительную сторону вдоль оси *OZ со* скоростью, равной

$$\frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}},$$

то для этой точки значения $E'_x$ и $H'_y$ будут сохранять постоянную величину. Другими словами, некоторые определенные значения электрической и магнитной силы распространяются вдоль положительного направления оси *OZ* со скоростью:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}. \qquad (143)$$

Соответственным образом частные решения:

$$\left.\begin{aligned} E''_x &= f_2\left(z + \frac{t}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\right) \\ H''_y &= f_4\left(z + \frac{t}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\right) \end{aligned}\right\} \qquad (144)$$



представляют собою некоторые значения электрической силы и магнитной силы, распространяющиеся с той же скоростью *г* вдоль отрицательного направления оси *OZ.*

На основании изложенного мы приходим к заключению, что в случае, если в некоторой плоскости электрическая сила *E* и магнитная сила *H* претерпевают гармонические колебания во времени то в некоторый данный момент вдоль направления, перпендикулярного этой плоскости, мы будем иметь гармоническое же распределение *E* и *H.* При этом, пользуясь уравнениями (135) или (136), не трудно показать, что в любой точке в направлении распространения плоской электромагнитной волны электрическая сила *E* и магнитная сила *H* находятся в одной и той же фазе, т. е. одновременно переходят через минимум и через максимум.

**§ 123. Опытные данные, подтверждающие теорию Максвелла.**

Переходя к вопросу об экспериментальном подтверждении установленных Максвеллом законов распространения электромагнитной энергии, следует отметить, что соответствующий опытный

материал настолько велик по своему объему, что излагать его здесь полностью нет никакой возможности, да и нет необходимости.

Достаточно указать, что современная радиотехника, во всем богатстве ее последних достижений, представляет собою уже не экспериментальный материал, а твердо стоящую отрасль техники, базирующуюся на тех полученных чисто теоретическим путем законах распространения электромагнитной энергии, которые были даны Максвеллом.

Здесь же мы хотим остановиться кратко на другой категории экспериментальных данных, подтверждающих теорию Максвелла, именно, на данных, полученных в области оптики.

Выше было указано, что совпадение скорости распространения электромагнитных волн со скоростью света свидетельствует о внутреннем родстве явлений электромагнитных, с одной стороны, и явлений оптических, с другой, т. е. выражает собою высказанное впервые Максвеллом положение об электромагнитной природе . света.

Итак, колебания, составляющие основу явлений света, должны быть признаны не обычными механическими колебаниями, а электромагнитными, т. е. колебаниями той же природы, что и электромагнитные колебания, которыми мы столь широко пользуемся для передачи радиосигналов. Разница между теми и другими исчерпывается разницей в длине волны, т. е. в частоте.

Таким образом, свет представляет собою те же электромагнитные колебания, но только весьма высокой частоты, или, иначе говоря, весьма малой длины волны. Следовательно, скорость его распространения подчиняется той же зависимости от электрических и магнитных свойств среды, которая выражается полученным нами соотношением:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}.$$

Это дает возможность установить аналитически связь между оптическими свойствами среды, с одной стороны, и ее магнитной проницаемостью и диэлектрической постоянной, с другой. Сопоставление такой, полученной аналитическим путем, зависимости <: опытными данными может рассматриваться как экспериментальная проверка теории Максвелла.



Оптической характеристикой среды служит показатель преломления, т. е. отношение:

$n = v_0/v_1$,

где $v_0$ есть скорость распространения света в пустоте, а $v_1$ — скорость его в данной среде. Подставляя:

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}$$

и

$$v_1 = \frac{1}{\sqrt{\mu_1\varepsilon_1}},$$

где $\varepsilon_0$ и $\mu_0$ — диэлектрическая постоянная и магнитная проницаемость пустоты, а $\mu_1$ и $\varepsilon_1$ — те же характеристики для данной среды, получаем:

$$\frac{v_0}{v_1} = \sqrt{\frac{\mu_1\varepsilon_1}{\mu_0\varepsilon_0}}.$$

Если имеем дело со средой немагнитной, то можно считать, что:

$$\mu_0 = \mu_1.$$

Тогда:

$$\frac{v_0}{v_1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}}.$$

Если выражать диэлектрические постоянные в абсолютной электростатической системе единиц, то для пустоты имеем:

$\varepsilon_0=1$.

Следовательно, численно будем иметь:

$$\frac{v_0}{v_1}=\sqrt{\varepsilon_1}$$

или

$$\frac{v_0^2}{v_1^2}=\varepsilon_1 .$$

Таким образом, получаем:

$n^2=\varepsilon_1$, (147)

т. е. *квадрат показателя преломления всякой немагнитной среды должен быть равен ее диэлектрической постоянной, выраженной в электростатических единицах.*

Прежде чем приводить опытные данные, характеризующие соотношения между показателем преломления и диэлектрической постоянной той или иной среды, необходимо, однако, сделать некоторую оговорку. Дело в том, что и показатель преломления *n* и диэлектрическая постоянная ε не являются величинами строго постоянными для каждой данной среды, а изменяются в зависимости от



частоты тех электромагнитных колебаний, которые имеют место в данной среде. Характер закономерности изменения *n* и ε в функции от частоты еще не вполне изучен. Для показателя преломления *n* Коши дал эмпирическую формулу:

$n=A+B\lambda^{-2}+C\lambda^{-4}$,

где λ — длина волны, *A, B* и C — постоянные коэффициенты, определяемые из опыта. Формула эта хорошо согласуется с экспериментальными данными, но лишь для видимой части спектра, т. е. для так называемых световых частот (порядка $10^{15}$). Так как выведенная выше аналитическая зависимость (147):

$n^2=\varepsilon$

справедлива, соответственно сказанному, лишь при условии равенства частот, для которых определены величины *n* и ε, и так как мы не имеем еще возможности осуществить опыт для определения величины ε при световых частотах, то нам придется брать величины ε для доступных нам более низких частот и приводить к этой частоте показатель преломления по формуле Коши. Эту приведенную величину показателя преломления мы будем обозначать *n'*. Так как формула Коши хорошо согласуется с опытом лишь для световых частот, как указано выше, то естественно ожидать некоторых отклонений от равенства:

$n^2=\varepsilon$.

Тем замечательнее случаи, для которых это соотношение почти в точности удовлетворяется.

Приводим в виде примера ряд чисел, подтверждающих справедливость выведенного соотношения.

| Род диэлектрика | ε | $(n')^2$ | $\frac{(n')^2}{\varepsilon}$ |
|---|---|---|---|
| Парафин | 2,290 | 2,022 | 0,916 |
| Нефтяной эфир | 1,920 | 1,922 | 1,001 |
| Парафиновое масло | 2,070 | 2,075 | 1,002 |
| Озокерит | 2,130 | 2,086 | 0,980 |
| Бензол | 2,380 | 2,261 | 0,955 |
| Сероуглерод | 2,670 | 2,678 | 1,003 |

Из последнего столбца этой таблички видно что величина $(n')^2/\varepsilon$,
т. е. отношение квадрата показателя преломления к диэлектрической постоянной, мало отличается от единицы. Таким образом, для перечисленных *в* таблице диэлектриков соотношение
$n^2=\varepsilon$ удовлетворяется в значительной степени полно.
418

Вообще такого рода совпадение наблюдается всегда, когда нет так называемой аномальной дисперсии, которая обусловливается сложными внутримолекулярными процессами.

***[1]) Частота световых колебаний порядка $10^{16}$ периодов в секунду. Наиболее высокие частоты, находящие техническое применение в современной радиотехнике, не превышают $10^9$. В лабораторной обстановке получены уже частоты электромагнитных колебаний порядка $10^{11}$. Наименьшие длины волн, известные в природе,***
***порядка $10^{-11}$ см соответствует частоте порядка $10^{21}$ периодов в секунду.***

**§ 124. Опыты Герца.**

Как уже сказано в предыдущем параграфе, экспериментальные подтверждения теории Максвелла представлены в настоящее время в виде всех достижений радиотехники таким количеством материала, что доказывать что-либо экспериментально более не приходится. Но необходимо все же вкратце упомянуть здесь об опытах, бывших первым экспериментальным подтверждением максвелловой теории и, вместе с тем, первым осуществлением так называемой „беспроволочной передачи энергии". Мы говорим об опытах Герца, произведенных в 1887 —1889 гг.

Генератором электромагнитных волн, или, что то же, электромагнитных колебаний, служил в опытах Герца простейший колебательный контур, так называемый *вибратор,* представляющий собою конденсатор, замкнутый накоротко. Подробный математический анализ явления электрических колебаний в такой цепи относится к специальным курсам. Здесь же мы остановимся коротко лишь на описании (схематическом) физической стороны явления в обстановке, которою Герц воспользовался в своих классических опытах, произведенных в то время, когда, конечно, еще не были известны современные генераторы незатухающих колебаний.

Представим себе конденсатор с обкладками *P* и *S* (рис. 180), емкость которого равна С.

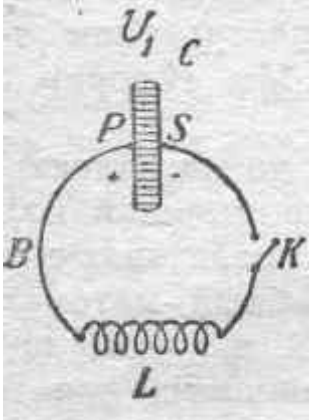


Рис. 180.

Обкладки конденсатора могут быть замкнуты через провод *ВК*. Всякий провод обладает, как мы знаем, некоторым коэффициентом самоиндукции $L > 0$. На рисунке 180 эта самоиндукция для наглядности представлена сосредоточенной. Пусть в начальный момент рубильник *К*. разомкнут и конденсатор заряжен с помощью какого-либо источника энергии, не представленного на рисунке, до разности потенциалов $U_p$-$U_s$=$U_1$ , причем пластину *P* предположим заряженной положительно. Запас энергии заряженного конденсатора, равен, как известно, величине:

$$A = \frac{1}{2} QU_1 = \frac{1}{2} CU_1^2,$$

419

где *Q* — заряд, С — емкость конденсатора, причем эта энергия есть не что иное, как энергия электрического поля между обкладками конденсатора. Тока в цепи *ВК*. пока еще нет, так как цепь эта разомкнута. Следовательно, вся энергия системы заключается в энергии электрического поля.

Если теперь цепь *ВК*. замкнуть, то в ней возникнет ток, т. е. качнется некоторый кинетический процесс в диэлектрике, в котором находится наша система. В силу электромагнитной инерции, характеризуемой коэффициентом самоиндукции *L,* ток не достигает сразу своей максимально» величины, а будет нарастать постепенно. По мере возрастания тока напряжение между обкладками конденсатора будет падать, энергия электрического поля будет убывать, превращаясь в энергию магнитного поля, т.е. в электрокинетическую энергию, выражаемую величиной $^1/_2Li^2$. Если бы омическое (точнее — активное) сопротивление цепи *r* было равно нулю и никаких вообще потерь не было, то энергия электрического поля должна была бы полностью превращаться в энергию магнитного поля, так что в каждый данный момент сумма энергии электрического и магнитного полей была бы равна первоначальному запасу энергии электрического поля, т. е. имело бы место соотношение:

$$\frac{1}{2} CU'^2 + \frac{1}{2} Li = \frac{1}{2} CU \frac{1}{2} = A,$$

где *U* — электрическое напряжение, действующее между обкладками конденсатора в момент, соответствующий данной силе тока *i,* причем:

$U' < U_1$.

Максимальной величины сила тока в цепи достигнет, когда энергия электрического поля целиком перейдет в энергию магнитного поля. Этот момент представляет собою второе типичное состояние системы (рис. 181), когда вся ее энергия выражается только в энергии магнитного поля.

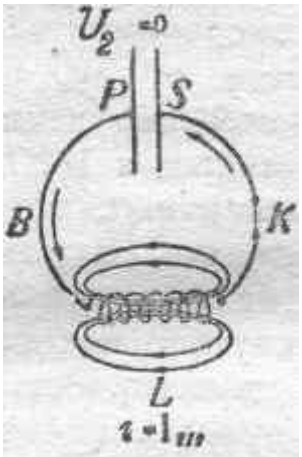


Рис. 181.



в этот момент, если система свободна от потерь, равно первоначальному запасу энергии электрического поля, т. е.

$$\frac{1}{2}LI^2_m = \frac{1}{2}CU_1^2,$$

где $I_m$— максимальная величина силы тока, так называемая амплитуда. Напряжение на обкладках конденсатора в этот момент равно нулю ($U_2$=0).

Если $r \neq 0$ или, вообще, если есть потери энергии в системе, то, естественно, часть первоначального запаса энергии будет потеряна, и мы получим:

$$\frac{1}{2}LI^2_m < \frac{1}{2}CU_1^2.$$

На рассмотренном втором типичном состоянии системы процесс не остановится. В силу той же электромагнитной инерции системы, которая препятствовала мгновенному нарастанию тока, последний не прекратится мгновенно, как только напряжение у зажимов конденсатора сделается равным нулю, а будет продолжать существовать, сохраняя прежнее направление и постепенно ослабевая по силе. В результате между обкладками конденсатора вновь возникает электрическое поле, направленное обратно прежнему, т. е. пластина *P* получит отрицательный заряд, а пластина *S* — положительный. Сила этого электрического поля и запас энергии будет в этой стадии явления постепенно возрастать за счет ослабления силы тока и уменьшения энергии магнитного поля. Когда сила тока станет равной нулю, напряжение на обкладках конденсатора достигнет наибольшей величины $U_3$ (рис. 182),

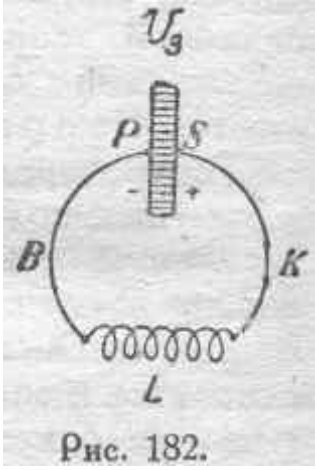


Рис. 182.

причем для случая, когда никаких потерь энергии нет, должны иметь место равенства:

$$U_3 = -U_1$$
$$\frac{1}{2}CU_3^2 = \frac{1}{2}CU_1^2.$$

Если же $r \neq 0$, или вообще потери энергии в системе имеют место, то очевидно:

$$|U_3| < |U_1|$$
$$\frac{1}{2}CU_3^2 < \frac{1}{2}CU_1^2,$$

так как часть первоначального запаса энергии будет израсходована.

Ясно, что в момент, когда $i=0$, то вся энергия системы снова выражается только в энергии электрического поля. Это — третье типичное состояние системы, отличающееся от первого только знаком электрического поля.

В дальнейшем, очевидно, процесс будет происходить в обратном направлении, проходя через те же фазы: максимум тока обратного направления, при напряжении между обкладками конденсатора, равном нулю (4-е состояние, рис. 183) и, наконец, возвращение



к исходному состоянию, которым заканчивается первый цикл, или полный период электрического колебания, и начинается следующий, вполне аналогичный.

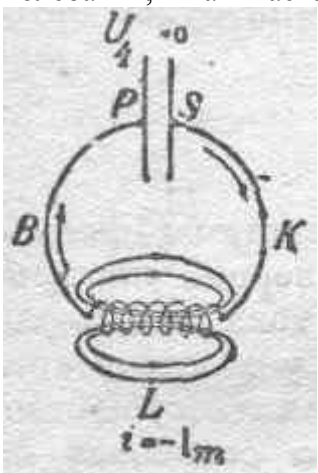


Рис. 183.

При этом, если омическое сопротивление равно нулю, то повторение этого цикла, казалось бы, будет иметь место бесконечное количество раз. В действительности, однако, как показывает опыт, если бы даже мы имели дело со сверхпроводящим проводником, во время процесса электрических колебаний в рассматриваемой цепи часть энергии системы будет непрерывно излучаться в окружающее пространство в форме электромагнитных волн, имеющих ту же частоту, что и основной колебательный контур. При этом интенсивность электромагнитного излучения в значительной степени будет зависеть от конфигурации основного контура и от частоты его электрических колебаний. Таким образом, расходование энергии в общем случае будет определяться не только наличием чисто омического сопротивления, от которого зависит джоулево тепло, выделяемое в колебательной цепи, но также и наличием излучения. Это последнее обстоятельство можно учесть, вводя понятие об активном сопротивлении *г,* которое, являясь результирующим фактором рассеяния энергии в электрической цепи, слагается в данном случае из чисто омического сопротивления и из так называемого сопротивления излучения. Итак, благодаря непрерывному расходованию энергии в колебательной цепи, первичный запас энергии будет иссякать, т. е. будет непрерывно уменьшаться интенсивность колебательного процесса. Это называют *затуханием* электрических колебаний.

Практически, затухание бывает столь велико, что по прошествии очень малого промежутка времени, малой доли секунды, электрические колебания прекращаются.

Роль сопротивления $r$ не ограничивается постепенным уменьшением интенсивности колебательного процесса. Величина $r$, вернее, соотношение величины активного сопротивления с коэффициентом самоиндукции $L$ цепи, характеризующим ее электромагнитную инерцию, оказывается решающим фактором для самого возникновения колебания. Если $r$ слишком велико по сравнению с $L$, именно, если отношение $r/L$ больше некоторой критической величины, то колебания не могут возникнуть вовсе: сила тока, пройдя через максимальное значение, уменьшается постепенно до нуля, ток обратного направления не возникает (так называемый апериодический разряд). Если же $m$ достаточно мало, колебательный процесс имеет место.

Период возникающих в этом случае электрических колебаний, т. е. промежуток времени между двумя соседними моментами, в которые процесс проходит одни и те же стадии, например, между моментами, соответствующими $i=I_m$, определяется, как известно,



величинами сопротивления $r$, емкости С и коэффициента самоиндукции $L$. При относительно малых значениях $r$, величина периода $T$ может быть достаточно точно определена по формуле В. Томсона.

$$T=2\pi\sqrt{LC}.$$

Обратимся теперь к опытам Герца. Основной колебательный контур, так называемый вибратор, применявшийся им, по существу был подобен представленному на рисунках 180— 183 с тою, однако, разницею, что обкладки конденсатора разводились, т. е. удалялись одна от другой. При этом электрическое поле, возникавшее в процессе заряжения конденсатора, захватывало район всего диэлектрика, который окружал вибратор. При такой обстановке создавались условия, особо благоприятные для излучения электромагнитной энергии во время электрических колебаний в вибраторе. Роль ключа $K$ (рис. 180 —183), при помощи которого цепь вибратора замыкалась после первоначального заряжения конденсатора, в опытах Герца играл искровой промежуток между шариками. Когда в процессе заряжения конденсатора между этими шариками возникала достаточно большая разность потенциалов, между ними проскакивала искра, которая может рассматриваться как короткое замыкание концов цепи, потому что благодаря сильной ионизации газа в объеме искры сопротивление ее оказывается практически малым. Так как, вследствие излучения электромагнитной энергии и по причине тепловых потерь, колебательный процесс быстро затухает, то для периодического возбуждения этого процесса Герц присоединял обкладки конденсатора ко вторичным зажимам катушки Румкорфа. В таком случае каждому прерыванию тока в первичной обмотке катушки соответствовало заряжение пластин конденсатора и проскакивание искры, коротко замыкавшей колебательную цепь. Ко времени следующего импульса со стороны вторичной обмотки катушки Румкорфа колебательный процесс обычно успевает вполне закончиться, и ионизация газа между шариками искрового разрядника исчезает, так что процесс возбуждения вибратора может полностью повториться, и т. д. Возобновляя таким образом электрические колебания в вибраторе много раз в секунду, Герц получил достаточно мощное результирующее излучение электромагнитной энергии, что дало ему возможность подвергнуть всестороннему изучению электромагнитные волны. Общее расположение описываемой схемы Герца представлено на рисунке 184.

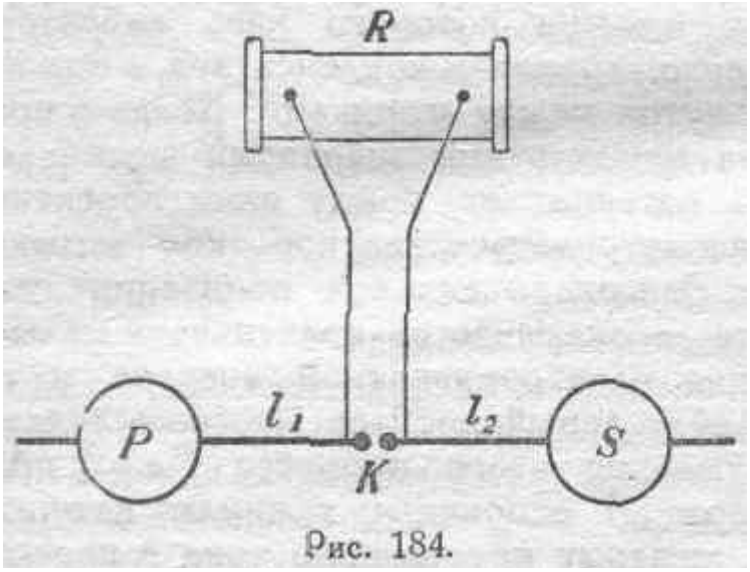


Рис. 184.

Здесь *P* и *S* суть обкладки „развернутого" конденсатора. Это были либо шары, либо пластины, которые могли передвигаться вдоль стержней /1 и /2 с целью некоторого изменения емкости системы. *К,* есть искровой промежуток, ограниченный шариками. *R* — катушка Румкорфа, от вторичных зажимов которой при помощи тонких проволок ток, возбуждающий вибратор, подавался к последнему.

Герц, вообще говоря, разнообразил форму и размеры применявшихся в его опытах вибраторов. В позднейших опытах он применял вибратор, состоявший из двух латунных цилиндров,



каждый из которых имел 13 *см* длины и 3 *см* диаметра (рис. 185).

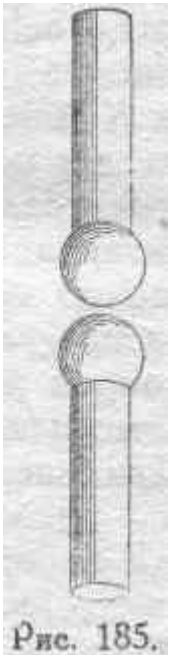


Рис. 185.

Эти цилиндры были расположены один над другим так, что общая ось составляла одну вертикальную линию, причем на обращенных друг к другу концах цилиндров были насажены шары, имевшие в диаметре 4 *см.* Оба эти цилиндра были соединены с зажимами вторичной обмотки румкорфовой катушки. По расчетам Герца, длина электромагнитной волны, возбуждаемой описанным вибратором, была около 60 *см.*

*Для* обнаружения электромагнитных волн в воздухе Герц применял так называемые *резонаторы,* которые состояли из некоторого контура, снабженного искровым промежутком между маленькими

шариками, причем помощью микрометрического винта можно было изменять и в то же время измерять расстояние между этими шариками. Форма резонаторного контура в различных опытах Герца значительно изменялась. Иногда он применял простой круговой контур, В других случаях контур этот имел форму квадрата. Наконец Герц применял и резонатор, подобный стержневому вибратору (рис. 185) и состоявший из двух прямых проволок, совпадавших по направлению, в промежутке между которыми располагался микрометрический искромер.

При существовании электромагнитных волн в пространстве, где был расположен резонатор, в нем могли возбуждаться электрические колебания аналогичные первичным колебаниям вибратора, вследствие чего появлялась искра между шариками резонаторного искромера. При этом для успеха опыта необходимо было надлежащим образом ориентировать приемный резонатор и, сверх того, так подобрать его геометрические размеры, чтобы период его собственных электрических колебаний возможно точнее соответствовал периоду колебаний вибратора, т. е. периоду излучаемых электромагнитных волн.

По длине искры, появляющейся между шариками резонатора, Герц судил о достижении условий резонанса между тем резонатором, при посредстве которого исследовались электромагнитные



волны, и тем вибратором, который порождал эти волны в окружающем его пространстве. Таким же путем, т. е. длиною искры в резонаторе, Герц определял и степень напряженности электромагнитных возмущений в данном месте пространства.

В опытах, произведенных после работ Герца, были применены для обнаружения электрических колебаний в резонаторе и другие средства, как например, гейслеровы трубки, термоэлементы, когереры, детекторы и т. п., но общий характер получаемых результатов незыблемо установлен классическими опытами Герца, применившего простейшие устройства, описанные выше.

Наблюдая искры в резонаторе, Герц имел возможность проследить распределение электромагнитных возмущений в пространстве, окружающем вибратор, причем найденное непосредственно путем опытов распределение этих возмущений оказалось вполне согласным с теорией Максвелла. При помощи надлежаще подобранного вибратора Герцу удалось обнаружить электромагнитное излучение в свободном пространстве на расстоянии в 12 метров от вибратора, геометрические размеры которого были порядка 1 метра. Такая чувствительность герцовского резонатора позволила наблюдать и *стоячие электромагнитные волны* в воздухе, которые получались тогда, когда волны, излучаемые вибратором, претерпевали отражение от большой металлической плоской поверхности, перпендикулярной направлению излучения и расположенной на надлежащем расстоянии от вибратора. В этом случае, перемещая резонатор в промежутке между вибратором и отражающею поверхностью так, что плоскость резонатора (круглого или прямоугольного) оставалась параллельною самой себе, Герц заметил весьма резкие изменения в длине искры, появлявшейся в резонаторе. В некоторых местах искра в резонаторе совсем не появлялась. В местах же, находившихся как раз в середине между этими положениями резонатора, искра получалась наиболее длинная. Таким путем Герц определил плоскости узлов и плоскости пучностей стоячих электромагнитных волн, а следовательно, можно было измерить и длину этих волн, излучаемых данным вибратором. По наблюденной длине стоячей волны и по вычисленному периоду электрических колебаний вибратора Герц мог определить скорость распространения электромагнитной энергии. Эта скорость оказалась, в полном согласии с теорией Максвелла, равною скорости света.

Аналогия между электрическими и световыми волнами очень резко была выявлена в опытах Герца с параболическими зеркалами. Если поместить вибратор (рис. 185) в фокальной линии параболического цилиндрического зеркала так, чтобы электрические колебания совершались параллельно фокальной линии, то в случае, если законы отражения электромагнитных и световых волн одинаковые, электромагнитные волны, излученные вибратором, после отражения от цилиндра должны образовать параллельный пучок, который должен сравнительно мало терять в своей

интенсивности по мере удаления от зеркала. Когда такой пучок попадает на другой параболический цилиндр, обращенный к первому и расположенный так,


что его фокальная линия совпадает с фокальной линией первого зеркала, то этот пучок собирается в фокальной линии второго зеркала. Вдоль этой линии располагался прямолинейный резонатор.
Для того, чтобы показать отражение волн, зеркала ставились рядом таким образом, что их отверстия были обращены в одну сторону, и оси сходились в точке, отстоящей примерно на три метра. Когда в таком положении вибратор приводился в действие, то в резонаторе искорок не наблюдалось. Но если в точке пересечения осей зеркал ставилась металлическая пластина (поверхностью около двух кв. метров), и если эта пластина располагалась перпендикулярно линии, делящей угол между осями пополам, то в резонаторе появлялись искры. Эти искры при повороте металлической пластины на небольшой угол исчезали. Описываемый опыт доказывает, что электромагнитные волны отражаются, и то, что угол их отражения равен углу падения, т. е. что они ведут себя совершенно аналогично волнам световым.
Преломление электромагнитных волн Герцу удалось обнаружить в опыте с призмой, сделанной из асфальта. Высота призмы доходила до 1,5 метра, преломляющий угол был равен 30°, и ребро основания, не противолежащее преломляющему углу, примерно равнялось 1,2 метра. При прохождении электромагнитных волн сквозь такую призму в резонаторе искр не наблюдалось, если ось зеркала с вибратором совпадала с осью резонаторного зеркала. Но когда оси зеркал образовывали подходящий угол, то искры в резонаторе появлялись. Далее при минимуме отклонения, искры были наиболее сильны. Для описанной призмы этот минимум угла отклонения был равен 22°, а следовательно, показатель преломления электромагнитных волн для этой призмы был равен 1,69. Как видно, и в этом случае получается полная аналогия со световыми явлениями. Позднейшие исследования обнаружили, что электромагнитные волны обладают вообще всеми физическими свойствами световых волн.

***[1]) Небезынтересно здесь отметить, что электронная теория, развитие которой расценивалось некоторыми как крушение основных положений теории Максвелла, не привела к какой-либо особой теории распространения электромагнитной энергия. Оперируя понятиями электронной теории при описании, так сказать, „микро-электрических" явлений, обращаются обычно к основным представлениям Максвелла, как только заходит речь о распространении электромагнитной энергии в пространстве. По существу же между понятиями электронной теории и идеями Максвелла нет и не должно быть никаких внутренних противоречий: элементарный электрический заряд мыслим по Максвеллу, как центр, вокруг которого соответствующим образом ориентирована связанная с ним электрическая деформация среды. Является ли этот „центр" действительным носителем некоторого физического количества, в данном центре сосредоточенного, или это только так кажется,—с точки зрения формальной вопрос этот не имеет существенного значения.***

**§ 125. Механизм движения электромагнитной энергии. Вектор Пойнтинга.**

Вопрос о механизме распространения электромагнитных возмущений и связанного с этим движения электромагнитной энергии представляет глубокий интерес. На этом предмете останавливали свое внимание многие выдающиеся физики. Наиболее законченную и строго продуманную картину процессов, происходящих в электромагнитном поле, дал Пойнтинг. В своих построениях он исходил из представления о реально существующих фарадеевских трубках. Так как, однако, общая схема его рассуждения и полученные им результаты по существу нисколько не зависят от того, основываемся ли мы на представлении о фарадеевских трубках или на идее о „физических магнитных линиях", как реально существующих элементах магнитного поля, то мы попытаемся в дальнейшем из-

ложить основные мысли Пойнтинга, не приурочивая их специально к той или иной исходной точке зрения, но, по возможности, согласуй эти точки зрения между собою, где это окажется выполнимым.

Прежде всего скажем несколько слов касательно взаимной ориентировки в электромагнитном поле векторов электрической силы и электрического смещения, с одной стороны, и магнитной силы и магнитной индукции, с другой стороны. По существу эта ориентировка вполне определяется основными дифференциальными уравнениями электромагнитного поля, приведенными в предыдущих параграфах (см. § 121, конец — $E_x$ и $H_y$). Очень просто можно также получить интересующий нас результат, если рассмотреть систему прямолинейных магнитных линий, движущихся перпендикулярно самим себе со скоростью *V*. В таком случае в каждой точке пространства, мимо которой пробегает эта система магнитных линий, должны иметь место электрическая сила *E* и электрическое смещение *D,* которые можно считать следствием явления электромагнитной индукции в данном месте поля, понимаемой с той обобщенной точки зрения, на которую по существу стал Максвелл (§ 59). Таким образом, не трудно путем применения обычных правил получить картину взаимной ориентировки векторов *Б, D, H, B* и вектора скорости *v,* представленную на рисунке 186.

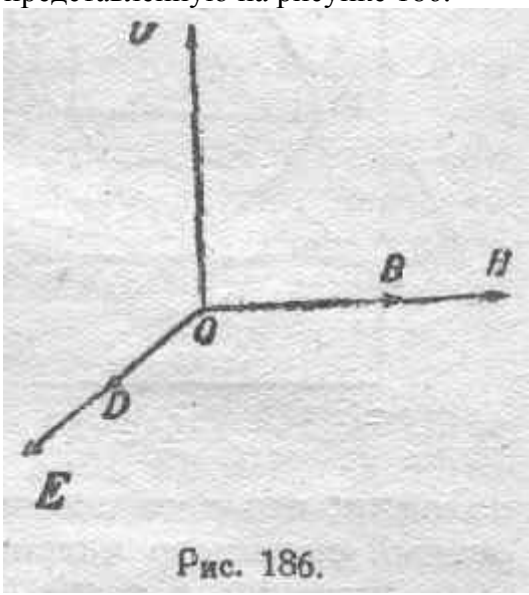


Рис. 186.

Рассмотрим теперь вывод, данный Пойнтингом для получения выражения скорости распространения электромагнитных возмущений и общего соотношения между *E, H* и *v.* При этом мы будем возможно ближе, почти дословно держаться подлинника.

Представим себе, что серия плоско-поляризованных электромагнитных волн свободно движется в среде, для которой магнитная проницаемость равна μ и диэлектрическая постоянная ε. Допустим, что эти волны движутся равномерно со скоростью *v,* не изменяя своей формы. Пусть *AECNF* (рис. 187) есть серия волн электрического смещения или электрической силы, причем векторы электрической

силы и смещения расположены в плоскости рисунка и перемещаются слева направо со скоростью *v*.

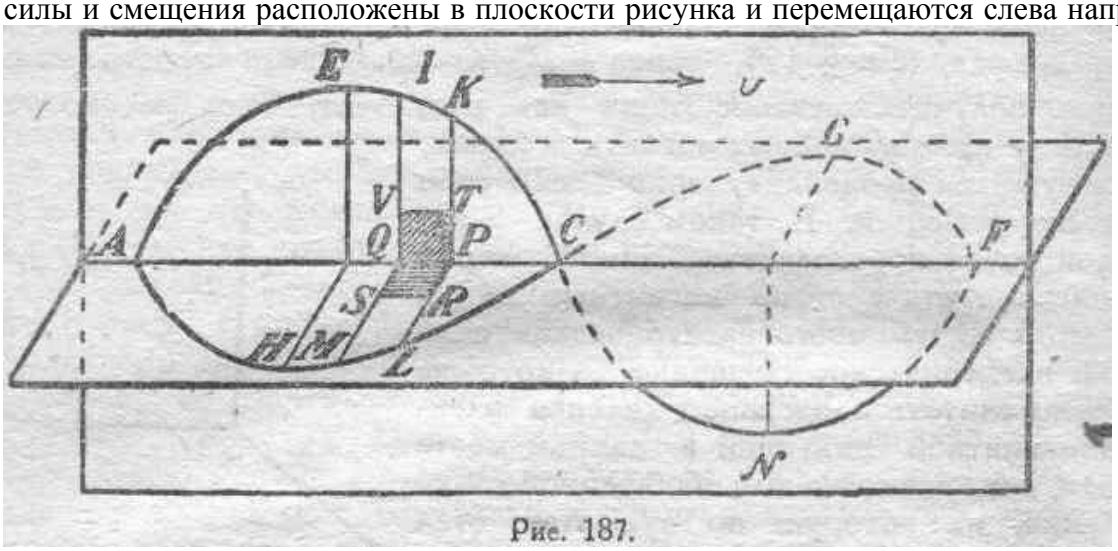


Рис. 187.

Согласно теории Максвелла всякое изменение электрического смещения сквозь, например, площадку *PRSQ* эквивалентно, с точки зрения магнитных действий, току через эту площадку, и если, как на рисунке 187, электрическое смещение сквозь эту площадку возрастает (снизу вверх), то в контуре, ограничивающем эту поверхность, по-

427

является магнитодвижущая сила, т. е. в плоскости, перпендикулярной электрической силе, существует магнитное поле. Наоборот, электрическое смещение сквозь поверхность *PTVQ,* расположенную в плоскости рисунка, всегда равно нулю, и в этой плоскости не имеется составляющей магнитного поля. Таким образом, волны электрические существуют совместно с волнами магнитными, плоскость которых перпендикулярна первым. Изобразим магнитную волну через *AHCQF*. Плоскости, соответствующие двум волнам, мы можем назвать плоскостями электрической и магнитной. Предположим, что неподвижная площадка *PRSQ* изображает один квадратный сантиметр магнитной плоскости. Пусть *D* есть электрическое смещение в точке *Q* и $D^f$ — в точке *P*. Пользуясь представлением о фарадеевскнх трубках, мы можем сказать, что число этих трубок, покидающих площадку *PQSR* через сторону *PR* в одну секунду, равно $vD'\bullet PR$, или $vD'$, а число трубок, входящих в рассматриваемую площадку в течение секунды через противоположную границу *QS,* есть *vD*. Скорость изменения полного электрического смещения сквозь данную площадку является мерою тока смещения сквозь эту площадку и равна $v(D-D')$. Пусть *H* есть магнитная сила в точке *Q,* а *H'* — в точке *P;* линейный интеграл магнитной силы вдоль контура *PQSR* равен $H-H'$. Таким образом:

$H-H'=4\pi v(D-D')$. (148)

Рассмотрим теперь изменение магнитной индукции сквозь площадку *PTVQ,* находящуюся в электрической плоскости. Пусть *B* есть магнитная индукция в точке *Q* и *B'* — в точке *P*. Число единичных трубок магнитной индукции (магнитных линий), покидающих в секунду площадку *PTVQ* через сторону *PT,* равно $vB'$, а число трубок, входящих в *PTVQ* через сторону *QV,* равно *vB*.

Допустим, что площадка *PTVQ* есть также квадратный сантиметр. Приращение магнитного потока через эту поверхность в единицу времени есть, следовательно, $v(B-B')$ и равно интегралу электрической силы вдоль контура *PTVQ,* взятому с обратным знаком.

428

Если *E* есть электрическая сила в точке *Q* и *E'*—в точке *P,* то имеем:

$E-E'=v(B-B')$. (149)

Перемножая почленно (148) и (149) и пользуясь соотношениями

$$\varepsilon E = 4\pi D, \qquad \varepsilon E' = 4\pi D',$$
$$\mu H = B, \qquad \mu H' = B';$$

получим:

$$v^2 \mu\varepsilon = 1,$$

откуда приходим к известному соотношению (143);

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}.$$

Таким образом, в соответствии с вышесказанным, можно формально рассматривать магнитную силу вдоль *QS,* как следствие пересечения этой линии трубками электрического смещения или, обратно, а электрическую силу вдоль *QV* как следствие пересечения этой линии трубками магнитной индукции; в действительности же, конечно, мы имеем дело с единым, *неделимым* электромагнитным комплексом, отдельные стороны которого мы характеризуем векторами *D* и *B*.

Если вместо того, чтобы рассматривать площадку в 1 квадратный сантиметр, взять полоску шириною в 1 *см,* один конец которой находится в *Q,* а другой настолько удален, что электромагнитное смещение еще не достигло этого достаточно удаленного района, то очевидно имеем:

$$H = 4\pi v D = \varepsilon v E, \qquad (150)$$
$$E = vB = \mu v H, \qquad (151)$$

формулы, которые дают наиболее отчетливо соотношение между электрической силой и магнитной силой, рассматриваемыми, как органически связанные между собою характеристики единого электромагнитного поля.

Переходим теперь к вопросу о движении энергии в электромагнитном поле.

Согласно теории Максвелла количество энергии, рассчитанной на кубический сантиметр, соответствующее наличию электрической деформации среды, равно в точке P:

$$\frac{\varepsilon E^2}{8\pi} = \frac{\varepsilon E \mu v H}{8\pi} = \frac{\varepsilon\mu v E H}{8\pi},$$

а соответствующее количество энергии, определяемое наличием магнитного поля в той же точке *P* равно:

$$\frac{\mu H^2}{8\pi} = \frac{\mu H \varepsilon v E}{8\pi} = \frac{\varepsilon\mu v E H}{8\pi},$$

т. е. энергии электрическая и магнитная равны в каждом элементе объема электромагнитного поля *при условии, что E* и *H свя-*



*заны друг с другом соотношениями* (150) и (151), характеризующими случай свободного распространения электромагнитной энергии. Полное количество энергии, приходящийся на кубический сантиметр, равно, следовательно:

$$\frac{\varepsilon\mu v E H}{4\pi}.$$

Если мы предположим теперь, что эта энергия равномерным потоком перемещается со скоростью *v,* то количество энергии, которое в течение одной секунды может быть поглощено одним квадратным сантиметром поверхности, перпендикулярной к направлению этого потока электромагнитной энергии, равно:

$$\frac{v\varepsilon\mu vEH}{4\pi}.$$

Так как в случае свободного распространения электромагнитной энергии $v^2\mu\varepsilon=1$, то полученное выражение может быть переписано так:

$$S = \frac{EH}{4\pi}. \qquad (159)$$

Выражение *EH/4pi,* представляющее собою мощность потока электромагнитной энергии, рассчитанную на единицу поверхности поперечного сечения этого потока, принято обозначать буквою *S*.

Представляют большой интерес общие соображения, высказываемые самим Пойнтингом по поводу соотношения (152). Ниже мы приводим их дословно:

„Вид этого выражения для количества переносимой, энергии, которое является величиной, характеризующей действие одной части среды на соседние, подсказывает мысль, что оно представляет собою общий закон для случая, когда электрическая и магнитная силы взаимно перпендикулярны. Мы можем, с известной долей правдоподобия, рассматривать электрическую силу как нечто аналогичное силе упругости, а магнитную индукцию — как нечто аналогичное скорости. Для передачи механической энергии необходимо одновременное существование силы и скорости, и количество переданной энергии зависит от произведения этих двух величин. Если предыдущая аналогия имеет основания, то мы можем принять, что количество перенесенной электромагнитной энергии зависит от произведения электрической силы и магнитной силы, что вполне соответствует полученным выше результатам. Заметим, что энергия распространяется в направлении, перпендикулярном плоскости, в которой находятся обе силы; это направление получается из направления *H* поворотом вправо вокруг *E,* как оси".

Правило, данное Пойнтингом и приведенное в последних строках, можно формулировать еще следующим образом (см. рис. 186). Вектор *S,* который называется обычно *вектором Пойнтинга,* имеет направление, совпадающее с направлением поступательного



движения винта штопора, рукоятка которого вращается в плоскости, содержащей *E* и *H*, в направлении от *E* к *H* (рис. 188).

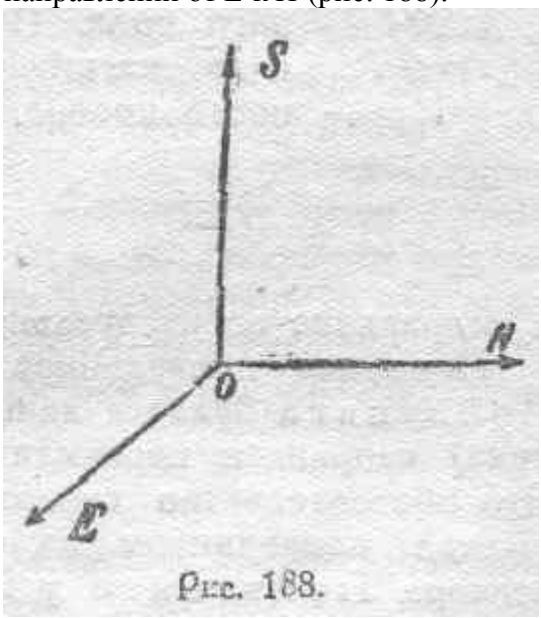


Рис. 188.

Как мы уже отмечали выше, движение энергии имеет место только в том случае, если *E к H* являются величинами взаимно связанными, т. е. являются характеристиками одного и того же

электрокинетического процесса. Только в этом случае имеет смысл указанное геометрическое и численное соотношение между векторами *E, H* и *S.*

Укажем еще, что в случае, когда *E* и *H* не перпендикулярны друг к другу, указанное соотношение принимает более сложный вид:

$$S = \frac{EH \sin \vartheta}{4\pi}, \qquad (153)$$

где θ есть угол между направлениями векторов *E* и *H.*

Пойнтинг дал весьма простой вышеприведенный вывод соотношения (152):

$$S = \frac{EH}{4\pi},$$

исходя из определенного представления о механизме распространения электромагнитной энергии. Однако, справедливость этого соотношения не зависит от той картины механизма явления, которую Пойнтинг положил в основу своего упрощенного вывода. Эта картина является более или менее достоверной рабочей гипотезой, тогда как величина вектора Пойнтинга *S,* характеризующего мощность потока электромагнитной энергии, может быть чисто формальным математическим путем получена и из основных уравнений Максвелла, что в свое время было сделано самим Пойнтингом.

Замечательно, что даже в случаях несвободного распространения электромагнитной энергии, когда соотношения (150) и (151) утрачивают свою полную силу, вектор Пойнтинга все же сохраняет физический смысл и может быть применяем для характеристики мощности потока электромагнитной энергии. Пример несвободного распространения этой энергии мы имеем, между прочим, в пространстве, окружающем проводник цепи постоянного тока. Но и в этом случае вполне уместно пользоваться вектором Пойнтинга при рассмотрении энергетической стороны процессов, протекающих в цепи. Для иллюстрации сказанного остановимся на простейшем подобном примере.

Допустим, что имеется некоторый участок прямолинейного проводника, играющего роль приемника электромагнитной энергии



и преобразующего ее в тепло. Предположим, что по этому проводнику идет постоянный ток. Определим величины и направления *E, H* и *S* для данного случая.

Пусть проводник (рис. 189) имеет форму кругового цилиндра радиуса *a,* длина рассматриваемого участка есть *l* и сопротивление этого участка *r.*

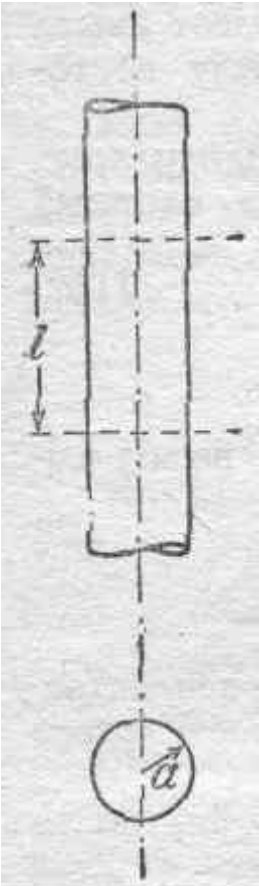


Рис. 189.

Если $i$—сила тока, проходящего по проводнику, то $ri$ выражает падение напряжения на рассматриваемом участке проводника, а отношение:

$ri/l$

есть падение напряжения на единицу длины, т. е. это есть сила электрического поля вдоль проводника. Таким образом, можем положить для точек вблизи самой поверхности проводника:

$E=ri/l$

причем $E$ будет направлено параллельно оси проводника.

Обратимся теперь к силе магнитного поля. По закону Био-Савара, сила магнитного поля на поверхности проводника равна

$$H=\frac{2i}{a}$$

и направлена по касательной к нормальному сечению проводника. Применяя приведенное выше правило, убедимся, что вектор Пойнтинга будет в данном случае (у самой поверхности проводника) направлен перпендикулярно к оси проводника (рис. 190).

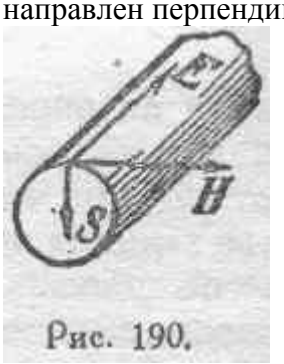


Рис. 190.

Это обстоятельство свидетельствует о том, что энергия поглощается проводником из окружающего пространства. Величину вектора Пойнтинга у поверхности проводника, т. е. количество энергии, проникающее в проводник в одну секунду через каждый квадратный сантиметр его поверхности, получим, составив выражение:

$$\frac{EH}{4\pi}.$$

На основании предыдущего имеем:

$$S=\frac{EH}{4\pi}=\frac{1}{4\pi}\cdot\frac{ri}{l}\cdot\frac{2i}{a}$$

или

$$S=\frac{2ri^2}{4\pi la}=\frac{ri^2}{2\pi la}.$$

432

Так как боковая поверхность рассматриваемого участка проводника равна 2pi*al*, то полное количество энергии, поглощаемое рассматриваемым участком в одну секунду, т. е. поглощаемая им мощность, будет

$$P=\frac{ri^2}{2\pi la}\cdot 2\pi la$$

или

$p=ri^2$.

Таким образом, пользуясь вектором Пойнтинга, мы получаем то же выражение для мощности, поглощаемой проводником, которое дают и другие общеизвестные соотношения.

Попутно мы получили здесь иллюстрацию того утверждения, что *энергия, которая в форме тепла выделяется в проводнике, входит в объем этого проводника из окружающего его диэлектрика, а не передается внутри проводника через его поперечные сечения,*

В случае так называемой передачи энергии по проводам, независимо от того, являются ли проводники элементами собственно линии передачи или частью приемной цепи, преобразующей электромагнитную энергию в тепло, эта энергия движется от генератора по диэлектрику, причем проводники играют роль направляющей потока электромагнитной энергии, которая в большей или меньшей степени извне проникает в вещество проводников, преобразуясь там в тепло. Таким образом, вообще говоря, вектор Пойнтннга имеет составляющую параллельную оси провода, характеризующую поток электромагнитной энергии, движущийся вдоль провода по направлению к приемникам, и составляющую перпендикулярную оси провода, характеризующую ту часть потока энергии, которая, как было разъяснено выше, превращается в тепло в веществе проводника: В случае излучения энергии от антенны радиоустановки в каждой точке окружающего пространства вектор Пойнтинга в точности определяет величину и направление мощности потока электромагнитной энергии.

***[1]) J. Pointing. Le mode de propagation de l'energie et de la tension electrique dans le champ electromagnetique. Rapports presentes au Congres International de Physique reuni a Paris en 1900, vol. II, p. 284.***

**§ 126. Распространение тока в металлических массах. Поверхностный аффект.**

В предыдущих параграфах настоящей главы были обследованы общие законы распространения электромагнитной энергии. Остановимся теперь на более детальном рассмотрении процесса движения энергии в проводящей среде после того, как энергия вошла в эту среду из диэлектрика.

Изучение происходящих при этом явлений особо интересно потому, что, как опыт показывает, при распространении переменного тока в металлических массах наблюдаются уклонения от обычных законов распределения тока по сечению проводника: именно, в то время как при постоянном токе плотность его по всему сечению проводника равномерна, при переменном токе, особенно при высоких частотах, замечаются значительные отступления от этой



равномерности, причем, чем дальше от поверхности проводника, тем меньшей оказывается плотность тока, и тем больше ток отстает по фазе от напряжения. Это явление — неравномерное распределение тока по сечению проводника—получило название *поверхностного эффекта.*

В силу поверхностного распределения тока, активной частью проводника, „несущей" ток при высоких частотах, является только более или менее незначительная его доля, прилегающая к наружной поверхности. Части проводника, более близкие к его оси, оказываются при этих частотах почти лишенными тока и не принимающими, практически, участия в электрокинетическом процессе. Все происходит так, как будто проводник не представляет собою сплошной массы, а является полым внутри. Если вспомнить, что сопротивление проводника находится в обратно-пропорциональной зависимости от площади его поперечного сечения, при чем предполагается, что все это сечение пронизывается электрическим током, то станет ясно, что уменьшение активной части сечения проводника эквивалентно увеличению его омического сопротивления. Чем выше частота, тем меньшая часть поперечного сечения проводника оказывается нагруженной током, тем больше, стало быть, действующее омическое сопротивление этого проводника.

Необходимо здесь отметить, что при таких условиях, т. е. при явлении поверхностного распределения тока, внутренняя, т. е. прилегающая к оси часть проводника оказывается совершенно бесполезной и лишь удорожает стоимость проводки, так как увеличивает количество затраченного металла. Поэтому в установках, работающих при таких высоких частотах, при которых явление поверхностного эффекта уже резко выражено, часто употребляют или полые проводники, или же проводники, составленные из очень большого числа тонких изолированных проволочек, благодаря чему достигается значительное увеличение полезной поверхности проводника при данном его сечении.

При изучении всякого явления бывает полезно составить себе, для уяснения механизма явления, более или менее простую рабочую схему, помогающую связать происходящее явление с какими-либо конкретными и знакомыми представлениями. В качестве такой схемы для данного случая можно предложить следующее. Мы можем представить себе всякий проводник состоящим из ряда цилиндрических коаксиальных элементов малого сечения, расположенных вокруг его оси. Не трудно убедиться, что элементы, расположенные у периферии проводника, связаны с меньшим магнитным потоком, чем элементы, лежащие внутри проводника. В самом деле, в то время как с первыми связан лишь магнитный поток, наводящийся вне проводника, магнитный поток, связанный с внутренними элементами, больше на величину потока, распределенного внутри металла. При переменном токе, связанный с током магнитный поток является также переменным. Всякое же изменение магнитного потока связано с возникновением в проводнике обратной ЭДС. На основании только что сказанного, мы должны притти



к заключению, что во внутренних элементах провода будет индуктироваться большая обратная ЭДС, чем во внешних. Влияние этой обратной ЭДС сказывается, во первых, в ослаблении силы тока и, во-вторых, в появлении разности фаз между током и напряжением. По приведенной схеме оказывается

совершенно ясным, что внутренние элементы проводника, как связанные с большим магнитным потоком, представят большее полное сопротивление ($z$) и обусловят больший сдвиг тока по фазе.

Перейдем теперь к математическому обследованию вопроса. Обратимся к уже известный нам уравнениям Максвелла в той их форме, которую можно применить к случаю проводникового тока, именно, возьмем уравнения, связывающие силу тока с силою магнитного поля (см. § 119):

$$\left.\begin{aligned} 4\pi J_x &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ 4\pi J_y &= \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ 4\pi J_z &= \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{aligned}\right\} \qquad (154)$$

Будем здесь рассматривать $J_x$, $J_y$ и $J_z$ как составляющие плотности чисто проводникового тока. При этом, вообще говоря, плотность тока $J$ является функцией геометрических, координат и времени, т. е:

$$\begin{aligned} J_x &= f_1(x, y, z, t), \\ J_y &= f_2(x, y, z, t), \\ J_z &= f_3(x, y, z, t). \end{aligned}$$

Возьмем первое из уравнений (154) и умножим обе его части на величину магнитной проницаемости μ. Так как мы предположим, что имеем дело со средой, для которой μ=const, и так как $B=\mu H$, т. е.:

$$\begin{aligned} B_x &= \mu H_x, \\ B_y &= \mu H_y, \\ B_z &= \mu H_z, \end{aligned}$$

то, вводя в правой части уравнения μ под. знак производной, получим:

$$4\pi\mu J_x = \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z}.$$

Возьмем производную от полученного уравнения по времени:

$$4\pi\mu \frac{dJ_x}{dt} = \frac{\partial}{\partial y}\frac{dB_z}{dt} - \frac{\partial}{\partial z}\frac{dB_y}{dt}\ ^{1)}. \qquad (155)$$

*

435

Но на основании второй группы уравнений Максвелла (136) имеем:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dB_z}{dt} &= \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \\ -\frac{dB_y}{dt} &= \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \end{aligned}\right\} \qquad (156)$$

Составляющие же электрического поля $E_x$, $E_y$ и $E_z$, в случае проводникового тока, представляют собою падение напряжения на длине в 1 *см* по направлению соответственной оси, т. е. мы имеем право написать:

$$E_x = \rho J_x,$$
$$E_y = \rho J_y,$$
$$E_z = \rho J_z,$$

где ρ — удельное сопротивление материала проводника. Следовательно, только что написанные уравнения (156) можно представить в следующем виде:

$$\frac{dB_z}{dt} = \rho \frac{\partial J_x}{\partial y} - \rho \frac{\partial J_y}{\partial x},$$
$$-\frac{dB_y}{dt} = \rho \frac{\partial J_x}{\partial z} - \rho \frac{\partial J_z}{\partial x}.$$

Подставляя эти выражения в уравнения (155), получим:

$$4\pi\mu \frac{dJ_x}{dt} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho \frac{\partial J_x}{\partial y} - \rho \frac{\partial J_y}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\rho \frac{\partial J_x}{\partial z} - \rho \frac{\partial J_z}{\partial x}\right) =$$
$$= \rho\left(\frac{\partial^2 J_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 J_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 J_x}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 J_z}{\partial x \partial z}\right).$$

Прибавив и отняв от правой части равенства величину:

$$\frac{\partial^2 J_x}{\partial x^2}$$

получим следующее уравнение: (157)

$$4\pi\mu \frac{dJ_x}{dt} = \rho\left[\frac{\partial^2 J_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 J_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 J_x}{\partial z^2}\right] - \rho \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z}\right].$$

Выражение:

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z},$$

представляющее собою сумму частных производных по трем геометрическим координатам от составляющих плотности тока, равно нулю, что легко показать. Именно, возьмем группу уравнений



Максвелла (154) и, продифференцировав эти три уравнения соответственно по *x,* по *y* и по *z,* получим:

$$4\pi \frac{\partial J_x}{\partial x} = \frac{\partial^2 H_z}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial z},$$
$$4\pi \frac{\partial J_y}{\partial y} = \frac{\partial^2 H_x}{\partial y \partial z} - \frac{\partial^2 H_z}{\partial x \partial y},$$
$$4\pi \frac{\partial J_z}{\partial z} = \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 H_x}{\partial y \partial z}.$$

Сложим эти уравнения почленно. При этом правая часть уравнения даст нуль. Таким образом, получаем:

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0.$$

Итак, уравнение (157) принимает вид:

$$4\pi\mu\frac{dJ_x}{dt}=\rho\left(\frac{\partial^2 J_x}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 J_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 J_x}{\partial z^2}\right). \qquad (158')$$

Совершенно аналогичными рассуждениями можно получить два других уравнения:

$$4\pi\mu\frac{dJ_y}{dt}=\rho\left(\frac{\partial^2 J_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 J_y}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 J_y}{\partial z^2}\right), \qquad (158'')$$

$$4\pi\mu\frac{dJ_z}{dt}=\rho\left(\frac{\partial^2 J_z}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 J_z}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 J_z}{\partial z^2}\right). \qquad (158''')$$

Эти уравнения вполне определяют характер распределения тока в металлических массах, так как они связывают математически изменение тока во времени с изменением его по всем геометрическим координатам. По форме эти уравнения вполне тождественны уравнениям, определяющим течение теплоты вследствие теплопроводности. Отсюда непосредственно следует, что со стороны формальной проникновение токов внутрь массы металла совершается по тем же законам, что и проникновение тепла от нагретой поверхности внутрь тела. С целью общего исследования закона распределения электрического тока в массе проводника решим полученные уравнения (158) для простейшего частного случая. Пусть (рис. 191) по поверхности раздела *ABCD,* являющейся одновременно координатной плоскостью *YOZ,* существует равномерное распределение переменного тока.

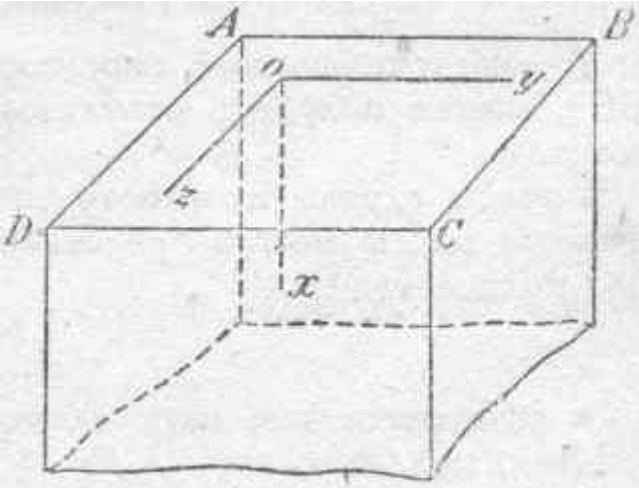


Рис. 191.

Ось *OX* направим вниз, т, е. в тело



проводника. Допустим далее, что этот переменный ток ориентирован в направлении параллельном оси *OZ,* Тогда будем иметь:

$J_x=0$

и

$J_y=0$.

Если поверхность раздела *ABCD, а* также и масса проводника, безгранично велики и, следовательно, нет причин для изменения ориентировки тока, то эта последняя на любой глубине будет одна и та же. На поверхности раздела плотность тока имеет вследствие равномерности распределения одно и то же значение для всех точек. Плотность тока $J_z$ на любой глубине будет зависеть только от времени *t* и геометрической координаты *x*:

$J_z=f(t,x)$.

При наличии же данного условия уравнение *(158''')* примет вид:

$$4\pi\mu \frac{dJ_z}{dt} = \rho \frac{\partial^2 J_z}{\partial x^2}$$

$$\frac{\partial^2 J_z}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 J_z}{\partial z^2} = 0.$$

Для решения полученного уравнения примем дополнительное условие, а именно, предположим, что по поверхности раздела течет гармонически изменяющийся ток, определяемый некоторым выражением вида:

$$A \cos \omega t.$$

Здесь:

$$\omega = 2\pi f,$$

где $f$ — частота данного переменного тока. Придавая $f$ любое значение, можем получить результат, соответствующий каким угодно частотам.

В таком случае плотность тока в любой точке внутри металлической массы можно представить вещественной частью комплексного количества:

$$k\varepsilon^{j\omega t},$$

где ε, есть основание натуральных логарифмов, а $j = \sqrt{-1}$. Итак, полагаем:

$$J_z = k\varepsilon^{j\omega t}, \quad (159)$$

и подставляем эго значение для $J_z$ в уравнение:

$$4\pi\mu \frac{dJ_z}{dt} = \rho \frac{\partial^2 J_z}{x^2},$$



не забывая только, что реальное значение плотности силы тока равно *вещественной* части данного комплекса. Произведя указанную подстановку, получим:

$$4\pi\mu \frac{d(k\varepsilon^{j\omega t})}{dt} = \rho \frac{\partial^2 (k\varepsilon^{j\omega t})}{\partial x^2},$$

что дает по дифференцировании (если принять во внимание, что $k$ зависит от $x$: и не зависит от $t$):

$$4\pi\mu k j\omega \varepsilon^{j\omega t} = \rho\, \varepsilon^{j\omega t} \frac{\partial^2 k}{\partial x^2},$$

или по сокращении на $\varepsilon^{j\omega t}$:

$$4\pi\mu k j\omega = \rho \frac{\partial^2 k}{\partial x^2}.$$

Вводя обозначение:

$$p^2 = \frac{4\pi\mu j\omega}{\rho},$$

приведем это уравнение к виду:

$$p^2 k = \frac{\partial^2 k}{\partial x^2}. \quad (160)$$

' Решение полученного дифференциального уравнения (160) может быть написано в общей форме:

$$k = A_1 \varepsilon^{-px} + A_2 \varepsilon^{px},$$

где $A_1$ и $A_2$ постоянные интегрирования, определяемые из начальных условий. $A_2$ должно быть равно нулю, так как если $A_2 \neq 0$, то при удалении исследуемой точки от плоскости раздела внутрь проводника, т. е. при возрастании координаты $x$, сила тока должна возрастать беспредельно, что противоречило бы закону сохранения энергии. Следовательно,

$A_2=0$

и решение уравнения (160) представится в виде:

$$k = A\varepsilon^{-px} \quad (161)$$

Преобразуем это решение, для чего определим $p$. По условию:

$$p^2 = \frac{4\pi\mu\omega}{\rho} j,$$

следовательно,

$$p = \left(\frac{4\pi\mu\omega}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} j^{\frac{1}{2}}.$$

Выражение $j^{1/2}$ представим в ином виде:

$$j^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{1}{2} + j - \frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2}}$$



или:

$$j^{\frac{1}{2}} = \left[\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2 + 2\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)\left(\frac{j}{\sqrt{2}}\right) + \left(\frac{j}{\sqrt{2}}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

или:

$$j^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{j}{\sqrt{2}}\right) = (1+j)\frac{1}{\sqrt{2}}.$$

В таком случае выражение для $p$ примет вид:

$$p = \left(\frac{2\pi\mu\omega}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}(1+j) = a + ja.$$

Отсюда имеем для $k$ на основании (161):

$$k = A\varepsilon^{-(a+ja)} = A\varepsilon^{-ax}\varepsilon^{-ajx}.$$

Подставляя полученное решение в выражение для силы тока (159), получим:

$$J_z = A\varepsilon^{-ax}\varepsilon^{-ajx}\varepsilon^{j\omega t}$$

или:

$$J_z = A\varepsilon^{-ax}\varepsilon^{j(\omega t - ax)},$$

а вспоминая, что реальное значение плотности тока выражается в данном случае вещественной частью комплекса, получим:

$$J_z = A\varepsilon^{-ax}\cos[\omega t - ax].$$

Подставляя сюда значение *a*:

$$a = \left(\frac{2\pi\mu\omega}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}},$$

получим окончательно:

$$J_z = A\varepsilon^{-\left(\frac{2\pi\mu\omega}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}x}\cos\left[\omega t - \left(\frac{2\pi\mu\omega}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}x\right]. \quad (162)$$

Полученное выражение показывает, что с изменением координаты *x* меняется и амплитуда и фаза тока. Подставляя значение
*x*=0
получим:

$$\varepsilon^{-\left(\frac{2\pi\mu\omega}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}x} = 1,$$

что приводит нас, как и следовало ожидать, к уравнению:

$$J_z = A\cos\omega t,$$

т. е. к выражению для силы тока на поверхности раздела.
440

Нас интересует главным образом амплитуда плотности тока и потому мы в дальнейшем сосредоточим наше внимание исключительно на выражении:

$$J_m = A\varepsilon^{-\left(\frac{2\pi\mu\omega}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}x}.$$

Разберем некоторые конкретные случаи. Остановимся, например, на меди, для которой μ=1 и ρ=1600; подставляем эти данные в выражения для амплитуды при частоте *f*=100 периодов в секунду и, следовательно, при 2*πf*=2π•100.
Имеем:

$$\left(\frac{2\pi\cdot 2\pi\ \ 1\cdot 100}{1600}\right)^{\frac{1}{2}}x = \frac{2\pi.10}{40}x = \frac{\pi}{2}x.$$

Таким образом, ток пропорционален $\varepsilon^{-\frac{\pi}{2}x}$. Примем начальные условия такими, чтобы при *x*=0, т. е. поверхности раздела, было;
$J_m = A = 1$.
В таком случае будем иметь:

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| при | $x = 1$ *см* | значение | амплитуды | плотности | тока | $J_m = 0{,}208$ |
| „ | $x = 2$ *см* | „ | „ | „ | „ | $J_m = 0{,}043$ |
| „ | $x = 4$ *см* | „ | „ | „ | „ | $J_m = 0{,}002$ |

Если же, например, $f=10^6$ периодов в секунду, то получим:

при $x=0$ . . . . . $J_m=1$
„ $x=0{,}01$ *см* . . . . . $J_m=0\ 208$
„ $x=0{,}1$ *см* . . . . . $J_m<\frac{1}{6}10^{-6}$.

Отсюда вытекает вывод очень важный для техники токов большой частоты: в случае частот порядка миллионов в секунду, практически можно не считаться с токами, циркулирующими в глубине проводника.

Для железа, принимая ρ=10000 и μ=1000, получаем при $f$=100 следующие результаты:

$J_m=\varepsilon^{-20x}$

и, следовательно,

при $x=0$ . . . . . $J_m=1$
„ $x=0{,}1$ *см* . . . . . $J_m=0{,}13$
„ $x=0{,}5$ *см* . . . . . $J_m<0{,}5\cdot 10^{-8}$

441

Если же принять $f=10^6$, то $J_m=eps^{-2000x}$ и получаем:

при $x=0$ . . . . . $J_m=1$
„ $x=0{,}001$ *см* . . . . $J_m=0{,}13$
„ $x=0{,}01$ *см* . . . . $J_m=0{,}2\cdot 10^{-8}$.

В. Томсон (лорд Кельвин) назвал явление, нами рассмотренное, явлением поверхностного эффекта, —skin-effect (skin=шкурка, пленка, слой). Как пример ко всему вышеизложенному, рассмотрим следующее. Предположим, что мы имеем некоторый обычный проводник. При прохождении по нему переменного тока мы будем наблюдать то же явление skin effect'a, которое выше было математически обследовано для простейшего случая. Благодаря этому, омическое сопротивление проводника переменному току $r_a$ будет больше омического сопротивления току постоянному $r_c$. Это неравенство сопротивлений является, как выше было разъяснено, результатом неодинаковой плотности тока в различных слоях проводника, т. е. тем, что не все части проводника одинаково полно использованы для проведения тока.

Вопрос об увеличении сопротивления проводника при прохождении по нему переменного тока занимал, кроме В. Томсона, еще лорда Рэлея, Ми, Госпиталье и других. Точное математическое решение задачи для случая обычного проводника с круговым сечением приводит к сложным выкладкам, и мы поэтому ограничимся только результатами, пригодными для простых вычислений. Приводим выборку из таблицы, составленной Госпиталье для меди на основании расчетов и опытов В. Томсона.

| $fd^2$ | $\frac{r_a}{r_c}$ | $fd^2$ | $\frac{r_a}{r_c}$ |
|---|---|---|---|
| 0 | 1,0 | 470 | 1,1747 |
| 20 | 1,0000 | 1200 | 1,6778 |
| 80 | 1,0001 | 2200 | 2,2190 |
| 170 | 1,02:8 | 17000 | 5,5732 |
| 300 | 1,0805 | 30000 | 7,3250 |

Из таблицы непосредственно видно, как изменяется сопротивление медного проводника при изменении его диаметра $d$ или частоты переменного тока /. На практике, в технике низких частот, частота редко превышает 50 — 60 периодов в секунду; диаметр проводников обычно сравнительно редко делают более 1—$1^1/_2$ *см.* Поэтому величина $fd^2$ обычно не превышает $60*1{,}5^2=135$. Следовательно, $r_a$ почти не отличается от $r_c$, Но в области радио, где применяются большие частоты, $r_a$ значительно превосходит $r_f$ Что касается железных проводов, то уже



при низких частотах, вследствие более высокой магнитной проницаемости, происходит значительно большее увеличение сопротивления, чем для медных проводов. Учет явления при железных проводах очень осложняется тем, что μ непостоянно и, кроме того, сказывается на $r_a$ влияние гистерезиса.

В последние годы в качестве материала для проводов начали употреблять еще алюминий (передача энергии и т.д.). Алюминиевые проводники более выгодны в отношении явления неравномерного распределения тока, чем медные, вследствие того, несомненно, что их проводимость почти вдвое меньше таковой же у медных. Ниже мы даем еще одну таблицу для сравнения процентного увеличения сопротивления для алюминиевых и медных проводников.

| Материал / ам гр | Алюминий | | | Медь | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Частота = | 25 | 50 | 100 | 25 | 50 | 100 |
| $d$ = 0,5 *см* | 0,0009% | 0.004% | 0,016% | 0,003% | 0,011% | 0,044% |
| 1,0 „ | 0,015 % | 0,06 % | 0,25 % | 0,04 % | 0,18 % | 0,70 % |
| 1,5 „ | 0,08 % | 0,3 % | 1,3 % | 0,20 % | 0,88 % | 3,5 % |
| 2,0 „ | 0,02 % | 1,0 % | 4.0 % | 0,70 % | 2,8 % | 11,2 % |

Явление skin-effect'a имеет место между прочим и в проводниках машин переменного тока: в данном случае сопротивление также увеличивается. Необходимо оговориться еще, что там это явление осложняется появлением токов Фуко в проводниках вследствие перемещений проводников в неравномерных полях (причина, почему проводники нередко расслаиваются).



***[1]) Так как, вообще,*** $\varepsilon^{jz} = \cos\alpha + j\sin\alpha.$

***[1]) При этом мы меняем порядок дифференцирования, т. е. берем сначала производную по y, а затем по t. Как известно, на результат это не влияет.***

**Размерности электрических в магнитных величин.**

1. Всякое электрическое и магнитное количество может быть выражено при посредстве основных единиц длины, массы и времени и специальных коэффициентов — диэлектрической постоянной ε и магнитной проницаемости μ, характеризующих свойства той среды, в которой имеют место электрические и магнитные явления. В нижеследующей таблице II в выведенных таким путем формулах размерности электрических и магнитных величин, ради достижения наибольшей общности, сохранены ε и μ. Полагая $\varepsilon=\varepsilon_0=1$, получим обычные формулы размерности так называемых абсолютных электростатических единиц. Полагая $\mu=\mu_0=1$, получим формулы размерности абсолютных электромагнитных единиц. Вместе с тем в таблице приведены те соотношения, которые необходимы для получения формул размерностей.

*Отношение между абсолютной электромагнитной и абсолютной электростатической единицами количества электричества, обозначаемое обычно символом „c", имеет размерность скорости.* Действительно, если основные единицы длины, массы и времени в обеих системах приняты одни и те же, то величину *„c"* можно представить себе как число абсолютных электростатических единиц количества электричества, содержащихся в одной абсолютной электромагнитной единице.
Следовательно, полагая ε=1 и μ=1, можем выразить размерность [c] следующим образом:

$$[c] = \frac{[L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}]}{[L^{1/2} M^{1/2}]} = [L T^{-1}] = [v].$$

Отметим еще, что размерность произведения магнитной проницаемости и диэлектрической постоянной, выраженных в одной и той же системе, будет следующая:

$$[\mu\varepsilon] = [L^{-2} T^{2}] = \frac{1}{(c^2)}.$$

444

В абсолютной электростатической системе мы принимаем, *что* размерность ε есть [0], и полагаем: $\varepsilon=\varepsilon_0=1$. Соответственно *этому* мы имеем в той же системе:
$\mu=1/c^2$.
В абсолютной электромагнитной системе размерность μ мы считаем равной [0] и полагаем: $\mu=\mu_0=1$. В связи с этим мы имеем в той же системе:
$\varepsilon=1/c^2$.

*Таблица 1.*

| Наименования | Обозначения | Формулы размерности |
|---|---|---|
| **ОСНОВНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ.** | | |
| Длина . . . . . | $l$ | $[L]$ |
| Масса . . . . . | $m$ | $[M]$ |
| Время . . . . . | $t$ | $[T]$ |
| **МЕХАНИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ.** | | |
| Скорость . . . . . | $v = \frac{dl}{dt}$ | $[LT^{-1}]$ |
| Ускорение . . . . . | $w = \frac{dv}{dt}$ | $[LT^{-2}]$ |
| Сила . . . . . | $f = mw$ | $[LMT^{-2}]$ |
| Работа . . . . . | $A = fl$ | $[L^2MT^{-2}]$ |
| Энергия . . . . . | $A = \frac{1}{2} mv^2$ | |
| Мощность . . . . . | $P = \frac{A}{t}$ | $[L^2MT^{-3}]$ |



*Таблица II.* ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ.

| Наименования | Обозначения | Электростатическая система | Электромагнитная система |
|---|---|---|---|
| Количество электричества . . . | $q = I\sqrt{\varepsilon f}$<br>$q = It$ | $[\varepsilon^{1/2}][L^{3/2}M^{1/2}T^{-1}]$<br>. . . . . | . . . . . .<br>$[\mu^{-1/2}][L^{1/2}M^{1/2}]$ |
| Электрическое смещение . . . | $D = \frac{q}{s}$ | $[\varepsilon^{1/2}][L^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}]$ | $[\mu^{-1/2}][L^{-3/2}M^{1/2}]$ |
| Электрическая сила . . . . . | $E = \frac{f}{q}$ | $[\varepsilon^{-1/2}][L^{-1/2}M^{1/2}T^{-2}]$ | $[\mu^{1/2}][L^{1/2}M^{1/2}T^{-2}]$ |
| Электрический потенциал . . . | $U = \frac{A}{q}$ | $[\varepsilon^{-1/2}][L^{1/2}M^{1/2}T^{-1}]$ | $[\mu^{1/2}][L^{3/2}M^{1/2}T^{-2}]$ |
| Электродвижущая сила . . . . . | $e$ | | |
| Электрическая емкость . . . . . | $C = \frac{q}{U}$ | $[\varepsilon][L]$ | $[\mu^{-1}][L^{-1}T^{2}]$ |
| Диэлектрическая постоянная . . | $\varepsilon = \frac{4\pi}{E}D$ | $[\varepsilon]$<br>. . . . . | . . . . . .<br>$[\mu^{-1}][L^{-2}T^{2}]$ |
| Сила тока . . . . | $i = \frac{q}{t}$ | $[\varepsilon^{1/2}][L^{3/2}M^{1/2}T^{-2}]$ | $[\mu^{-1/2}][L^{1/2}M^{1/2}T^{-1}]$ |
| Электрическое сопротивление . . | $r = \frac{e}{i}$ | $[\varepsilon^{-1}][L^{-1}T]$ | $[\mu][LT^{-1}]$ |
| Количество магнитизма . . . . . | $m = I\sqrt{\mu f}$<br>$f = \frac{im\sin\vartheta\, dl}{a^2}$ | . . . . . .<br>$[\varepsilon^{-1/2}][L^{1/2}M^{1/2}]$ | $[\mu^{1/2}][L^{3/2}M^{1/2}T^{-1}]$<br>. . . . . |
| Магнитная сила . | $H = \frac{f}{m}$ | $[\varepsilon^{1/2}][L^{1/2}M^{1/2}T^{-2}]$ | $[\mu^{-1/2}][L^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}]$ |
| Магнитодвижущая сила . . . . | $F = \int H dl$ | $[\varepsilon^{1/2}][L^{3/2}M^{1/2}T^{-2}]$ | $[\mu^{-1/2}][L^{1/2}M^{1/2}T^{-1}]$ |
| Магнитная индукция . . . . . | $B = \mu H$<br>$e = -\frac{d(Bs)}{dt}$ | . . . . . .<br>$[\varepsilon^{-1/2}][L^{-3/2}M^{1/2}]$ | $[\mu^{1/2}][L^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}]$<br>. . . . . |
| Магнитная проницаемость . . | $\mu = \frac{B}{H}$ | . . . . . .<br>$[\varepsilon^{-1}][L^{-2}T^{2}]$ | $[\mu]$<br>. . . . . |
| Магнитный поток | $\Phi = Bs$ | $[\varepsilon^{-1/2}][L^{1/2}M^{1/2}]$ | $[\mu^{1/2}][L^{3/2}M^{1/2}T^{-1}]$ |
| Коэффициент самоиндукции . | $L = \frac{\Phi}{i}$ | $[\varepsilon^{-1}][L^{-1}T^{2}]$ | $[\mu][L]$ |
| Коэффициент взаимной индукции . . . . . | $M = \frac{\Phi}{i}$ | | |



*Таблица III.*

| Наименования величин | Формулы размерности (по П. Л. Калантарову) |
|---|---|
| Магнитный поток | $[\Phi]$ |
| Магнитная индукция | $[\Phi L^{-2}]$ |
| Электродвижущая сила | $[\Phi T^{-1}]$ |
| Электрическая сила | $[\Phi T^{-1} L^{-1}]$ |
| Количество электричества | $[Q]$ |
| Электрическое смещение | $[Q L^{-2}]$ |
| Магнитодвижущая сила, сила тока | $[Q T^{-1}]$ |
| Магнитная сила | $[Q T^{-1} L^{-1}]$ |
| Электрическое сопротивление | $[\Phi Q^{-1}]$ |
| Коэффициент электромагнитной индукции | $[\Phi Q^{-1} T]$ |
| Магнитная проницаемость | $[\Phi Q^{-1} T L^{-1}]$ |
| Магнитное сопротивление | $[\Phi^{-1} Q T^{-1}]$ |
| Электрическая емкость | $[\Phi^{-1} Q T]$ |
| Диэлектрическая постоянная | $[\Phi^{-1} Q T L^{-1}]$ |
| Энергия, работа | $[\Phi Q T^{-1}]$ |
| Мощность | $[\Phi Q T^{-2}]$ |
| Механическая сила | $[\Phi Q T^{-1} L^{-1}]$ |
| Масса (инертная) | $[\Phi Q T L^{-2}]$ |
| Количество действия, момент количества движения | $[\Phi Q]$ |

447

2. П. Л. Калантаров предложил при выводе формул размерности электрических и магнитных величин принять за основные величины следующие четыре:

Время ..... $[T]$

Длина ..... *[L]*
Магнитный поток ..... *[Ф]*
Количество электричества . . . *[Q]*
Формулы размерности, получающиеся при указанном выборе основных величин, приведены в таблице III, в которую включены также размерности энергии, мощности, механической силы, массы (инертной) и момента количества движения, т. е. так называемого количества действия (постоянная *Планка h* есть некоторое элементарное количество действия).
448

***[1]) P. Kalantaroff. Les equations aux dimensions des grandeurs electriques .et magnetiques. — Revue Generale de l'Electricite, 1929, t, XXV, № 7, p. 235.***

**Предметный указатель.**

Абсолютная электромагнитная единица:
количества электричества 193,
коэффициента взаимной индукции 354,
коэффициента самоиндукции 342,343,
магнитного потока 47,
магнитной индукции 42,
магнитной массы 37,
силы (напряженности) магнитного поля 38.
Абсолютная электростатическая единица:
емкости 221,
количества электричества 193,
электрического потенциала 195.
Абсолютный электрометр 218.
Абсолютных единиц размерность 444-448.
Айртон, формулы для вольтовой дуги 285.
Ампера опыт 392.
Ампера правило 388.
Ампервитки 95.
Арматуры зубчатые 58, 81.
Асинхронная машина, ЭДС ротора 352.
— — электромагнитные взаимодействия 388.
Барнетта опыт 335.
Бархгаузена опыт 146.
Бесколлекторная машина постоянного тока 81-88,
Бифилярная обмотка 348.
Боковой распор магнитных линий 109—111, 377—379.
— — фарадеевских трубок 219.
— Бомбардировка ионная 256, 285, 293, 298, 305.
— Бонч-Бруевич, мощные генераторные лампы 304.
— Боргмана исследование потерь в диэлектрике 227.
— Брауна трубка 305, 306.
Вебера-Юинга гипотеза 140—146.
Вектор Пойнтинга 430—433.
Венельта оксидированный катод 301, 302, 305.
Вещества роль в явлениях магнитного поля 40, 125—129, 368-372.
Взаимная индукция 350—359.
Взаимной индукции коэффициент 352 — 359.

— —коэффициент, единица 354.
— — коэффициент, определение 354.
— — коэффициент тороида 355—356.
— — поток 350, 353, 360.
— -ЭДС 350-352, 363.
Взаимодействие магнитных полюсов 36, 37.
Взаимодействие токов 377—381.
Вибратор 419—426.
Вильсон, конденсация влаги на ионах 262.
Вин, масса иона 261.
Вихревые нити Гельмгольца 63, 64.
Внешняя ЭДС 203.
Внутренняя ЭДС 200—203.
Внутриатомные токи 146,147,368—372.
Воздуха диэлектрическая постоянная 225.
— электрическая прочность 229—230
Волна плоская 411.
— — уравнение 412.
— стоячая 425.
Вольт 195, 247.
Вольтова дуга 266, 281--291.
— —, кратер 283.
— —, характеристики 286—290.
Восприимчивость магнитная 42, 125.
Вращающихся магнитов гипотеза 140
Вторичной цепи роль 362—365.
Вторичные электроны 256.
Выпрямление переменного тока 88, 291—296.
Выпрямители дуговые, ртутные 291 — 296.
— катодные, кенотроны 305.
Вязкость диэлектрическая 225—227.
— магнитная 157, 158,
Гааса (де-) и Эйнштейна опыт 335.
Гаусс (единица) 42.
Гаусса теорема для магнитного воля 42-45.
— — для электрического поля 45, 198,
Гельмгольца вихревые нити 63, 64.
Генри (единица) 343, 354.
Геринга работы 385, 394.
Герц, фотоэффект в искре 279.
Герца опыты 419—426.
Гипотеза молекулярных магнитов 140
-147. Гистерезис магнитный 132—140,
— вращения 160, 161.
— диэлектрический 227, 228.
Гистерезис, потери 135—140, 160—163.
— — вывод 135-139.
— — формула Штейнметца 139—140.
— цикл (петля) 131 — 135.
Гопкинсона опыты 149 — 150, 153—155,

Градиент потенциала 196—198.
— — критический 274—276.
Громоотводы 277—278.
Давление газа, влияние и» разряд 263, 267, 296, 297.
Даламберова сила инерции 117,118,326.
Движение проводника во внешнем магнитном поле 70-74, 385-389.
— электричества внутри проводников 234-236.
Движения электродинамической системы закон 372-377, 387, 389-394.
Действие на расстоянии 7. 8, 17—23. 32, 33.
Действующий коэффициент взаимной индукции 372.
Действующий коэффициент самоиндукции 366—372.
— динамический 371, 372,
— статический 368.
Детектор магнитный 152.
— Флеминга 303.
.Деформации расслабление (реляксация)237.
Деформация среды электрическая 176, 204, 211, 213, 217, 226.
— среды остаточная 226.
Деформирование магнитных линий 63-74.
Диамагнитное вещество 40, 42, 370.
Динамический коэффициент самоиндукции 371, 372.
Диск Фарадея 49, 81
Дисковая униполярная машина 82,
Дифференциальные ур-ия Максвелла 406-407.
Диэлектрическая вязкость 225—227.
Диэлектрический гистерезис 227—228,
Диэлектрическая постоянная 171, 193, 224-225, 414-418.
— — различных диэлектриков 225, 418,
Диэлектриков проводимость 228,
— свойства 224-230.
Добавочная скорость магнитных линий
77—79.
Дуга вольтова 266, 281—291.
Дуговые выпрямители 291—296.
Единица абсолютная электромагнитная:
количества электричества 193,
коэффициент» взаимной индукции 354,
коэффициента самоиндукции 342, 343,
магнитной индукции 42,
магнитной массы 37,
магнитного потока 47,
магнитной силы 38.
Единица абсолютная электростатическая:
емкости 221,
количества электричества 193,
электрического потенциала 195.
Единица практическая:
градиента потенциала 198,
емкости 221,
количества электричества 193,

коэффициента взаимной индукции 354,
коэффициента самоиндукции-342,343,
магнитного потока 47,
потенциала электрического 195.
Единиц размерность 444—448.
Единичная трубка магнитной индукции 47.
— — электрического смещения (фарадеевская трубка) 207, 208.
Емкость (электрическая) 220—224.
Емкость конденсатора 222, 224.
— шара 221.
Железо;
изменение размеров при намагничении 159,
коэрцитивная (понудительная) сила 133, 135,
коэффициент Штейнметца 139,
кремнистое 140, 161—163,
кривая намагничения 87, 130, 132,
кривая μ 148, 153, 154, 163, 164,
критическая температура 154,
потери на гистерезис 135 — 140 160-163,
сплавы 161—164,
старение 156,
удельное сопротивление 162.
Задерживающая сила 133, 135.
Закон Био-Савара 388.
— движения электродинамической системы 372-377, 387, 389-394.
— Кулона 36, 37, 192, 193.
— Ленца 121, 365.
— магнитной цепи 94—97.
— магнитной цепи, аналитическое выражение 94—95.
— магнитодвижущей силы 89—93, 402.
— Ома 95, 236.
— Пашена 279.
— Ричардсона 301, 302.
— электродвижущей силы 200, 402.
— электромагнитной индукции: формулировка Максвелла 57,
формулировка Фарадея 55—57,
тождественность обеих формулировок 58—62.
Залесского, формулы для вольтовой дуги 286.
Замкнутость (непрерывность) магнитного потока 47—55.
— —математическая формулировка 52-55.
Замкнутость (непрерывность) электрического тока 168, 172, 179—181.
— — математическая формулировка 179-181.
— — примеры 182—189.
Запас энергии магнитного поля (на единицу объема) 97—100.
— — потока самоиндукции 100—102, 244»
— — системы наэлектризованных тел 213- 216.
— — электрического поля (на единицу объема) 171, 216.
Заряд электрический 166,193,208, 232.
— иона, электрона 208, 256—263.
— объемный (в газах) 273, 301.

— остаточный 225—227.
Затухание электрических колебаний 422.
Звенья магнитные 71, 72, 242 - 248.
— энергия одного звена 101, 248.
Зворыкина работы по телевизии 306.
Зубчатые арматуры 58, 81.
Измерение магнитного потока (флюксметр) 121—124.
Изоляторы:
диэлектрическая постоянная 193, 225.
потери на диэлектрический гистерезис 227, 228.
удельное сопротивление 228,
электрическая прочность 228—230.
Индукция взаимная 350-360.
— — ее коэффициент 352—360,
— — ее единица 354,
— — ее определение 354,
— — ее поток 350, 355, 360,
— — ее ЭДС 350—352, 362.
Индукция магнитная 40, 47, 125.
Индукции магнитной, ливни 46,
— — трубка 46.
Индукция электромагнитная: ее механизм 70—74, 246, 247,
Максвеллова формулировка 57, 62,
Фарадеева формулировка 56 — 57,
тождественность обеих формулировок 58—62,
формулировка автора 247.
Инерции сила (Даламберова) 117, 326.
Инерция магнитного потока 115-124.
— электрического тока 309.
Интеграл линейный магнитной силы
89-93.
— — электрической силы 194, 200—204.
Ион 250-252.
Иона заряд 256—263.
— масса 256-263.
Ионизация газа 252—256.
Ионизирующие агенты 252—256. .
— — рентгеновы лучи 250, 253, 255.
— — ультрафиолетовые лучи 253, 255 279.
— — излучения радиоактивных веществ 253-255.
— — космические лучи 253.
— — электрическое поле 253, 254, 265-267, 274—276.
— — высокая температура газа 253.
— — высокая температура твердых и жидких тел 254, 266, 298—301.
- — коллизии, т. е. соударения 253-255.
- — фотоэлектрический эффект 254, 255, 279.
— — химические реакции 255.
— — деформирование поверхности жидкости и твердого тела в атмосфере газа 255.
— — ионная бомбардировка 256, 285. 293, 297, 305.
Ионизирующий потенциал 254.

Ионов концентрация 268—274.
— подвижность 269—273.
— рекомбинация 252, 268, 273, 274.
Иоффе изолятор 230.
— элементарный фотоэффект 255.
Искра 266, 277-280. Искровой телеграф 279.
Калантаров, размерности физических величин 447—448.
Катод оксидированный Венельта 301. 302. 305.
Катодная лампа 303—305.
Катодные лучи 256—260, 298, 305.

Катодный осциллограф 305—306.
Кельвина (В. Томсона) электрометр 218
Кинетическая природа тока 231—234 308, 313.
Кинетическая энергия системы в обобщенных координатах 320—321.
Кобальт (магнитные свойства) 130, 135, 140, 148, 154, 159.
Количество движения в электрокинетическом процессе 339—311, 337. 347, 360.
Количество электричества: единица 193.
*связанное* с фарадеевской трубкой 208.
Коллизии, т. е. соударения, как ионизирующий агент 253-255.
Кольцо охранное 103, 217.
Конденсатора емкость 222, 224.
Конвекционный ток 179, 182—185, 188.
— — его замкнутость 182—185,
Концентрация ионов 268—274.
Координаты обобщенные 318—324.
— электрические 322—324.
Корона 274—277.
Космические лучи 253.
Коэрцитивная (понудительная) сила 133, 135.
Коэффициент взаимной индукции 352-359.
— — действующий 372.
— — единица 354. — — определение 354.
— — тороида 355, 356.
Коэффициент полезного действия электромагнитного механизма
374. Коэффициент самоиндукция 117, 338-349, 358.
— — величина его 341—349.
— — действующий 366—372.
— — Динамический 371, 372.
— — статический 368 - 371.
— — единица 342, 343.
— — изменение величины 347, 349, 366.
— — синхронно изменяющийся 84-88.
— — тороида 345—347.
— — эквивалентный 365.
— — эффективный 365. Коэффициент Штейнметца 139.
—электромагнитной связи 357—359.
Кратер вольтовой дуги 283.
Кремнистое железо 140, 161—163.

Кривая намагничения 87, 130—132, 150.
Критический градиент потенциала 274—276.
Критическая температура 154.
Крукс, катодные лучи 256.
кулон (единица) 193.
Кулона закон 36, 37, 192, 193.
Лагранжа уравнения, 1-я форма 316, 317.
— — 2-я форма 317 -320.
Лампа катодная 303—305.
Лапласа теорема 199, 200, 410.
Лебедев, опыт с вращением медного цилиндра 336.
Лебединский, обратный фотоэффект в искре 279.
Ленард, ионизация воздуха при разбрызгивании воды 255.
Ленца закон 121.
Линейный интеграл магнитной силы 89-93.
— — электрической силы 194, 200— 204.
Линии магнитные 35, 46, 47, 55—80,
100 -115, 426.
Линий магнитных боковой распор 109, 110. 377—381, 387.
— — деформирование 63—75, 109.
— — непрерывность 47—55.
— — механизм перерезывания 70 — 74,
— — почкование 71—74.
— — преломление 111—115.
— — преобразование 63—74.
— —скорость добавочная 77—79.
— —тяжеиие 102-109, 377-387.
— — энергия 100, 104.
Линии электрического поля 194.
— — смещения 204.
Магнит, подъемная сила его 105,
— постоянный 50, 152. 397.
Магнитизм остаточный 132, 134, 137,
Магнигизма плотность поверхностная 40, 127—128.
Магнитная восприимчивость 42, 125.
— вязкость 157, 158.
— индукция 40, 125.
Магнитная индукция, поток ее 46, 47;
— — трубка ее 46.
—-масса 37, 38.
— — единица ее 37.
— — фиктивность ее 38, 126—129.
—-проницаемость 42, 125, 127—129 130, 143, 153, 154, 163, 164, 370, 414. 415,
— — кривая ее 148, 153, 154, 163, 164.
— — предел ее 148.
— сила 38—40.
— — линейный интеграл ее 89—93.
— — внутри соленоида 93.
— цепь 88-97.
Магнитное поле 36, 127, 165—168, 403,

— — сила (напряженность) его 38—40.
— — определение 35.
Магнитное рассеяние *96,* 106,
— сопротивление 95—97.
Магнитные единицы, размерность их 444—448.
Магнитные звенья 71, 72, 242—248.
Магнитные линии 35, 46, 47, 55—80, 100-115, 426.
— — боковой распор 109, 110. 377— 381, 387.
— — деформирование 63—75, 109.
— — непрерывность 47—55.
— -- перерезывание 70—74.
— —почкование 71—74.
— —преломление 111 — 115.
— — преобразование 63—74.
— — тяжение 102—109, 377-387.
— — энергия 100, 101.
Магнитный момент 39.
Магнитный поток 36, 46—55, 94—100, 115-124, 360. 361.
— — единица 47.
— — непрерывность его 47—55.
— — измерение его 121 —124.
— — инерция его 115—121.
— — определение его 36, 46—47. — 342—347.
— — положительный и отрицательный 389.
— —постоянство его 115—121.
— — реально-существующий 342—346.
— — сквозь поверхность 46.
— — число сцеплений 342—344.
— — энергия его 97-100, 243-248, 429.
Магнитный спектр 46, 69, 107.
Магнитный цикл 131—135.
Магнитный экран 75—81.
Магнитных полюсов взаимодействие 36,37.
Магнитных потенциалов разность 90.
Магнитов вращающихся гипотеза 140 -147.
— постоянных изготовление 152.
Магнитодвижущей сила 89—97, 165.
Магнитопровод 88—97.
Максвелл (единица) 47. ,
Максвелла опыты ($F_{me}$ *и* $e_{me}$) 327— 336.
— теорема 174-176, 209, 210.
— уравнения электромагнитного поля 402-407.
Максвеллова формулировка закона электромагнитной индукции 57.
Масса иона 256—263.
— магнитная 36, 37, 126—129.
— электрона 260.
Материалы ферромагнитные 40, 130 140, 161-164, 370.
Машина бесколлекторная постоянного тока 81—88.
Машина асинхронная 352, 388.

Машина постоянного тока, ЭДС якоря 352.
— синхронная, ЭДС якоря 352.
— униполярная 49, 82.
Маятник электрический 185.
Мельсана громоотвод 277, 278.
Металлические массы, уравнение распределения тока в них 440.
Механизм возникновения электромагнитной силы 107—109.
— перерезывания магнитных линий 70-74.
— электромагнитной индукции 70—74.
Механизмы электромагнитные, к.п.д. их 374.
Механическая электромагнитная сила (см. Электромагнитная сила).
Микрофарада 221.
Милликен, заряд электрона 263.
Молния 266, 277—279
Момент количества движения в электрокинетическом процессе 337, 3б0.
Момент магнитный 39.
Намагничения кривые 87, 130—132.
Напряженность (сила) электрического поля 194.
Напряжение электрическое 203.
— пробивное 228—230, 280, 281.
— Напряженность (сила) магнитного поля 38-40.
— — внутри соленоида 93.
Напряженность намагничения 39—40, 125-127, 148.
Насыщение магнитное 147—149.
Насыщения ток 264, 271, 301, 302.
Непрерывность см. замкнутость.
Неразрывность магнитных линий 55.
Никкель (магнитные свойства) 130, 148, 152, 159, 163, 164.
Нити вихревые Гельмгольца 63, 64.
Ньютонова сила механическая 118.
Обмотка бифилярная 343.
Обобщенные координаты 318—324,
— силы 318-320.
— скорости 319—320.
Объемный заряд 273, 301,
Озонатор 277.
Оксидированный катод Венельта 301, 302, 305.
Ома закон 95, 236.
Опыт автора 61, 283—284.
—Ампера 392.
— Барнетта 335. — Бархгаузена 146.
—Герца 419-426
— Гопкиисона 149—150, 153—155.
— Максвелла *($F_{me}$* и *$e_{me}$)* 328—336.
— Фарадея 47-52,127-129,212-213, 224
— Эйнштейна и де-Гааса 335.
— Эйхенвальда 183.
— Юинга 143-145, 157, 158.
Основная кривая намагничения 132, 152.
Остаточный заряд 225-227.

Остаточная электрическая деформация 228.
Осциллограф катодный 305—306.
Отражение электромагнитных волн 426.
Отрицательный (южный) полюс магнитный 126-129.
Отрывной пермеаметр 106—107.
Охранное кольцо 103, 217.
Пашена закон 279.
Парамагнитные вещества 40, 42, 128, 370.
Перерезывание магнитных линий 57, 70-74.
Период электрических колебаний 423.
Пермаллой 164.
Пермеаметр отрывной 106—107.
Петля гистерезисная 131—135.
Петров, открытие вольтовой дуга 281.
Пинч—эффект 392.
Плоская волна 411.
— — уравнения ее 412.
Плотность магнитизма поверхностная
40, 127-128. Поверхностный эффект (skin-effect),
определение 434
— — уравнения 433—443.
Поверхность равнопотенциальная 196, 197, 202, 239-240.
Подвижность ионов 269—270, 273.
Подъемная сила магнита 105, 106.
Пойнтинга вектор 430—433.
Пойнтинга теория распространения электромагнитных возмущений 426-433.
Пойнтинга и Дж. Дж. Томсона теория электрического тока 236—242.
Показатель преломления (света) . 417, 418.
Поле магнитное 36, 127,165—168, 403.
— — сила (напряженность) его 38—40.
— — определение 35.
— — энергия 97—102.
Поле электрическое 190—192, 401.
— — сила (напряженность) его 194.
— — силовые линии 194.
— энергия 171, 213—216, 429.
Поле электромагнитное 166, 400—402.
— — вывод уравнений 402—407.
— — в диэлектрике 409
Поле электромагнитное в проводнике 433-443.
— — кинетический характер его 401, 402.
— —определение 166, 402,
— — уравнения его 406 — 409,
— — энергия 429— 433.
Поле электростатическое 190—192,194,
201, 202. Положительный (северный) полюс магнитный 38, 126-129.
Полюса магнитные 126—129.
Полюсов магнитных взаимодействие
36, 37.
Поляризация электрическая 169.

Полярность магнитных линий 35.
Пондеро-кинетическая энергия 324, 325,
— электрокинетическая энергия 324-336.
Понудительная (коэрцитивная) сила 133-135,
Постоянная диэлектрическая 193, 225, 414-418.
— — для равных диэлектриков 225,
418. Потенциал ионизирующий 254.
— прорыва 500.
— электрический 194—196, 202, 215.
Потенциала градиент 196—198,
— единица 195.
Потенциалов магнитных разность 90.
— электрических разность 200—203, 218, 222-223.
Потенциальная функция 195, 196.
Потери на гистерезис:
диэлектрический 227, 228.
магнитный 132—140.
Поток взаимной индукции 350, 353, 360
Поток магнитный 36, 46-55, 94- 100, 115-124, 360, 361.
— — единица 47.
— — непрерывность его 47—55.
— — измерение его 121—124.
— —инерция его 115—121.
— — определение 36, 46, 47.
— — полный 342—347.
— — положительный и отрицательный 389.
— — постоянство его 115—121,
— — реально-существующий 342—346.
— — сквозь поверхность 46.
— — число сцеплений 342—344.
— — энергия 97-100, 243-248, 429.
Поток самоиндукции 101, 117, 247, 339-349, 360.
— — полный 344, 347.
— — число магнитных звеньев 247.
— — энергия его 101,102,242 — 245,339.
— Поток электромагнитной энергии, мощность его 430-433.
Почкование магнитных линий 71—74.
Правило правой руки 51.
Практические единицы:
градиента потенциала 198.
емкости 221.
количества электричества 193
коэффициента взаимной индукции 354.
коэффициента самоиндукции 342,343.
магнитного потока 47.
Прамаксвелл 47.
Преломление магнитных линий 111 — 115.
— фарадеевских трубок 219, 220,
— электромагнитных волн 426.
Преломления показатель 417—418.

— — зависимость его от частоты 418.
— — для различных диэлектриков 418.
Преобразования магнитного потока 63—74, 379.
Принцип непрерывности магнитного потока 47—55.
— — формулировка его 52—55.
Принцип непрерывности электрического тока 172, 179-181.
— — формулировка его 179—181.
— — примеры 182—189.
Принцип инерции магнитного потока 115-124.
— — формулировка его 121.
Природа электрического тока 231 —248.
— — теория автора 242—248.
— — теория Дж. Дж. Томсона и Пойнтинга 236-242.
Природа электромагнитной силы 107—109, 387.
Пробивное напряжение 228—230, 280, 281,
Пробой диэлектриков 228—230.
Проводимость диэлектриков 228.
Проводника движение во внешнем магнитном поле 70—74, 385—389.
Проводника потенциал 202.
Проводника роль в передаче электромагнитной энергии 232—234, 431—433.
Проводов транспозиция 359, 360.
Проницаемость магнитная 42, 125,
127-129, 130, 148, 153, 154, 163,
164, 370, 414, 415. Прочность электрическая 228—230.
— — различных диэлектриков 230.
Прэстона теория 51, 52.
Пуассона теорема 198, 199, 202.
Работа намагничения 98-100, 135-
139, 143. Работа электромагнитной силы 373-376,391, 396.
Равнопотенциальная поверхность 196, 197, 202, 239-240,
Радиоактивных веществ излучения 253, 254, 255.
Размерности электрических а магнитных единиц 444—448.
Размеров тела изменение при намагничении 159.
Разность магнитных потенциалов 90.
Разность потенциалов (электрических) 200—203, 218, 222, 223.
Разряд разрывной 228, 266, 277—281.
— тихий 265, 274-277.
Разрядник шаровой 280, 281.
Распор боковой магнитных линий 109—111, 377—379, 387.
— — фарадеевских трубок 219.
Рассеяние магнитное 96. 109.
Расслабление деформации (реляксация) 237.
Резонатор 424.
Рекалесценция 156.
Рекомбинация ионов 252, 268, 273, 274.
Реляксация 237.
Рентгеновы лучи 250, 253, 255, 306 — трубки 306.
Ричардсона закон 301, 302.
Роль проводника в передаче электромагнитной энергии 232—234, 431— 433.
Роль среды в магнитных и электрических явлениях 8,19-22, 29—36, 171, 198, 204, 231-248, 433.

Ртутные выпрямители 291—296.
Самоиндукция 247, 309.
— в цепях постоянного тока 349.
Самоиндукции коэффициент 101, 117, 244, 338—349, 358, 366.
— — величина его 341—349.
— — действующий 366—372.
— — — динамический 371.
— — — статический 368—371.
— — единица 342, 343.
— — изменение величины 347, 349, 366.
— — синхронно изменяющийся 84— 88.
— — тороида 345 -347.
— — эквивалентный 365.
— — аффективный 365.
Самоиндукции поток 101, 117, 247. -339--349, 360
— — полный 344, 347.
— — число магнитных звеньев 247.
— — энергия его 101,102,242—245,339.
Самоиндукции ЭДС 87, 98, 118, 119 247, 338-340, 362.
Сантиметр (единица емкости) 221.
Сверхпроводник 119. 120, 243—245, 382-385.
Света скорость 416, 417.
Свойства диэлектриков 224—230.
— магнитных материалов 125—164.
Связи электромагнитной коэффициент 357 - 359.
Северный (положительный) полюс магнитный 38, 126-129.
Семичев, основные электродинамические процессы 374.
— — и Чернышева Е. А,, критика работ Геринга 385, 394.
Сила задерживающая (коэрцитивная) 133, 135.
Сила инерции 117, 326.
Сила (напряженность) магнитного поля 38-40.
— — внутри соленоида 93.
Сила магнитодвижущая 89—97, 165.
Сила Ньютонова 118.
Сила обобщенная 318—320.
— подъемная магнита 105, 10б.
— (напряженность) электрического поля 194.
— электромагнитная см. электромагнитная сила.
Силовые линии магнитного поля 33—36, 47.
— электрического поля 194. Силы магнитной линейный интеграл 89—93.
— — электрической линейный интеграл 194, 200-204.
— электрического тока мера 90, 165.
— электромагнитной природа 107—109,
Синхронная машина, ЭДС якоря 352
Синхронное изменение коэффициента самоиндукции 31—88.
Skin-effect 433-443.
Скорости обобщенные 319, 320.
Скорость добавочная магнитных линий 77-79.
Скорость распространения электромагнитной энергии 414, 415.
— — величина ее 414

Скорость света 416, 417.
Слепян, проблема униполярной индукции 52.
Слияние магнитных линий 64—74.
Смещение электрическое 165 —189, 204-210.
— — величина его 169, 173, 209.
— — сквозь поверхность 170, 176, 209.
— — сквозь поперечное сечение трубки 207, 208.
Смещения ток 169-174, 179-189, 298, 406, 428.
— — электрического линии 204, 205.
— — трубки 205-220.
Сопротивление магнитное 95— 97.
— удельное диэлектриков 228.
— удельное железа 162.
Сотрясений влияние на магнитные свойства материалов 149 — 152.
Спектр магнитный 46, 69, 107.
Сплавы железа 161 —164,
Среды роль 8; 19-22, 29-36, 171, 198, 204, 231-248, 433.
Сталь:
гистерезисная кривая 134.
коэрцитивная (задерживающая) сила 135.
коэффициент Штейнметца 140.
кривая μ 143.
Старение железа 156.
Столетов, фотоэлектрический эффект 254, 279.
Стоячая электромагнитная волна 425.
Сцеплений число 342—344.
Телевизия 306.
Температура критическая 154.
Температуры влияние на магнитные свойства 152-157.
Теорема Гаусса для магнитного поля 42-45.
— — для электрического поля 45, 198.
— Лапласа 199, 200, 410.
— Максвелла 174—176. 209, 210.
— Пуассона 198, 199, 202.
— Фарадея 210—213.
Термионы 254, 266, 298, 299.
Тихий разряд 265. 274-277.
Ток насыщения 264, 271, 301, 302.
Ток смещения 169-174, 179-189, 298,406, 428.
Ток электрический конвекционный 179 182-185, 188.
— — мера силы его 90, 165.
Ток электрический проводниковый 172, 179, 232-248, 405.
Тока электрического непрерывность 168, 172, 179-181.
— — — математическая формулировке 179-181,
— — —примеры 182—189.
Тока инерция 309.

Тока кинетическая природа 231—234 308-313.
Токи внутриатомные 145,147, 368—372.
Токов взаимодействие 377—381.
Томсона Дж. Дж. и Пойнтинга теория механизма электрического тока 236 —242.
Томсон Дж. Дж., ионизация гага 251, 252.
— заряд и масса нона 256—263.
Томсона (Кельвина) формула периода ал. колебаний 423.
— электрометр абсолютный 218.
Тороид 98, 345, 355.
Транспозиция проводов 359, 360.

Трансформатор, механизм электромагнитной индукции в нем 75.
Трубка магнитной индукции 46.
— единичная 46.
— — ее энергия 101.
Трубка фарадеевская 207—210.
—— — ее энергия 215,
Трубка электрического смещения 205—216.
Трубок фарадеевских боковой распор 219
— — преломление 219, 220.
— —тяжение 216-219, 229.
Тяжение магнитных линий 102 — 109, 377-387.
— фарадеевских трубок 216—219.
Удельное сопротивление железа 162.
— — изоляторов (диэлектриков) 228.
Ультрафиолетовые лучи 253, 255, 279
Униполярная машина 82.
Упругости свойства магнитных линий 35, 102.
Уравнения Лагранжа, 1-я форма 316, 317.
— - 2 я форма 317—320.
— Максвелла 402—407.
Уровня поверхность 196, 197, 202, 239—240.
Фарада 221.
Фарадеевская трубка 207—210.
— — боковой распор 219.
— количество электричества с нею связанное 208.
— —преломление 219, 220.
— — энергия 215.
— — тяжение 216-219, 229.
Фарадея диск 49, 82.
— опыты 47—52, 127—129, 212—213, 224.
— теорема 210—213.
Фарадеева формулировка закона электромагнитной индукции 55—57.
Ферромагнитные материалы 130—140, 161-164, 370.
Физические силовые линии (магнитные линии) 33—36, 47, 50,64.
Фиктивность магнитных масс 38, 126-129.
Флеминга детектор 303,
Флюксметр 121—124.
Форест (Ли де), катодная усилительная лампа 303.

Формулы для вольтовой дуги: Герты Айртон 285.
Залесского 286.
Ноттингема 286.
Фрелиха (Эдлунда) 285.
Штейнметца 286.
Формула Штейнметца для потерь на гистерезис диэлектрический 227.
— — — на гистерезис магнитный 139—
140. Фотоэлектрический эффект. 254, 255, 279.
Фотоэлектроны 254.
Фотоэффект в искре 279.
Франклина громоотвод 277.
Характеристики вольтовой дуга 286-290.
Хвольсон, теорема Фарадея 212.
Хивизайда система единиц 44.
Химические реакции как ионизирующий агент 255.
Цепи вторичной роль 362—365,
— магнитной закон 94—97.
— магнитной сопротивление 95—97,
Цепь магнитная 88—97.
Цикл магнитный 131—135.
Чернышев А, *А.,* электрометр абсолютный 218, 275.
Чернышева Е. А. и Семичев, критика работ Геринга 385, 394.
Число сцеплений (потока) 342—344.
Чугун, магнитные свойства 130, 148,
Шара емкость 221.
Шаровой разрядник 280, 281.
Шателен, естественная ионизация воздуха в районе линий передачи энергии 278. 279.
Штейнметц, формула для вольтовой дуги 286.
— — для потерь на гистерезис магнитный 139, 140.
— — — диэлектрический 227
Эдисона эффект 298, 299. ЭДС 57, 200-204, 247, 331-333, 336, 338-365.
— взаимной индукции 350—352, 363.
— — — величина ее для случая двух контуров 350—352.
— внешняя 203.
— внутренняя 200—203.
— индукции 56-62, 73-77, 2СО, 247, 338-365.
— полная 200—204.
— самоиндукции 87, 98, 118, 119, 247, 338-340, 362.
— — *в* цепях постоянного тока 349.
Эйнштейна и де-Гааса опыт 335.
Эйхенвальда опыты 183.
Эквивалентный коэффициент самоиндукции 365.
Экранирование магнитное 75—81.
Электризация через влияние 210—212.
Электрическая деформация 176, 204,
211, 213, 217, 226.
— — остаточная 226.
— поляризация 169.
— прочность 228—230.
— — диэлектриков 229.

— сила 194.
— — ее линейный интеграл 194,
300—204. Электрические единицы, размерность их 444-448.
— колебания, затухание их 422.
— — период 423.
— координаты 322—324.
Электрический заряд 166, 193, 208, 232.
— — остаточный 225—227.
— маятник 185.
— потенциал 194-196, 202, 215.
— — единица его 195.
Электрический ток, непрерывность (замкнутость) его 168, 172, 179— 181.
— — инерция 309.
— — количество движения 309—311, 337, 347.
— —конвекционный 179, 182 — 185, 188.
— мера силы его 90, 165.
— —природа его 231—248.
— — проводниковый 172. 179, 232— 248, 405.
— —смещения 169 — 174, 179—189, 298, 406, 428.
Электрических токов взаимодействие 377-381.
Электрическое напряжение 203.
Электрическое поле 190—192, 401.
— как ионизирующий агент 253, 254, 265-267, 274—276.
— — сила (напряженность) его 194.
— — силовые линии 194.
— — энергия 171, 213-216, 429.
Электрическое смещение 165 — 189, 204-210.
— — линии его 204,205.
— — трубка 205—220.
Электродинамические взаимодействия сверхпроводников 381—385.
Электродинамическая система, закон движений 372—377, 387, 389—394.
Электроемкость 220—224.
Электрокинетическая энергия 244.245, 324, 337-338.
— — двух контуров 350, 383.
— — одного контура 339.
— — определение 324.
Электромагнитная волна: отражение 426,
плоская 411,
преломление 426,
стоячая 425.
Электромагнитная единица абсолютная;
количества электричества 193.
коэффициента взаимной индукции 354,
коэффициента самоиндукции 342, 345
магнитной индукции 42,
магнитной массы 37,
магнитного потока 47.
Электромагнитная единица абсолютная
— силы (напряженности) магнитного поля 38.
Электромагнитная единица практическая:

градиента потенциала 198, емкости 221,
количества электричества 193, коэффициента взаимной индукции 354,
коэффициента самоиндукции 342,343,
Электромагнитная индукция:
закон ее, формулировка Максвелла 57, 62,
формулировка Фарадея 55—57, 62,
тождественность обоих формулировок 58-62,
формулировка автора 247,
механизм 70-74, 246, 247.
Электромагнитные механизмы, к. п. д. их 374.
Электромагнитное поле 166, 400 — 402.
— — вывод уравнений 402—407.
— — кинетический характер его 401, 402.
— —определение 166, 402,
— — распространение в диэлектрике 409-415.
— — распространение в проводнике" 433-443.
— — скорость распространения 414— 415, 428, 429.
— —уравнения (Максвелла) 402—407,
— — энергия 429—433.
Электромагнитная связь, коэффициент ее 357—359.
Электромагнитная сила 81, 121, 327, 372-399.
— —величина ее 81, 121, 373, 380.
— — — в частных случаях 390—393, 394-399.
— — природа ее 107—109, 387. — — работа ее 373-376, 391, 396.
— — физическая картина возникновения 72, 385.
Электромагнитная анергия: механизм движения 423—433.
Электромагнитная энергия:
— —мощность 430-433.
— — распространение 409 — 415 426.
— — скорость распространения 414, 415, 428, 429.
Электромагнитных единиц размерность 444—448.
Электрометр абсолютный В. Томсона (Кельвина) 218.
— Чернышева А. А. 218, 275.
Электроны 166-168, 208, 235, 249, 252, 260-263, 282, 285, 298-307.
— вторичные 256.
Электронная эмиссия 301, 302.
Электростатическая единица абсолютная:
емкости 221,
количества электричества 193,
электрического потенциала 195.
Электростатических единиц размерность 444—448.
Электрическое поле 190—192, 194, 401.
Элементарные магниты 140—147,
Эмиссия электронная 301, 302.
Энергия кинетическая в обобщенных координатах 320—321.
Энергия магнитного поля (потока)
97-100. Энергия магнитного поля на единицу
объема 99, 100.
— — на одну магнитную линию 101.
Энергия магнитного потока самоиндукции 101, 102, 242—245.

Энергия системы наэлектризованных тел 213-216.
Энергия электрического поля 171, 213-216, 429.
— — на единицу объема 171, 216.
— — на одну фарадеевскую трубку 215.
Энергия электрокинетическая 244,245, 324, 337, 338.
Эрстед (единица) 38.
Эффект поверхностный (skin-effect) 434.
— Эдисона 298, 299.
Эффективные (действующие) коэффициенты самоиндукции и взаимной индукции 366—372.
Южный (отрицательный) полюс магнитный 126—129.
Юинга (Вебера-) гипотеза 140—147,
Юинга опыты 143—145, 157, 158.