

сердечники электромагнитов и рамы трансформаторов делают не из сплошного куска железа, а из многих листов, наложенных друг на друга. В результате токи Фуко возбуждаются слабо и сильно уменьшается вредное влияние джоулева тепла, выделяемого ими.

Возьмем медный или алюминиевый диск диаметром 4—5 см и толщиной 4—6 мм. Заставим его падать в узком зазоре между полюсами электромагнита. Пока магнитное поле не включено, диск движется вниз быстро, как при свободном падении. Включим магнитное поле ~ 5000 Гс. Тогда падение становится очень медленным и напоминает движение в сильно вязкой среде.

Если над магнитной стрелкой поместить горизонтальный медный диск и привести его во вращение вокруг вертикальной оси, то магнитная стрелка придет во вращение в том же направлении. Дело в том, что при относительном движении стрелки и медного диска в диске возбуждаются токи Фуко, которые, согласно правилу Ленца, замедляют это относительное движение. В результате стрелка начинает вращаться вместе с диском.

§ 66. Максвелловская трактовка явления электромагнитной индукции

1. Когда проводник движется в постоянном магнитном поле, индукционный ток вызывается магнитной составляющей силы Лорентца $\frac{e}{c} [\mathbf{v}B]$. Какая же сила возбуждает индукционный ток в неподвижном проводнике, находящемся в переменном магнитном поле? Ответ был дан Максвеллом. Согласно Максвеллу, *всякое переменное магнитное поле возбуждает в окружающем пространстве электрическое поле*. Последнее и является причиной возникновения индукционного тока в проводнике. Максвеллу принадлежит следующая углубленная формулировка закона электромагнитной индукции.

Всякое изменение магнитного поля во времени возбуждает в окружающем пространстве электрическое поле. Циркуляция вектора напряженности \mathbf{E} этого поля по любому неподвижному замкнутому контуру s определяется выражением

$$\oint_s (\mathbf{E} ds) = - \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (66.1)$$

где Φ — магнитный поток, пронизывающий контур s . Мы использовали для обозначения скорости изменения магнитного потока знак частной, а не полной производной. Этим мы хотим подчеркнуть, что контур s должен быть неподвижным.

Между максвелловым и фарадеевым пониманием явления электромагнитной индукции имеется существенное различие. Согласно Фарадею, электромагнитная индукция состоит в возбуждении

электрического тока. Для ее наблюдения необходимо наличие замкнутого проводника. Максвелл, напротив, видит сущность электромагнитной индукции прежде всего в возбуждении электрического поля, а не тока. Электромагнитная индукция может наблюдаться и тогда, когда в пространстве вообще нет никаких проводников. Появление индукционного тока в замкнутом проводнике при внесении последнего в переменное магнитное поле есть лишь одно из проявлений электрического поля E , возникшего в результате изменения поля магнитного. Но поле E может производить и другие действия, например поляризовать диэлектрик, вызвать пробой конденсатора, ускорять и тормозить заряженные частицы и т. п. Оно может вызвать электрический ток и в незамкнутом проводнике, как показывает, например, следующий опыт.

Возьмем две катушки, расположенные близко одна от другой приблизительно так, чтобы ось одной катушки была продолжением оси другой. Концы первой катушки присоединим к звуковому генератору, т. е. прибору, который может возбуждать переменные токи с частотами, лежащими в звуковом диапазоне. Концы второй катушки соединим с горизонтальными пластинами электронного осциллографа. Когда в первой катушке течет переменный ток, луч осциллографа отклоняется, хотя цепь второй катушки разомкнута. Луч бежит вверх и вниз, и на экране видна светлая вертикальная полоска, переходящая в синусоиду после включения горизонтальной развертки. Это доказывает, что между горизонтальными пластинами осциллографа появилось переменное электрическое поле. Пластины оказались заряженными, причем их заряды периодически меняются во времени, а во второй катушке текут переменные индукционные токи, несмотря на то, что цепь разомкнута.

Максвеллова формулировка закона индукции более общая, чем формулировка Фарадея. Она принадлежит к числу наиболее важных обобщений электродинамики. Математически закон индукции в понимании Максвелла выражается формулой (66.1), где s — произвольный математический замкнутый контур, который может быть проведен и в диэлектрике, а не обязательно в проводнике, как было у Фарадея. Магнитный поток Φ определяется интегралом

$$\Phi = \oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S}, \quad (66.2)$$

взятым по произвольной поверхности S , натянутой на контур s . Поэтому формулу (66.1) можно представить в виде

$$\oint_s (E ds) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = -\frac{1}{c} \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{S}. \quad (66.3)$$

Это уравнение имеет ту же математическую структуру, что и уравнение (55.5). Роль вектора $4\pi\mathbf{j}$ играет вектор $-\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}$. Поэтому оно может быть преобразовано в дифференциальную форму совершенно так же, как это было сделано с уравнением (55.5). В результате такого преобразования получится

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (66.4)$$

Это — дифференциальная форма закона электромагнитной индукции. Уравнение (66.3) или эквивалентное ему уравнение (66.4) — одно из основных соотношений теории электромагнитного поля. Оно входит в систему уравнений Максвелла.

2. В электростатике источниками электрического поля являются неподвижные электрические заряды. Для такого поля интеграл $\oint \mathbf{E} ds$ обращается в нуль по любому замкнутому контуру. По этой причине одно только электростатическое поле не может обеспечить непрерывное течение электричества вдоль замкнутых проводов. Напротив, электрическое поле, возбуждаемое магнитным полем, меняющимся во времени, — не потенциальное, а *вихревое*. Ротор такого поля и его циркуляция, вообще говоря, отличны от нуля. Благодаря этому вихревое поле без каких бы то ни было добавочных сил может вызвать непрерывное течение электричества по замкнутым проводам. Это течение и наблюдается в виде индукционных токов.

3. В общем случае, когда проводник движется в переменном магнитном поле, индукционный ток возбуждается как электрической силой $e\mathbf{E}$, так и магнитной силой $\frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{B}]$. Объединяя обе силы, можно сказать, что во всех случаях индукционный ток вызывается *полной силой Лорентца*

$$\mathbf{F} = e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}\mathbf{B}] \right). \quad (66.5)$$

Какая часть индукционного тока вызывается электрической, а какая магнитной составляющей силы Лорентца — это зависит от выбора системы отсчета. Дело в том, что деление электромагнитного поля на электрическое и магнитное определяется системой отсчета, в которой рассматриваются явления. Возьмем две системы отсчета: «неподвижную» систему S и «движущуюся» S' . Пусть \mathbf{V} — скорость системы S' относительно системы S . При переходе от одной системы отсчета к другой векторы \mathbf{E} и \mathbf{B} определенным образом преобразуются. Законы этого преобразования устанавливаются в теории относительности и будут рассмотрены в т. IV нашего курса. Но и здесь, если только скорость V мала по сравнению со скоростью света c , можно составить об этих законах пред-

варительное представление. Приводимые ниже формулы совпадают с точными релятивистскими формулами в первом порядке относительно малого отношения V/c . Они содержат ошибки порядка $(V/c)^2$.

Пусть \mathbf{v} — скорость частицы относительно системы S , а \mathbf{v}' — относительно системы S' . Эти скорости связаны соотношением $\mathbf{v} = \mathbf{v}' + \mathbf{V}$. В системе S сила, действующая на частицу с зарядом e , определяется выражением (66.5), а в системе S' — выражением $F' = e\left(\mathbf{E}' + \frac{1}{c}[\mathbf{v}'\mathbf{B}']\right)$, где \mathbf{E}' и \mathbf{B}' — электрическое и магнитное поля в системе S' . В нерелятивистской механике сила — инвариант: $F' = F$. Поэтому, заменяя в формуле (66.5) скорость \mathbf{v} на $\mathbf{v}' + \mathbf{V}$, получим $F' = e\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{V}\mathbf{B}]\right) + \frac{e}{c}[\mathbf{v}'\mathbf{B}]$. Чтобы найти напряженность поля \mathbf{E}' , надо взять частицу, покоящуюся в системе S' , т. е. в предыдущем выражении положить $\mathbf{v}' = 0$. Это дает $F' = e\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{V}\mathbf{B}]\right)$. С другой стороны, для той же силы можно написать $F' = e\mathbf{E}'$. Сравнивая оба выражения, находим

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{V}\mathbf{B}]. \quad (66.6)$$

Это и есть нерелятивистский закон преобразования электрического поля. Аналогичный закон для магнитного поля не может быть выведен без использования теории относительности, а потому мы приведем его здесь без доказательства:

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B} - \frac{1}{c}[\mathbf{V}\mathbf{E}]. \quad (66.7)$$

Возникает вопрос: можно ли перейти к такой системе отсчета, в которой электромагнитное поле сделалось бы чисто электрическим или чисто магнитным? Для того чтобы поле стало чисто электрическим, должно быть $\mathbf{B}' = 0$, или, ввиду формулы (66.7), $\mathbf{B} - \frac{1}{c}[\mathbf{V}\mathbf{E}] = 0$. Записанное в виде $\mathbf{B} - \frac{1}{c}[\mathbf{V}_\perp\mathbf{E}] = 0$, это уравнение определяет поперечную (относительно вектора \mathbf{E}) составляющую скорости \mathbf{V} . Продольная составляющая скорости \mathbf{V} остается неопределенной. Векторным умножением последнего уравнения на \mathbf{E} получаем

$$\mathbf{V}_\perp = \frac{c}{E^2}[\mathbf{E}\mathbf{B}].$$

Отсюда видно, что система отсчета, обладающая требуемыми свойствами, существует не всегда. Может случиться, что последнее уравнение даст $V_\perp > c$, а это невозможно. Правда, для такого заключения в нерелятивистской теории нет оснований, так как формулы (66.6) и (66.7) верны только при $V \ll c$. Однако само

заключение верно, как в этом можно убедиться с помощью точных релятивистских формул преобразования полей. Точно так же не всегда возможно перейти к такой системе отсчета, в которой электромагнитное поле становится чисто магнитным. Отсюда следует, что в общем случае индукционный ток вызывается как электрическим, так и магнитным полями. Не всегда возможно, перейдя к другой системе отсчета, рассматривать его как проявление только одного из этих полей.

§ 67. Флюксметр и пояс Роговского

На явлении электромагнитной индукции основан простой и удобный метод измерения напряженности магнитных полей. Соединим с баллистическим гальванометром концы небольшого витка проволоки. Расположим плоскость витка перпендикулярно к магнитному полю. Пусть его пронизывает магнитный поток Φ . Если быстро убрать виток из поля или повернуть его вокруг диаметра на 90° , то магнитный поток обратится в нуль. Того же можно достигнуть, выключив ток, возбуждающий магнитное поле. При изменении магнитного потока через виток течет кратковременный ток

$$\mathcal{I} = -\frac{1}{Rc} \frac{d\Phi}{dt},$$

где R — сумма сопротивлений витка, баллистического гальванометра и подводющих проводов. За все время изменения магнитного потока от Φ до 0 через гальванометр пройдет количество электричества

$$q = -\frac{1}{Rc} \int_{\Phi}^0 \frac{d\Phi}{dt} dt = \frac{\Phi}{Rc}. \quad (67.1)$$

Отклонение баллистического гальванометра пропорционально заряду q , а потому он позволяет измерить этот заряд. После этого по формуле (67.1) можно вычислить магнитный поток Φ , а затем и индукцию B . Для увеличения чувствительности вместо одного витка лучше взять маленькую плоскую катушечку, состоящую из многих витков. Если n — общее число витков, а S — площадь одного витка, то $\Phi = nSB$. Такая катушечка, служащая для измерения магнитного потока Φ , а с ним и индукции B , называется *флюксметром*. Прибор можно проградуировать, чтобы он прямо указывал значение потока Φ или величину B .

Явление электромагнитной индукции можно также использовать для измерения *магнитного напряжения*, т. е. линейного интеграла $\int B ds$. Вообще говоря, такой интеграл зависит не только от положения начальной и конечной точек 1 и 2, но и от кривой