

Траектории движущихся зарядов являются замкнутыми, а векторные линии вектора \mathbf{j} образуют замкнутые, не пересекающиеся между собой трубки тока¹⁾.

В дальнейшем мы будем пользоваться понятием полного тока I через поверхность S . По определению,

$$I = \int \mathbf{j} d\mathbf{S} = \int j_n dS,$$

где интегрирование ведется по поверхности S . Ток I дает величину полного заряда, проходящего за 1 сек через поверхность S .

§ 6. Электромагнитное поле зарядов, движущихся с постоянной скоростью

Мы перейдем теперь к изучению поля движущихся зарядов. Поле движущихся зарядов мы будем именовать электромагнитным полем. Свойства электромагнитного поля существенно сложнее свойств электростатического поля. Установление основных закономерностей, определяющих поведение электромагнитных полей, явилось частично результатом экспериментального изучения электромагнитных явлений (Эрстед, Ампер, Ом и Фарадей), частично результатом теоретического предвидения (Максвелл), которое лишь позднее было подтверждено на опыте (Герц).

Изложение истории развития электромагнетизма выходит за рамки этой книги. Подчеркнем, однако, что поскольку атомистический характер заряда был открыт лишь в конце XIX — начале XX века, все опыты и теоретическая их интерпретация относились к явлениям в материальных средах. Мы изложим результаты этих опытов на языке микроскопической физики, имеющей дело с зарядами, движущимися в пустоте. Иными словами, не останавливаясь на постановке самих опытов, мы представим их результат в некоторой обобщенной форме, в которой исключено влияние среды и конкретных условий проведения экспериментов.

Основные законы электромагнитного поля, которые будут изложены ниже, в настоящее время опираются не только на многочисленные и разнообразные опытные данные, но составляют основу современной электро- и радиотехники.

Рассмотрим прежде всего движение некоторой совокупности зарядов вдоль трубки или контура l , происходящее с постоянной скоростью. Иными словами, предположим, что в некотором контуре идет электрический ток, плотность которого \mathbf{j} не

¹⁾ В частном случае системы растекающихся зарядов трубки тока не замкнуты, а уходят одним концом на бесконечность

зависит от времени. На практике электрический ток проще всего осуществить с помощью металлических проводников. Однако, поскольку в этой главе мы не будем касаться движения зарядов в материальных средах, под контуром с током будем понимать не металлический проводник, но некоторую воображаемую поверхность — трубку, охватывающую совокупность кривых — траекторий заряженных частиц, движущихся в пустоте.

Поместим вблизи контура с постоянным током пробный заряд. Мы не будем интересоваться воздействием контура с током на неподвижный пробный заряд e . Новые факты обнаруживаются, если пробный заряд движется по отношению к контуру тока с некоторой скоростью v . Именно, оказывается, что движущийся пробный заряд позволяет обнаружить поле, неразрывно связанное с зарядами, движущимися в контуре с током, и отличное по своему характеру от электростатического поля. Это поле получило название магнитного поля. Название это связано с тем, что совершенно такое же поле создают постоянные магниты.

Магнитное поле, как и электростатическое, имеет векторный характер. Оно характеризуется некоторым вектором $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, измеряемым напряженностью магнитного поля или, кратко, магнитным полем.

Опыт показывает, что на пробный заряд действует сила

$$F_M = \frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{H}]. \quad (6,1)$$

Эта сила получила название силы Лоренца¹⁾.

Как видно из формулы (6,1), сила Лоренца перпендикулярна к скорости пробного заряда \mathbf{v} и вектору \mathbf{H} , образуя с ними правовинтовую систему.

Числовой множитель пропорциональности определится на опыте, если потребовать, чтобы вектор \mathbf{H} имел ту же размерность, что и вектор \mathbf{E} . В системе CGSE числовой коэффициент равен $3 \cdot 10^{10}$ см/сек и численно совпадает со значением мировой постоянной — скоростью света в пустоте.

Как и для всякого векторного поля, введем основную характеристику магнитного поля — интеграл $\oint \mathbf{H} d\mathbf{l}$, называемый магнитодвижущей силой²⁾.

¹⁾ Часто мы будем называть силой Лоренца полную силу, действующую на заряженную частицу в электрическом и магнитном полях и равную сумме (6,1) и (4,1)

²⁾ По аналогии с электродвижущей силой в электростатике. Подчеркнем, что магнитодвижущая сила, как и электродвижущая, — скаляр и называется силой лишь по традиции.

Исследование магнитных полей постоянных токов показало, что величина магнитодвижущей силы равна

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{4\pi I}{c}, \quad (6,2)$$

где $I = \int \mathbf{j} dS_0$ представляет полный ток, проходящий за 1 секунду через сечение S_0 контура (трубки) с током.

Формула (6,2) показывает, что магнитодвижущая сила отлична от нуля только в таком контуре, который охватывает трубку с током. В простейшем случае прямолинейного контура с током (или прямолинейного участка контура) векторные линии магнитного поля образуют систему концентрических окружностей, охватывающих контур (рис. 1). Величина магнитодвижущей силы пропорциональна полному току I в контуре. Формула (6,2) выражает закон Эрстеда, установленный в 1820—26 гг. связь между электрическим током и магнитными явлениями.

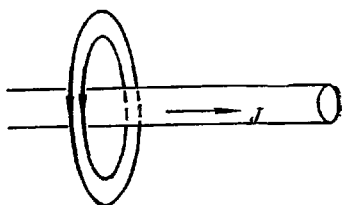


Рис. 1.

Как и в электростатике, опыт приводит к интегральному соотношению между характеристикой зарядов (током I) и полем \mathbf{H} . Для получения дифференциальной характеристики поля заменим в выражении для полного тока поверхность интегрирования S_0 произвольной поверхностью S , которая стягивается контуром с током. Плотность тока \mathbf{j} отлична от нуля только при интегрировании по сечению трубки с током S_0 . Вне этого сечения плотность тока равна нулю, так что можно написать

$$I = \int \mathbf{j} dS_0 = \int \mathbf{j} dS.$$

Тогда

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \int \mathbf{j} dS.$$

Пользуясь теоремой Стокса, находим

$$\int \text{rot } \mathbf{H} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int \mathbf{j} dS,$$

откуда, ввиду произвольности поверхности S , следует

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (6,3)$$

Мы видим, что магнитное поле имеет вихревой характер. Уравнение (6,3) определяет вихри магнитного поля в каждой точке

пространства в зависимости от значения плотности тока \mathbf{j} в этой точке пространства.

Уравнение (6,3) согласуется со стационарным уравнением непрерывности (5,4) и является поэтому внутренне непротиворечивым. Действительно, вычислив дивергенцию от обеих частей (6,3), приходим к равенству

$$\operatorname{div} \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (6,4)$$

Формула (6,3) показывает, что движение электрических зарядов неразрывно связано с магнитным полем или, как не совсем правильно говорят, движение зарядов порождает магнитное поле.

Для однозначного определения магнитного поля необходимо знать вторую его дифференциальную характеристику — $\operatorname{div} \mathbf{H}$. Для ее нахождения рассмотрим поток вектора \mathbf{H} через произвольную замкнутую поверхность $\oint \mathbf{H} d\mathbf{S}$. Экспериментальное изучение распределения магнитных полей постоянных токов показывает, что магнитные поля всегда имеют чисто соленоидальный характер и

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{S} = 0. \quad (6,5)$$

Следовательно,

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{S} = \int \operatorname{div} \mathbf{H} dV = 0$$

или ввиду произвольности объема интегрирования

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \quad (6,6)$$

Таким образом, источники и стоки у магнитного поля отсутствуют. Линии магнитного поля всегда замкнуты или уходят на бесконечность¹⁾.

Уравнения (6,3) и (6,6) полностью определяют магнитное поле постоянных токов. Магнитное поле постоянных токов, как и электростатическое поле, обладает аддитивными свойствами. Это следует, в частности, из линейного характера уравнений поля (6,3) и (6,6). Магнитное и электростатическое поля являются независимыми друг от друга. Любое электростатическое поле (при данном распределении движущихся зарядов) не влияет на магнитное поле этих зарядов.

В заключение отметим еще одну весьма важную особенность магнитного поля \mathbf{H} . В отличие от электростатического поля \mathbf{E} ,

¹⁾ Строго говоря, при сложных конфигурациях токов возможно еще существование линий поля не замкнутых, но плотно заполняющих поверхность. См. И. Е. Тамм, Основы теории электричества, «Наука», 1966.

которое характеризуется полярным вектором, вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} является аксиальным или псевдовектором. Это видно из формулы (6,1) для силы Лоренца. Действительно, из определения напряженности по формуле (6,1) видно, что поведение вектора \mathbf{H} при отражении в начале координат $\mathbf{r} \rightarrow (-\mathbf{r})$ определяется поведением полярных векторов \mathbf{F} и \mathbf{v} и свойствами их векторного произведения. При замене $\mathbf{r} \rightarrow (-\mathbf{r})$ направления векторов \mathbf{F} и \mathbf{v} изменяются на обратные; знак векторного произведения также изменяется на обратный. Следовательно, при замене $\mathbf{r} \rightarrow (-\mathbf{r})$ вектор \mathbf{H} должен оставаться неизменным. Это свойство и является признаком аксиального вектора.

§ 7. Электромагнитное поле движущихся зарядов. Общий случай

Новые результаты получаются при рассмотрении нестационарного движения зарядов или, что то же самое, нестационарных токов в некоторых контурах.

Подчеркнем, прежде всего, что уравнение (6,3) не может оставаться справедливым для нестационарных токов (см. (6,4)): при нестационарных процессах закон сохранения заряда выражается формулой (5,3). Таким образом, соотношение (6,3) при нестационарных процессах противоречит закону сохранения заряда.

Важнейшим обстоятельством, принципиально отличающим нестационарные магнитное и электрическое поля от стационарных, является существование взаимосвязи между ними.

Фарадей обнаружил, что изменение во времени магнитного поля влечет за собой возникновение электрического поля (явление электромагнитной индукции). Максвелл теоретически предсказал, что изменение во времени электрического поля приводит к появлению магнитного поля. Это предсказание теории впоследствии нашло свое подтверждение в опытах Герца.

Опытами Фарадея было установлено, что изменение во времени потока вектора магнитного поля через произвольную поверхность S сопровождается появлением электродвижущей силы в контуре, стягивающем эту поверхность, т. е.

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int \mathbf{H} dS. \quad (7,1)$$

Коэффициент пропорциональности c оказался численно равным $3 \cdot 10^{10}$ см/сек, т. е. скорости света в пустоте. На рис. 2 схематически представлена связь между изменением магнитного поля $\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$ и электродвижущей силой. Если линии поля вектора