

магнитного поля витка будет такой же, как и электрического поля диполя:

$$\mathbf{H} = \frac{k}{k'} \frac{\rho_m}{r_0^3} \left( 3 \frac{r_0}{r} \cos \theta - \mathbf{n} \right). \quad (30.19)$$

Этим мы установили некоторую эквивалентность витка по отношению к магнитному полю и диполя — к электрическому полю: 1) магнитное поле витка с током на большом расстоянии от него имеет ту же структуру, что и электрическое поле диполя также на соответствующем расстоянии от него, и 2) механические силы, испытываемые витком с током в магнитном поле, такие же, как для диполя в электрическом поле.

Подчеркнем еще раз, что это не означает одинаковой природы электрического и магнитного полей: электрическое поле обладает источниками — электрическими зарядами; магнитное же поле такими источниками не обладает — магнитных зарядов в природе нет. И если механические силы, испытываемые электрическим диполем в поле  $\mathbf{E}$  и витком с током в поле  $\mathbf{B}$ , одинаковы, как одинакова структура полей  $\mathbf{E}$  диполя и  $\mathbf{H}$  витка, то внутри диполя и витка с током вид полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  совершенно различен. К этому вопросу мы вернемся ниже (см. § 48).

### § 31. Действие магнитного поля на ток. Взаимодействие параллельных токов

Крутящий момент, испытываемый рамкой с током в магнитном поле, есть результат воздействия на отдельные элементы рамки  $Idl$  механических сил  $dF$ . В предыдущем параграфе указывалось, что нельзя наблюдать поле  $d\mathbf{H}$ , создаваемое одним элементом постоянного тока  $Idl$ , так как этот элемент нельзя отделить от остального участка цепи с током, создающей результирующее магнитное поле  $\mathbf{H}$ . В отличие от этого механическое действие  $dF$ , испытываемое отдельным элементом контура с током, помещенного во внешнее поле  $\mathbf{B}$ , может быть непосредственно измерено.

На рис. 3.16 изображена схема подобного опыта. Батарея  $\mathcal{E}_0$  создает ток  $I$  в контуре, одна из сторон которого длиною  $l$  сделана подвижной и может скользить (или катиться) вдоль двух других. Если внести этот контур во внешнее магнитное

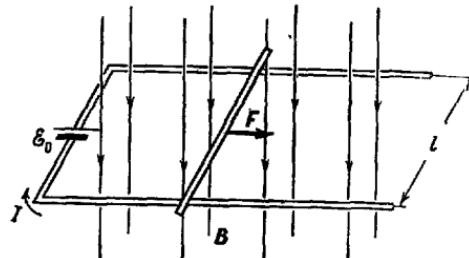


Рис. 3.16.

поле  $\mathbf{B}$ , то на подвижную сторону будет действовать механическая сила  $\mathbf{F}$ , величину которой можно измерить с помощью динамометра. Опыт показывает, что величина этой силы может быть выражена через вектор магнитной индукции  $\mathbf{B}$  (см. (29.3)):

$$\mathbf{F} = k' I \mathbf{l} \mathbf{B}, \quad (31.1)$$

где  $k'$  — коэффициент пропорциональности, величина и размерность которого, как всегда, определяются выбором системы единиц, а сама сила  $\mathbf{F}$  направлена перпендикулярно току и линиям индукции, как это показано на рис. 3.16.

В общем случае элемента тока  $Idl$ , расположенного под некоторым углом к линиям индукции  $\mathbf{B}$ , выражение для величины механической силы  $d\mathbf{F}$  дается законом Ампера:

$$d\mathbf{F} = k' I dl \mathbf{B} \sin(\angle dl, \mathbf{B}), \quad (31.2)$$

или в векторной форме:

$$d\mathbf{F} = k' [I dl \times \mathbf{B}] = k' I [dl \times \mathbf{B}]. \quad (31.3)$$

Направление вектора  $d\mathbf{F}$  может быть найдено согласно (31.3) по общим правилам векторного произведения или по различным

мнемоническим правилам. Приведем одно из них — правило левой руки (рис. 3.17): если направить указательный палец по полю, а средний — по направлению тока, то отогнутый большой палец левой руки будет показывать направление силы, действующей на ток.

Можно установить, что из закона Ампера (31.3) вытекает выражение (29.4) для крутящего момента, действующего на виток с током в магнитном поле, и что, следовательно, эти два выражения эквивалентны. Покажем это для простейшего случая рамки со сторонами  $l$  и  $a$ , ориентированной в поле так, как это изображено на рис. 3.18.

На рис. 3.18, а ось вращения  $OO'$  прямоугольной рамки перпендикулярна к вектору индукции однородного поля  $\mathbf{B}$ . На рис. 3.18, б та же рамка изображена «сверху» так, что ось  $OO'$  перпендикулярна к плоскости рисунка; видно, что силы, действующие на вертикальные стороны рамки, не проходят через ось  $OO'$  и образуют пару, момент которой  $M_{kp}$ , согласно (31.2), по модулю равен

$$M_{kp} = F_1 h = k' I l B a \sin \alpha = k' I S B \sin \alpha = p_m B \sin \alpha. \quad (31.4)$$

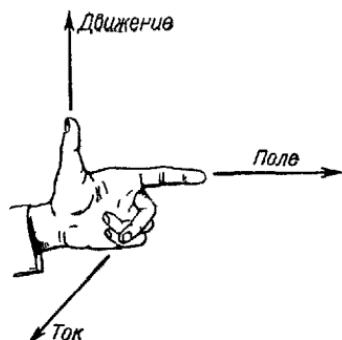


Рис. 3.17.

Под действием этой пары сил рамка стремится повернуться так, чтобы ее нормаль  $n$ , а следовательно, и магнитный момент  $p_m$  совпали по направлению с вектором индукции поля  $B$ .

Величина (31.4) крутящего момента и его направление для рамки с магнитным моментом  $p_m$  в поле  $B$  полностью совпадают с приведенными ранее в формулах (29.3) и (29.7). Совершенно такой же результат, но много более сложным путем получаем для рамки произвольной формы (плоской). Тем самым мы будем считать доказанным полную эквивалентность данного в § 29 определения действия магнитного поля на элементарную рамку с током и формулы Ампера.

На рис. 3.19 изображена рамка с током, плоскость кото-

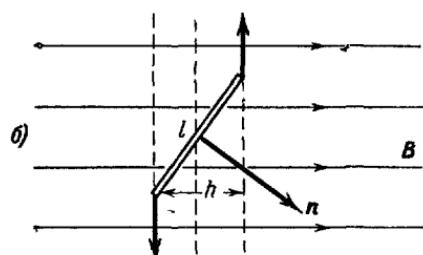
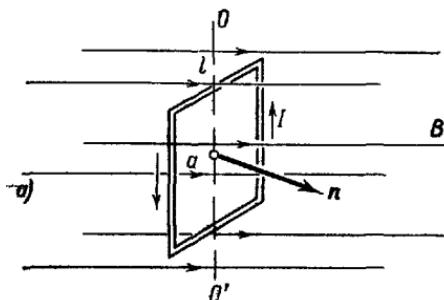


Рис. 3.18

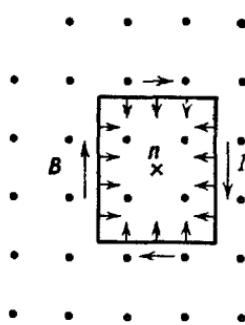


Рис. 3.19

рой совмещена с плоскостью чертежа. Вектор  $B$  перпендикулярен плоскости чертежа и направлен к нам (на рисунке это изображено точками). Ток  $I$  в рамке идет по часовой стрелке; нормаль к рамке  $n$  и ее магнитный момент  $p_m$  направлены за плоскость чертежа (что изображено крестиком). По закону Ампера (31.3) на каждый элемент тока  $Idl$  действует сила  $dF$  в плоскости чертежа, перпендикулярная к элементу тока и направленная внутрь рамки. Момент всех этих сил относительно любой оси, лежащей в плоскости рамки, равен нулю, так как линия действия каждой силы  $dF$  пересекает эту ось. Поэтому полный врачающий момент  $M_{kp}$  рамки также равен нулю. То же следует и из формулы (29.7), так как в данном случае векторы  $p_m$  и  $B$  антипараллельны, а  $\sin 180^\circ = 0$ . В однородном поле  $B = \text{const}$  геометрическая сумма элементарных сил  $dF$  будет равна нулю, и рамка останется неподвижной. Действующие по контуру элементарные силы лишь сжимают рамку со всех сторон.

Легко видеть, что это равновесие рамки в поле ( $\mathbf{p}_m \uparrow\downarrow \mathbf{B}$ ) неустойчиво. При малейшем повороте  $\mathbf{p}_m$  возникнет пара, которая будет стремиться поворачивать рамку далее так, чтобы  $\mathbf{p}_m$  стало параллельно  $\mathbf{B}$ . В дальнейшем, говоря о равновесии рамки в поле, мы будем иметь в виду именно это устойчивое равновесие ( $\mathbf{p}_m \uparrow\downarrow \mathbf{B}$ ), которое изображено на рис. 3.20. Ток  $I$  в этом случае идет против часовой стрелки, и магнитный момент  $\mathbf{p}_m = k'IS\mathbf{n} = k'Ial\mathbf{n}$  параллелен вектору индукции  $\mathbf{B}$ . Линии суммарных сил, действующих на стороны рамки, либо проходят через ось  $OO'$ , либо параллельны ей и не дают крутящего момента, а лишь растягивают рамку во все стороны.

Разберем важный случай применения формулы Ампера для расчета механического (иногда называемого «пондеромоторным»)

взаимодействия токов, позволяющий установить системы единиц. Рассмотрим два практически бесконечных параллельных линейных тока  $I_1$  и  $I_2$ , расположенных на расстоянии  $R$  друг от друга в однородной среде

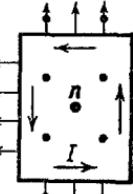


Рис. 3.20.

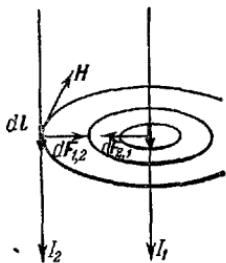


Рис. 3.21.

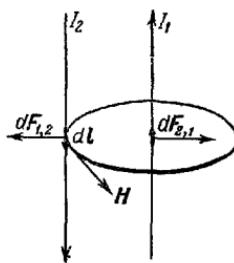


Рис. 3.22.

с магнитной проницаемостью  $\mu$ . Ток  $I_1$  создает вокруг себя магнитное поле, линии напряженности которого представляют концентрические окружности (рис. 3.21). Согласно (30.10) напряженность этого поля в точках, где находится второй проводник, равна

$$H_{1,2} = k \frac{2I_1}{R}. \quad (31.5)$$

Вектор магнитной индукции в однородном веществе («магнетике») равен

$$B_{1,2} = \mu_a H_{1,2} = \mu \mu_0 k \frac{2I_1}{R}. \quad (31.6)$$

По закону Ампера сила, действующая со стороны этого магнитного поля на элемент тока второго проводника, равна

$$dF_{1,2} = k' B_{1,2} I_2 dl \sin(I_2 dl, \widehat{B}_{1,2}) = k' \mu_0 k \frac{2I_1 I_2}{R} dl \quad (31.7)$$

и направлена в сторону первого тока. Эта сила притяжения на единицу длины проводника составит

$$f_{1,2} = \frac{dF_{1,2}}{dl} = \mu_0 k k' \frac{2I_1 I_2}{R}. \quad (31.8)$$

Выражение (31.8) симметрично относительно токов  $I_1$  и  $I_2$ , и, следовательно, на единицу длины первого проводника со стороны второго действует точно такая же сила притяжения  $f_{2,1} = f_{1,2}$ .

Если оба тока  $I_1$  и  $I_2$  идут в противоположных направлениях (рис. 3.22), то между ними действуют силы отталкивания, величина которых может быть вычислена по той же формуле (31.8).

### § 32. Системы единиц. Единицы измерения тока, магнитной индукции и напряженности магнитного поля

Рассмотрим взаимодействие двух параллельных проводников в вакууме ( $\mu = 1$ ). Тогда согласно (31.8) сила взаимодействия на единицу длины проводника равна

$$\frac{dF}{dl} = \mu_0 k k' \frac{2I_1 I_2}{R}. \quad (32.1)$$

Мы уделим основное внимание двум наиболее важным в наши дни системам — СИ и абсолютной гауссовой, с которой, как более простой, мы и начнем.

В гауссовой системе единиц (как и других абсолютных системах)  $\mu_0 = 1$ , так что (32.1) принимает вид:

$$\frac{dF}{dl} = k k' \frac{2I_1 I_2}{R}. \quad (32.2)$$

Произведение коэффициентов  $kk'$ , входящее в выражение (32.2), подлежит опытному определению. Их численные значения и размерности зависят от выбора единиц измерения остальных входящих в (32.1) механических и электрических величин.

**Гауссова абсолютная система единиц.** Напомним, что единица заряда в системе СГС уже определена (см. § 1). Тем самым определена и единица тока: сила тока равна единице, если через попечечное сечение проводника в 1 сек проходит единица заряда.

Как уже указывалось выше, при определении величины магнитной индукции  $B$  по крутящему моменту рамки мы должны в общем случае положить

$$M_{kp} = k' ISB \sin \alpha, \quad (29.3)$$