так и токи намагничивания. Закон Ампера в магнетике надо поэтому писать в прежнем виде:

$$F = \frac{\mathscr{I}}{c}\,[ds \cdot B]. \tag{61.6}$$

Под B следует понимать магнитное поле, создаваемое всеми токами (проводимости и намагничивания), за исключением самого элемента тока $\mathscr{I}\, ds$.

В однородной среде при одних и тех же токах проводимости вектор B пропорционален магнитной проницаемости μ. Действительно, в этом случае уравнения (58.2) и (59.7) можно записать в виде

$$\operatorname{div} B = 0, \quad \operatorname{rot} B = \frac{4\pi\mu}{c}\, j.$$

Если токи j заданы, то rot B, а с ним и сам вектор B пропорциональны μ. Отсюда следует, что при заполнении пространства между проводами однородным магнетиком сила взаимодействия токов возрастает в μ раз.

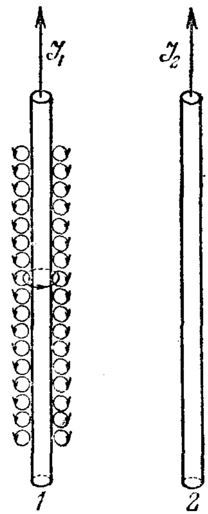

Рис. 167.

Поясним это важное заключение на примере взаимодействия двух прямолинейных параллельных проводов, по которым текут токи $\mathscr{I}_1$ и $\mathscr{I}_2$ (рис. 167). Сначала провода находятся в вакууме. Затем все пространство заполняется однородным магнетиком. Вокруг провода 1 возникают молекулярные токи, усиливающие ток $\mathscr{I}_1$. Вследствие этого магнитное поле B_1 первого провода усиливается в μ раз. Во столько же раз возрастает и сила, с которой поле B_1 действует на ток $\mathscr{I}_2$, текущий по второму проводу. Вокруг второго провода также возникают токи намагничивания. Однако они не вносят никакого вклада в силу, действующую на ток $\mathscr{I}_2$. Это объясняется тем, что они текут по поверхности второго провода параллельно его оси. Магнитное поле таких токов равно нулю во всем объеме, занятом вторым проводом.

§ 62. Работа при перемещении витка с током в постоянном магнитном поле

1. Рассмотрим сначала частный случай. Пусть параллельные провода AB и CD (рис. 168) помещены в однородное постоянное магнитное поле, перпендикулярное к плоскости рисунка и направленное к читателю. Слева находится источник тока, не показанный на рисунке. По проводам может свободно перемещаться проводя-

щий мостик KL, замыкающий ток $\mathcal{J}$, текущий по проводам левее мостика. Если l — длина мостика, то на него магнитное поле действует с силой $F = \frac{\mathcal{J}}{c} lB$. При перемещении мостика на dx эта сила совершает работу

$$\delta A = \frac{\mathcal{J}}{c} lB\,dx = \frac{\mathcal{J}}{c} d(BS),$$

где S — площадь прямоугольника $AKLC$. Величина BS есть магнитный поток через тот же прямоугольник. Обозначив его через Φ, получим для элементарной работы

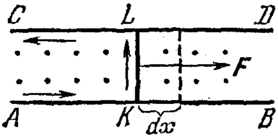

Рис. 168.

$$\delta A = \frac{\mathcal{J}}{c} d\Phi, \tag{62.1}$$

а для конечной работы

$$A_{12} = \frac{\mathcal{J}}{c} (\Phi_2 - \Phi_1). \tag{62.2}$$

Таким образом, работа, совершаемая магнитным полем над током, равна приращению магнитного потока, умноженному на $\mathcal{J}/c$. При выводе предполагалось, что ток $\mathcal{J}$ при перемещении мостика KL поддерживался постоянным.

2. Результат справедлив и в том случае, когда магнитное поле направлено произвольно. Чтобы убедиться в этом, разложим вектор $\boldsymbol{B}$ на три составляющие: $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_n + \boldsymbol{B}_l + \boldsymbol{B}_x$. Составляющая $\boldsymbol{B}_l$ вдоль мостика параллельна току в нем, а потому не оказывает на мостик силового действия. Составляющая $\boldsymbol{B}_x$ вдоль перемещения дает силу, перпендикулярную к перемещению, и работы не производит. Работа производится лишь составляющей $\boldsymbol{B}_n$, перпендикулярной к плоскости рисунка, в которой перемещается мостик KL. Эта работа представляется выражениями (62.1) и (62.2).

3. Докажем, наконец, что формулы (62.1) и (62.2) справедливы для любого витка с током при произвольном перемещении его в постоянном неоднородном магнитном поле. Виток может не только перемещаться как целое, но и произвольно деформироваться. Для доказательства достаточно мысленно разбить виток на бесконечно малые элементы тока и рассмотреть бесконечно малые перемещения их. При бесконечно малом перемещении элемента тока магнитное поле, в котором он перемещается, может считаться однородным. К такому перемещению применимо выражение (62.1) для элементарной работы. Сложением таких элементарных работ для всех элементов тока, на которые разбит виток, снова получается выражение (62.1), в котором $d\Phi$ означает приращение магнитного потока через весь виток. После этого переход от формулы

(62.1) к формуле (62.2) совершается простым интегрированием. Подчеркнем еще раз, что при перемещении витка сила тока в нем *должна поддерживаться постоянной.* Это достигается путем надлежащего увеличения электродвижущей силы источника.

§ 63. Способ Гаусса измерения магнитных полей

Постоянные магниты являются магнетиками, вектор намагничивания $\boldsymbol{I}$ которых практически не изменяется при внесении магнита во внешнее магнитное поле (если последнее не слишком сильное). На этом основан *метод Гаусса* измерения напряженности магнитного поля. Пусть магнит имеет форму прямого стержня, намагниченного параллельно его оси. Обоначим через $\mathfrak{M}$ его магнитный момент. В однородном магнитном поле $\boldsymbol{B}$ на магнит действует вращающий момент $[\mathfrak{M}\boldsymbol{B}]$. Если магнит может свободно вращаться вокруг своего центра масс, то под действием этого вращающего момента вектор $\mathfrak{M}$ установится вдоль $\boldsymbol{B}$. Выведем немного магнит из положения равновесия. Возникнут малые колебания с периодом

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{\Theta}{\mathfrak{M}B}}, \tag{63.1}$$

где Θ — момент инерции магнита.

Закрепим теперь магнит перпендикулярно к магнитному полю $\boldsymbol{B}$ и поместим вдали от магнита на продолжении его оси маленькую магнитную стрелку. Считая магнит точечным диполем, для магнитного поля $\boldsymbol{B}_1$ магнита в месте нахождения стрелки можно написать $B_1 = 2\mathfrak{M}/r^3$, где r — расстояние между центрами стрелки и магнита. Это поле направлено вдоль оси магнита, т. е. перпендикулярно к измеряемому полю $\boldsymbol{B}$. Под действием полей $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{B}_1$ стрелка установится под углом α к полю $\boldsymbol{B}$, который определяется соотношением

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{B_1}{B} = \frac{2\mathfrak{M}}{Br^3}. \tag{63.2}$$

Измерив время T и угол α, можно по формулам (63.1) и (63.2) вычислить как напряженность поля $\boldsymbol{B}$, так и магнитный момент магнита $\mathfrak{M}$.

Можно поступить и иначе. Магнит по-прежнему закрепляют перпендикулярно к полю $\boldsymbol{B}$, но магнитную стрелку помещают на линии, перпендикулярной к оси магнита и проходящей через его центр. Тогда поле магнита $\boldsymbol{B}_2$ в месте нахождения стрелки определнтся по формуле $B_2 = \mathfrak{M}/r^3$ и будет направлено противоположно вектору $\mathfrak{M}$, т. е. по-прежнему перпендикулярно к вектору $\boldsymbol{B}$. Поэтому угол α между $\boldsymbol{B}$ и осью стрелки в положении