длинного прямолинейного проводника, когда ток таков, что действует на магнитный полюс в 1 магнитную единицу, помещенный на расстоянии 1 *см* от проводника, с силой 2 дины.

В отличие от абсолютных электростатических единиц, обозначаемых символом CGSE, абсолютные электромагнитные единицы обозначают символом CGSM.

Опытом обнаружено, что *электромагнитные единицы количества электричества и тока в* $3\cdot 10^{10}$ *раз больше электростатических единиц*. Отсюда заключаем, что *ток* в 1 CGSM *равен* 10 *амперам*. Число $3\cdot 10^{10}$ часто называют веберовым числом по имени ученого, который первый измерил отношение электромагнитных единиц к электростатическим.

Веберово число совпадает с численным значением скорости света в пустоте, измеренной в сантиметрах в секунду. Это совпадение не случайно; оно имеет место потому, что свет представляет собой электромагнитное явление.

§ 61. Закон Био и Савара

В основе всех расчетов магнитных действий тока и многих других расчетов, связанных с теорией электромагнитного поля, лежит закон, открытый в 1820 г. французскими учеными Био и Саваром, сделавшими измерения, и Лапласом, который обобщил результаты измерений. Эти ученые показали, что во всех случаях силу магнитного поля тока можно вычислить, геометрически суммируя (по правилу многоугольника) силы, вызываемые отдельными малыми участками тока.

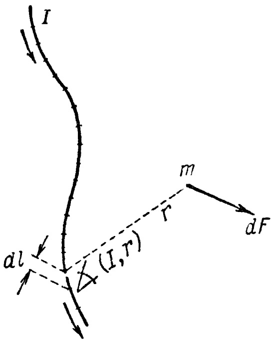

Рис. 231. К закону Био и Савара. Действие элемента тока на магнитный полюс.

Био, Савар и Лаплас установили, что если тонкий проводник, по которому течет ток, представлять себе разбитым на отдельные малые участки (рис. 231), то силу dF, с которой взаимодействует каждый участок тока с магнитным полюсом, надо считать, во-первых, пропорциональной *длине участка* dl, во-вторых, силу эту надо считать *прямо пропорциональной произведению величины полюса* (m) *на величину тока* (I) *в проводнике и обратно пропорциональной квадрату расстояния* (r) *от данного участка проводника до полюса.*

В этой (еще неполной) формулировке закон Био и Савара напоминает собой законы Кулона для электрических зарядов и магнитных полюсов. Дело осложняется, однако, тем, что величина dF *зависит еще от угла между направлением элемента тока и направ-*

лением радиуса-вектора, проведенного от элемента тока к магнитному полюсу. А именно, сила взаимодействия элемента тока и магнитного полюса является наибольшей, когда ток направлен под прямым углом к радиусу-вектору, проведенному от элемента тока к магнитному полюсу. Когда же указанный угол равен нулю (т. е. направления элемента тока и радиуса-вектора совпадают), то сила взаимодействия между элементом тока и магнитным полюсом обращается в нуль. Вообще же магнитная сила, определяемая законом Био и Савара, *пропорциональна синусу упомянутого угла*, так что в общем случае закон Био и Савара выражается формулой

$$dF = \frac{mI \cdot \sin(\boldsymbol{I}, \boldsymbol{r})}{r^2} \cdot dl. \qquad (13)$$

Каждая такая элементарная сила dF направлена *перпендикулярно к плоскости, проведенной через полюс и элемент тока*, в сторону, определяемую правилом буравчика. Если в приведенной формуле m измерено в абсолютных магнитных единицах, I — в абсолютных электромагнитных единицах величины тока, а dl и r — в сантиметрах, то dF будет выражена в динах.

Пользуясь понятием о *векторном произведении* (т. I, стр. 39) и рассматривая элемент $\boldsymbol{dl}$ тока и расстояние $\boldsymbol{r}$ от него до магнитного полюса как векторы, закон Био и Савара можно представить в следующем виде:

$$d\boldsymbol{F} = \frac{mI}{r^3}[d\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{r}]. \qquad (14)$$

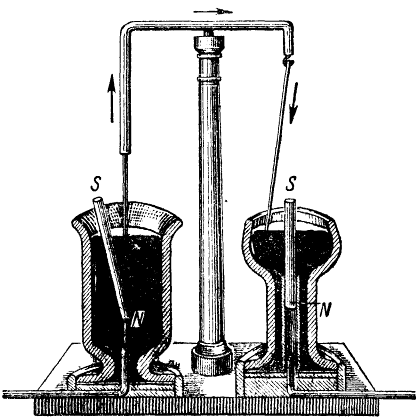

Рис. 232. Прибор Фарадея для демонстрации действия тока на магнитный полюс (левая часть) и действия магнитного полюса на ток (правая часть).

Для демонстрации действия тока на магнитный полюс, казалось бы, необходимо изолировать магнитный полюс от другого, противоположного по знаку магнитного полюса, что, конечно, невозможно. Однако это затруднение, как показано Фарадеем в 1821 г., можно обойти, расположив магнит относительно тока таким образом, чтобы один из полюсов магнита оказался на оси вращения другого полюса. На рис. 232 изображен *прибор Фарадея*, позволяющий одновременно демонстрировать действие тока на магнитный полюс и действие магнитного полюса на ток (которое рассмотрено в § 65). В этом приборе имеются два сосуда (они показаны в разрезе), в которые наливают ртуть. Цепь тока указана стрелками. В левом сосуде стержневой магнит удерживается от всплывания в ртути гибкой нитью, причем нижний полюс магнита находится на оси, вокруг которой при пропускании тока через прибор начинает вращаться другой полюс магнита. В правом сосуде оба полюса магнита расположены на оси, вокруг которой при пропускании тока вращается гибкий проводник (один его конец закреплен наверху, а другой скользит по поверхности ртути).

Заметим, что *магнитные свойства среды не оказывают никакого влияния на напряженность магнитного поля, создаваемого током*: в закон Био и Савара магнитная проницаемость среды μ вовсе не входит.

Выражение (13), представляющее закон Био и Савара в дифференциальной форме, показывает, что элементарная сила dF, с которой бесконечно малый участок тела действует на магнитный полюс, обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Отсюда совсем не следует, что и вся сила F, с которой ток конечной длины действует на магнитный полюс, также обратно пропорциональна квадрату расстояния. Сила F может быть найдена геометрическим суммированием бесконечно малых воздействий dF для всех элементов тока, причем мы, вообще говоря, получим иную степень расстояния.

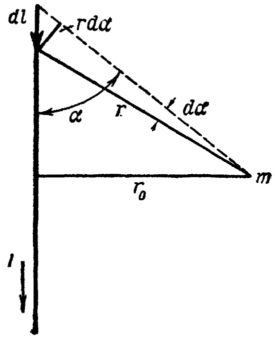

Рис. 233.

Так, например, напряженность поля, создаваемого прямолинейным током, обратно пропорциональна первой степени расстояния от линии тока. Очевидно, что когда все элементы тока лежат на одной прямой, то все обусловленные этими элементами тока силы dF в какой-либо рассматриваемой точке поля, где находится полюс m, направлены в одну сторону (на рис. 233 перпендикулярно к плоскости чертежа, к читателю), и, стало быть, в данном случае геометрическое суммирование сил dF сводится к их простому арифметическому сложению:

$$\frac{F}{m} = H = \int_0^l \frac{I \sin\alpha \cdot dl}{r^2}.$$

Легко видеть, что $dl = \frac{r\,d\alpha}{\sin\alpha}$, а следовательно, $\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{r\sin\alpha}$, но $r\sin\alpha = r_0$ и поэтому $\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{r_0}$. Таким образом,

$$H = \frac{I}{r_0}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin\alpha \cdot d\alpha = \frac{I}{r_0}(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2),$$

где α_1 и α_2 — углы, определяющие предельное положение радиусов-векторов, проведенных из концов проводника в рассматриваемую точку поля.

Для бесконечно длинного прямолинейного проводника $\alpha_1 = 0$ и $\alpha_2 = \pi$ и, следовательно, $\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2 = 2$, т. е.

$$H = \frac{2I}{r} \text{ эрстед.} \tag{15}$$

Если величина тока I выражена в амперах, то

$$H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2I}{r} \text{ эрстед.} \tag{15a}$$

Мы видим, что *напряженность поля прямого тока в любой точке прямо пропорциональна величине тока и обратно пропорциональна первой степени расстояния между этой точкой и током.*

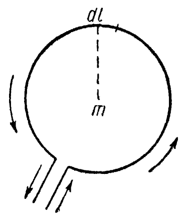

Рис. 234.

Задача геометрического суммирования сил, с которыми действуют на магнитный полюс отдельные участки тока, наиболее легко разрешается для случая, когда магнитный полюс помещен в центре кругового тока (рис. 234). Представим себе, что круговой ток разделен на весьма большое число малых участков dl. Сила dF, с которой каждый такой участок действует на магнитный полюс m, помещенный в центре кругового тока, для всех участков одинакова и направлена в одну и ту же сторону. Синус угла между направлением тока в каждом из этих участков и радиусом равен единице. Следовательно, по закону Био и Савара

$$F = \int dF = \int \frac{Im}{r^2} dl.$$

Вынося за знак интеграла одинаковую для всех участков величину $\frac{Im}{r^2}$ и учитывая, что суммарная длина всех участков кругового тока равна $2\pi r$, находим:

$$F = \frac{2\pi Im}{r} \text{ дин.}$$

Отсюда заключаем, что напряженность поля в центре кругового тока выражается такой формулой:

$$H = \frac{2\pi I}{r} \text{ эрстед,} \tag{16}$$

где I выражено в CGSM, а r — в сантиметрах.

Если величина тока выражена в амперах, то

$$H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2\pi I}{r} \text{ эрстед.} \tag{16'}$$

Исследуя расчетом напряженность магнитного поля кругового тока в различных точках пространства, Ампер доказал замечательную теорему о том, что магнитное поле кругового тока таково же, как поле магнитного листка. А именно:

Андре Мари Ампер (1775—1836).

Круговой ток, имеющий величину I единиц CGSM, *создает такое же магнитное поле, как если бы площадь, обтекаемая током, представляла собой бесконечно тонкий магнит* (магнитный листок) *с магнитным моментом, равным произведению величины тока I на площадь S, обтекаемую током* (выраженную в квадратных сантиметрах):

$$M_m = IS. \tag{17}$$

На основании сказанного Ампер и высказал догадку, что намагничивание тел объясняется внутримолекулярными круговыми токами. Как упоминалось в § 57, природа этих *амперовых молекулярных токов* была установлена только в XX в.

Ампер первый изучил магнитное взаимодействие токов и разработал математические основы электродинамики. Замечательный трактат Андре Мари Ампера «Теория электродинамических явлений, выведенная из опыта» был опубликован в 1827 г. Максвелл называл Ампера «Ньютоном электричества». Ампер проявил исключительную прозорливость не только в вопросах физики. Он с большой убежденностью защищал идею об эволюции организмов — идею, которая в те годы, задолго до работ Дарвина, вызывала только насмешки.

Когда имеется n витков кругового тока (сжатый соленоид), то магнитный момент эквивалентного магнита равен

$$M_m = In \cdot S. \tag{17'}$$

Соотношения (17) и (17') были проверены экспериментально и подтверждены Вебером.