Таким образом, $\mathscr{I}_m \boldsymbol{S}/c = SL\boldsymbol{I}$. Так как векторы $\boldsymbol{S}$ и $\boldsymbol{I}$ одинаково направлены, то $\mathscr{I}_m = cLI$. Следовательно, поверхностный ток намагничивания, приходящийся на единицу длины цилиндра, равен

$$i_m = cI. \tag{58.6}$$

Обобщим теперь результат (58.6) на случай косого цилиндра (рис. 162). Пусть поверхностные токи намагничивания текут в плоскостях, параллельных основаниям цилиндра. Вектор намагничивания $\boldsymbol{I}$ будет перпендикулярен к этим основаниям. Если α — угол между вектором $\boldsymbol{I}$ и осью цилиндра, то для магнитного момента последнего можно написать $V\boldsymbol{I} = SL\boldsymbol{I}\cos\alpha$. Тот же момент можно представить в виде $\mathscr{I}_m \boldsymbol{S}/c = Li_m\boldsymbol{S}/c$, где i_m — ток намагничивания, приходящийся на единицу длины образующей боковой поверхности цилиндра. Приравнивая оба выражения, получаем

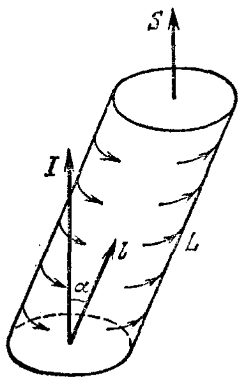

Рис. 162.

$$i_m = cI\cos\alpha = c\,(\boldsymbol{I}\boldsymbol{l}) = cI_l. \tag{58.7}$$

Здесь $\boldsymbol{l}$ — единичный вектор, направленный вдоль оси цилиндра. Таким образом, ток i_m определяется только осевой составляющей вектора намагничивания $\boldsymbol{I}$. Формула (58.7) и является обобщением формулы (58.6). Ее можно применять и в тех случаях, когда магнетик намагничен неоднородно. Для этого цилиндр следует брать бесконечно малым. В случае неоднородной намагниченности в магнетике возникают не только поверхностные, но и объемные токи намагничивания. Выражение для плотности таких токов будет получено в следующем параграфе.

§ 59. Теорема о циркуляции магнитного поля в веществе

1. Найдем циркуляцию вектора $\boldsymbol{B}$ по любому замкнутому контуру L. Для этого надо вычислить ток намагничивания $\mathscr{I}_m$, пронизывающий этот контур. Натянем на контур L произвольную поверхность S. На рис. 163 слева изображено сечение этой поверхности и контура L плоскостью рисунка. Одни молекулярные токи пересекают поверхность S дважды: раз в положительном и раз в отрицательном направлении. Такие токи не вносят никакого вклада в ток намагничивания через поверхность S. Другие молекулярные токи обвиваются вокруг контура L. Каждый из них пересекает поверхность только один раз — противоположно направленный ток в молекуле выходит уже за пределы поверхности S. Такие молекулярные токи и создают макроскопический ток намагничивания $\mathcal{J}_m$, пронизывающий площадь S.

Выразим ток $\mathcal{J}_m$ через вектор намагничивания $\boldsymbol{I}$. Для этого окружим контур L бесконечно узкой трубкой (рис. 163 справа). Согласно формуле (58.7) по поверхности такой трубки циркулирует ток намагничивания с линейной плотностью $i_m = cI_l$. Он только один раз пересекает поверхность S. Ток, приходящийся на элемент длины трубки, равен $i_m dl = cI_l dl = c\,(\boldsymbol{I}\,d\boldsymbol{l})$. Полный

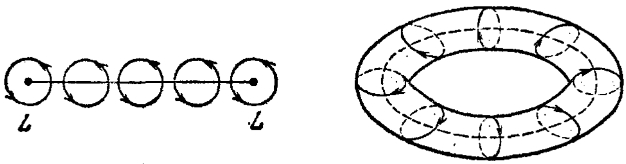

Рис. 163.

ток намагничивания, пронизывающий поверхность S, найдется интегрированием этого выражения по всему замкнутому контуру L. Это дает

$$\mathcal{J}_m = c \oint_L (\boldsymbol{I}\,d\boldsymbol{l}). \tag{59.1}$$

Внеся это выражение в формулу (58.3), придадим ей вид

$$\oint (\boldsymbol{B} - 4\pi \boldsymbol{I})\,d\boldsymbol{l} = \frac{4\pi}{c}\mathcal{J}. \tag{59.2}$$

В дифференциальной форме:

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{B} = \frac{4\pi}{c}(\boldsymbol{j} + c \operatorname{rot} \boldsymbol{I}). \tag{59.3}$$

Сравнивая это уравнение с уравнением (58.4), находим

$$\boldsymbol{j}_m = c \operatorname{rot} \boldsymbol{I}. \tag{59.4}$$

Если намагниченность однородна, т. е. $\boldsymbol{I} = \text{const}$, то $\boldsymbol{j}_m = 0$. Если же она неоднородна, то объемная плотность тока намагничивания, вообще говоря, отлична от нуля.

2. Введем теперь вспомогательный вектор

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{B} - 4\pi \boldsymbol{I}. \tag{59.5}$$

Тогда формулы (59.2) и (59.3) примут вид

$$\oint \boldsymbol{H}\,d\boldsymbol{l} = \frac{4\pi}{c}\mathcal{J}, \tag{59.6}$$

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H} = \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}. \tag{59.7}$$

После введения вектора $\boldsymbol{H}$ из уравнений (59.6) и (59.7) выпадают токи намагничивания, остаются только токи проводимости. В этом смысл введения вектора $\boldsymbol{H}$. Вектор $\boldsymbol{H}$ играет в учении о магнетизме такую же вспомогательную роль, что и вектор $\boldsymbol{D}$ в учении о диэлектриках. *Основным вектором является вектор* $\boldsymbol{B}$. Это — *силовой вектор*, и его следовало бы называть напряженностью магнитного поля в веществе. Однако по историческим причинам *напряженностью магнитного поля в веществе называют вектор* $\boldsymbol{H}$, а вектор $\boldsymbol{B}$ получил неудачное название *магнитной индукции*. Такая нерациональная терминология сложилась потому, что исторически учение о магнетизме развивалось по аналогии с электростатикой. Источниками магнитного поля считались *магнитные заряды*, а их, как было установлено позднее, в действительности не существует. Мы вынуждены пользоваться этой нерациональной терминологией ввиду того, что она общепринята. Впрочем, в большинстве случаев мы будем избегать употребления терминов «индукция» и «напряженность» магнитного поля, заменяя их соответственно на «вектор $\boldsymbol{B}$» и «вектор $\boldsymbol{H}$». В вакууме векторы $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{H}$ тождественно совпадают.

3. Согласно определению (59.5) векторы $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{H}$ имеют одинаковую размерность. Они должны иметь и общую единицу. Единицей $\boldsymbol{B}$ в гауссовой системе является *гаусс*. Та же единица применяется и для измерения $\boldsymbol{H}$. Однако в этом случае ее называют *эрстедом*. Величину $\boldsymbol{B}$ измеряют в гауссах, а величину $\boldsymbol{H}$ — в эрстедах. Считается ошибкой сказать, что поле $\boldsymbol{B}$ равно стольким то эрстедам, а поле $\boldsymbol{H}$ — стольким то гауссам. Мы не можем с одобрением относиться к такому соглашению, так как *между гауссом и эрстедом абсолютно нет никакой разницы. Это — разные названия одной и той же единицы*. Следовало бы сохранить только одно из этих названий: либо гаусс, либо эрстед.

§ 60. Граничные условия для векторов $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{H}$

1. Из уравнений (58.1) и (59.6) легко получить условия, которым должны удовлетворять векторы $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{H}$ на границе раздела двух магнетиков. Уравнение (58.1) формально не отличается от соответствующего уравнения для вектора электрической индукции $\boldsymbol{D}$ при отсутствии электрических зарядов. Отсюда следует, что на границе раздела нормальные слагающие вектора $\boldsymbol{B}$ должны быть непрерывны:

$$B_{1n} = B_{2n}. \tag{60.1}$$

Перейдем к выводу граничных условий для вектора $\boldsymbol{H}$. В целях общности будем предполагать, что вдоль границы раздела течет поверхностный ток проводимости с линейной плотностью $\boldsymbol{i}$. Применим теорему о циркуляции (59.6) к бесконечно малому прямо-