

пробный виток в канал и измерим там величину  $B$ . Она будет равна вектору  $H$  в окружающем магнетике.

С л у ч а й 2. В магнетике сделана щель, ограниченная двумя бесконечно близкими плоскостями, перпендикулярными к магнитному полю. Удаление вещества из такой бесконечно узкой щели также бесконечно мало возмущает магнитное поле в окружающем магнетике. В силу граничного условия (60.1) векторы  $B$  в щели и в окружающем магнетике одинаковы. Измерив величину  $B$  в щели, мы найдем ее значение и в окружающем магнетике.

### § 61. Магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость

1. Железо и все так называемые ферромагнитные вещества (сталь, кобальт, никель, различные магнитные сплавы) обладают не только сильными магнитными свойствами. Они характеризуются весьма сложной зависимостью между векторами  $I$  и  $B$ . Эта зависимость — *нелинейная*. Кроме того, для указанных веществ наблюдается *гистерезис*, т. е. зависимость намагничивания от предшествующей истории магнетика. Только для парамагнитных и диамагнитных сред (а такие среды по сравнению с ферромагнитными обладают слабыми магнитными свойствами) зависимость между  $I$  и  $B$  линейная и для изотропных сред может быть записана в виде  $I = \kappa_1 B$ . Было бы рационально записывать это соотношение именно в такой форме. Однако в силу исторических причин, о которых было сказано в § 59, принято выражать вектор  $I$  не через  $B$ , а через  $H$ . Вместо соотношения, приведенного выше, пишут

$$I = \kappa H. \quad (61.1)$$

Ошибки в этом нет, так как ввиду соотношения (59.5) из пропорциональности между  $I$  и  $B$  следует и пропорциональность между  $I$  и  $H$ . Подставляя выражение (61.1) в соотношение (59.5), получим

$$B = \mu H, \quad (61.2)$$

где

$$\mu = 1 + 4\pi\kappa. \quad (61.3)$$

Величина  $\kappa$  называется *магнитной восприимчивостью*, а  $\mu$  — *магнитной проницаемостью* вещества. Тела, для которых  $\kappa > 0$  и, следовательно,  $\mu > 1$ , называются *парамагнитными* или *парамагнетиками*. К ним относятся, например, кислород, алюминий, платина, хлористое железо ( $\text{FeCl}_3$ ) и т. д. Тела, для которых  $\kappa < 0$  и, следовательно,  $\mu < 1$ , называются *диамагнитными* или *диамагнетиками*. Таковы азот, углекислота, вода, серебро, висмут и пр. Парамагнетики намагничиваются вдоль, а диамагнетики — противоположно магнитному полю.

Зависимость вида (61.2) часто используется и для ферромагнетиков, например мягкого железа. Ясно, что она не учитывает явлений гистерезиса. Кроме того, для учета нелинейных эффектов магнитную проницаемость  $\mu$  надо считать функцией напряженности поля  $H$  (или  $B$ ). В слабых полях  $B$  можно разложить по степеням  $H$  и ограничиться первым членом этого разложения. В таком приближении величина  $\mu$  считается постоянной. Более подробно магнитные свойства ферро- и других магнетиков рассматриваются ниже (см. §§ 76, 77, 79, 80). Пока же при рассмотрении различных явлений мы будем пользоваться соотношениями (61.1) и (61.2), предполагая, что постоянные  $\chi$  и  $\mu$  от напряженности магнитного поля не зависят. Разумеется, это строго допустимо только для пара- и диамагнетиков. Для ферромагнетиков результаты, полученные таким путем, должны рассматриваться как оценочные.

2. На границе раздела двух магнетиков магнитные силовые линии должны преломляться. Это следует из граничных условий (60.1) и (60.4), если учесть соотношение (61.2). Допустим, что граница раздела плоская и никакой ток проводимости по ней не течет (рис. 165). Непрерывность тангенциальных слагающих вектора  $H$  дает

$$H_1 \sin \alpha_1 = H_2 \sin \alpha_2,$$

а непрерывность нормальных слагающих вектора  $B$  —

$$\mu_1 H_1 \cos \alpha_1 = \mu_2 H_2 \cos \alpha_2.$$

Из этих уравнений находим

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (61.4)$$

— соотношение, аналогичное соотношению (15.9) для электрических силовых линий. При переходе из магнетика с меньшей в магнетик с большей магнитной проницаемостью магнитная силовая линия удаляется от нормали к границе раздела сред. Это приводит к *концентрации магнитных силовых линий* в магнетиках с большей  $\mu$ .

На рис. 51 показано, как искажаются электрические силовые линии при внесении в однородное электрическое поле полого шара из диэлектрика. Совершенно так же действует полый железный шар, если его внести в магнитное поле. Из-за преломления магнитные силовые линии концентрируются преимущественно в железе. Внутри полости их концентрация мала. Это значит, что маг-

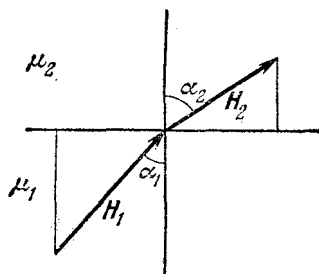


Рис. 165.

нитное поле в полости сильно ослаблено по сравнению с внешним полем, т. е. оболочка железной полости обладает экранирующим действием по отношению к внешнему магнитному полю. На этом основана *магнитная защита*. Для того чтобы предохранить какой-либо чувствительный прибор от воздействия внешних магнитных полей, его окружают железной оболочкой.

Но оболочка не защищает внешние тела от воздействия магнитных полей токов или магнитов, помещенных внутри самой оболочки. Например, магнитное поле прямого круглого провода с током не изменится, если окружить его коаксиальной железной трубой. Это непосредственно следует из теоремы о циркуляции. Магнитные силовые линии имеют форму окружностей с центрами на оси провода (рис. 138). Циркуляция вектора  $\mathbf{H}$  по одной из таких окружностей будет  $2\pi R H$ . По теореме о циркуляции та же величина равна  $4\pi \mathcal{I}/c$ . Сравнивая оба выражения, получаем  $H = 2\mathcal{I}/(cR)$  независимо от того, окружен провод железной трубой или не окружен. В этом можно убедиться на демонстрационном опыте. Надо произвести сначала опыт Эрстеда с обычным проводом (рис. 134). Затем повторить его с тем же проводом, заключенным в железную трубу. Оказывается, что в обоих случаях отклонение магнитной стрелки одно и то же.

Железная оболочка лишь частично защищает окруженные ею тела от действия внешних магнитных полей. Чем больше магнитная проницаемость  $\mu$ , тем сильнее это защитное действие. Однако существуют тела, которые в этом отношении являются идеальными. Это — *сверхпроводники*. Оболочка из сверхпроводника, находящегося в сверхпроводящем состоянии, полностью защищает окружаемые ею тела от действия внешнего магнитного поля (см. § 80).

3. Если магнетик ввести в однородное магнитное поле, то он намагнитится. Возникающее при этом магнитное поле внутри магнетика сильно зависит от формы последнего. В общем случае поле внутри тела магнетика неоднородно. Только для тел, имеющих форму эллипсоида, внутреннее магнитное поле однородно. Оно отличается от внешнего поля не только по величине, но, вообще говоря, и по направлению. Предельными случаями эллипсоида являются очень длинный и очень короткий цилиндры. Если ось цилиндра параллельна внешнему магнитному полю, то расчет сильно упрощается. Внутри очень длинного цилиндра вектор  $\mathbf{H}$  равен вектору  $\mathbf{H}_0$  внешнего магнитного поля. Поэтому

$$I = \kappa H = \frac{\mu - 1}{4\pi} H_0 = \frac{\mu - 1}{4\pi} B_0,$$

так как во внешнем пространстве  $\mathbf{H}_0 = \mathbf{B}_0$ . В случае очень короткого цилиндра

$$I = \kappa H = \frac{\kappa}{\mu} B = \frac{\mu - 1}{4\pi\mu} B_0.$$

При одном и том же внешнем поле  $B_0$  намагниченность магнетиков с большой проницаемостью  $\mu$  во втором случае много меньше, чем в первом. Для цилиндров промежуточных размеров намагниченность  $I$  будет неоднородна. Однако ее величина будет лежать между найденными двумя предельными значениями. Для шара, как легко рассчитать, намагниченность однородна и определяется формулой

$$I = \frac{3}{4\pi} \frac{\mu - 1}{\mu + 2} B_0.$$

Зависимость намагничивания от формы тела можно демонстрировать с помощью следующего эффектного опыта. Берется пучок тонких железных стержней, перевязанных нитками. Пучок помещается на столе в вертикальном положении. Верхний конец пучка немного входит внутрь вертикальной катушки, расположенной над пучком. По обмотке катушки пропускается постоянный ток. Ток подбирается таким, чтобы сила, втягивающая пучок в катушку, была несколько меньше веса пучка. Пучок подобен толстому стержню и поэтому намагничивается относительно слабо. Если пережечь нитки, то стержни с силой втягиваются в катушку и в дальнейшем удерживаются в ней. Дело в том, что после пережигания ниток каждый стержень ведет себя почти независимо от других стержней и намагничивается значительно сильнее.

Обычно для объяснения описанных явлений вводят понятия *размагничивающего поля* и *размагничивающего фактора*. Пусть  $H_0$  — внешнее однородное магнитное поле, в которое внесено какое-либо тело из магнетика, имеющее эллипсоидальную форму. В этом случае, как было указано выше, поле  $H$  внутри магнетика будет однородным. Его можно представить в виде  $H = H_0 + H_e$ . Поле  $H_e$  и называется *размагничивающим полем*, так как в ферро- и парамагнетиках оно направлено противоположно внешнему полю  $H_0$  и ослабляет последнее. Размагничивающее поле можно представить в виде  $H_e = -NI$ , где коэффициент  $N$  зависит только от формы тела. Этот коэффициент и называется *размагничивающим фактором*. Нам представляется, что введение понятий размагничивающего поля и размагничивающего фактора является ненужным и только запутывает истолкование явлений. Реальная задача состоит в том, чтобы выяснить влияние формы тела на вектор намагничивания  $I$ , если это тело поместить в заданное однородное магнитное поле  $B_0$ .

4. Вектор  $B$  в магнетике был определен как напряженность результирующего магнитного поля, возбуждаемого токами проводимости и токами намагничивания. В некоторых случаях и вектор  $H$  допускает аналогичную интерпретацию. Рассмотрим, например, бесконечно длинный соленоид, по поверхности которого циркулирует ток проводимости с постоянной линейной плотностью.

Соленоид заполнен однородным магнетиком. По оси соленоида в магнетике сделан бесконечно узкий цилиндрический канал, из которого вещество удалено. Поперечное сечение соленоида приведено на рис. 166. Как показано в предыдущем параграфе, вектор  $\mathbf{H}$  в магнетике совпадает с вектором  $\mathbf{H}$  в канале. Токи намагничивания сводятся к поверхностным токам, текущим по наружной поверхности цилиндра и по внутренней поверхности канала. Направления этих токов противоположны. Возбуждаемые ими магнитные поля в канале имеют противоположные направления и взаимно уничтожают друг друга. Полное поле в канале есть результат действия одних только токов проводимости. Следова-

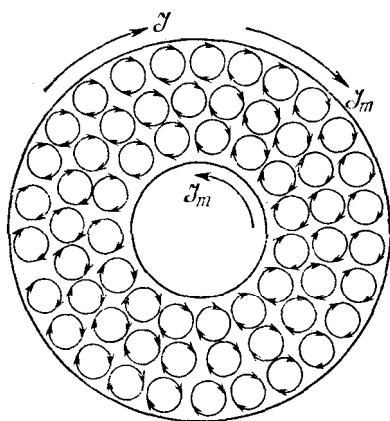


Рис. 166.

тельно, в рассматриваемом случае вектор  $\mathbf{H}$  можно интерпретировать как напряженность магнитного поля, возбуждаемого только токами проводимости.

Такая интерпретация всегда справедлива, если намагничивание однородно во всем пространстве. Действительно, взяв дивергенцию от обеих частей уравнения (59.5), получим

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = -4\pi \operatorname{div} \mathbf{I}. \quad (61.5)$$

Если  $\mathbf{I} = \text{const}$ , то получится система уравнений

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

тождественная с соответствующими уравнениями для вакуума. Будут тождественны и решения этих уравнений в вакууме и веществе, если только токи проводимости  $\mathbf{j}$  одинаковы. Отсюда следует, что если во всем пространстве  $\operatorname{div} \mathbf{I} = 0$ , то вектор  $\mathbf{H}$  в магнетике может быть истолкован как напряженность магнитного поля, возбуждаемого только токами проводимости. Однако если  $\operatorname{div} \mathbf{I}$  не везде равна нулю, то такая интерпретация становится неправильной. В этом случае вектор  $\mathbf{H}$  не допускает простого физического толкования и должен определяться формально с помощью соотношения (59.5). Если, например, среда неоднородна, то

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = \operatorname{div} (\mu \mathbf{H}) = \mu \operatorname{div} \mathbf{H} + \mathbf{H} \operatorname{grad} \mu = 0,$$

или  $\operatorname{div} \mathbf{H} = -\mathbf{H} \operatorname{grad} \mu / \mu$ , т. е., вообще говоря,  $\operatorname{div} \mathbf{H} \neq 0$ . Поэтому в рассматриваемом случае источниками поля  $\mathbf{H}$  не могут быть одни только токи проводимости.

5. На ток, текущий по проводнику, помещенному в намагничивающейся среде (магнетике), действуют как токи проводимости,

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

$$\mathbf{F} = \frac{\mathcal{I}}{c} [d\mathbf{s} \cdot \mathbf{B}]. \quad (61.6)$$

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

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

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

Если токи  $\mathbf{j}$  заданы, то  $\operatorname{rot} \mathbf{B}$ , а с ним и сам вектор  $\mathbf{B}$  пропорциональны  $\mu$ . Отсюда следует, что при заполнении пространства между проводниками однородным магнетиком сила взаимодействия токов возрастает в  $\mu$  раз.

Поясним это важное заключение на примере взаимодействия двух прямолинейных параллельных проводов, по которым текут токи  $\mathcal{I}_1$  и  $\mathcal{I}_2$  (рис. 167). Сначала провода находятся в вакууме. Затем все пространство заполняется однородным магнетиком. Вокруг провода 1 возникают молекулярные токи, усиливающие ток  $\mathcal{I}_1$ . Вследствие этого магнитное поле  $\mathbf{B}_1$  первого провода усиливается в  $\mu$  раз. Во столько же раз возрастает и сила, с которой поле  $\mathbf{B}_1$  действует на ток  $\mathcal{I}_2$ , текущий по второму проводу. Вокруг второго провода также возникают токи намагничивания. Однако они не вносят никакого вклада в силу, действующую на ток  $\mathcal{I}_2$ . 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.

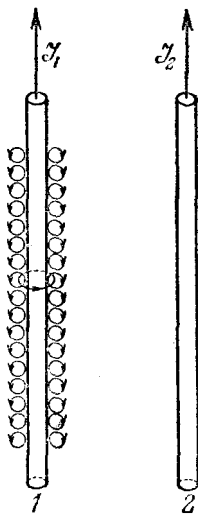


Рис. 167.

## § 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-