приближенного вычисления мы можем поступить так же, как делали в случае электрического поля. Это значит, что нужно определить полный магнитный момент объекта и найти далекое поле одиночного диполя.

10.10. Свободные токи и поле H

Часто бывает полезно различать связанные и свободные токи. Связанные токи проявляют себя в молекулярных или атомных магнитных моментах, включая внутренний магнитный момент, присущий частицам со спином. Они соответствуют петлям с молекулярными токами, угаданными Ампером, и являются источником изучаемой нами намагниченности. Свободные токи — это обычные токи проводимости, текущие по макроскопическим путям. Такие токи можно включить и выключить, и их сила измеряется при помощи амперметра.

Плотность тока $\mathbf{J}$ в уравнении (42) является средним макроскопическим связанных токов, поэтому в дальнейшем мы будем ее называть $\mathbf{J}_{\text{связ}}$:

$$\mathbf{J}_{\text{связ}} = c \operatorname{rot} \mathbf{M}. \tag{48}$$

На поверхности, где намагниченность $\mathbf{M}$ претерпевает разрыв, например на боковой поверхности намагниченного блока (см. рис. 10.17), поверхностная плотность тока $\mathcal{J}$ также представляет собой связанный ток.

Мы нашли, что поле $\mathbf{B}$ вне вещества и усредненное по объему поле внутри вещества связаны с плотностью $\mathbf{J}_{\text{связ}}$ так же, как и с любой плотностью тока. Иными словами, $\operatorname{rot} \mathbf{B} = (4\pi/c)\mathbf{J}_{\text{связ}}$. Но это было в отсутствие свободных токов. Если мы введем эти токи, то поле, создаваемое ими, просто наложится на поле, созданное намагниченным веществом, и мы получим

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{J}_{\text{связ}} + \mathbf{J}_{\text{своб}}) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{полн}}. \tag{49}$$

Выразим $\mathbf{J}_{\text{связ}}$ через $\mathbf{M}$ из уравнения (48). Тогда (49) принимает следующий вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (c \operatorname{rot} \mathbf{M}) + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{своб}} \tag{50}$$

и после преобразования

$$\operatorname{rot} (\mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{своб}}. \tag{51}$$

Если определить векторную функцию $\mathbf{H}(x, y, z)$ в любой точке пространства соотношением

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}, \tag{52}$$

то уравнение (51) можно записать в виде

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{своб}}. \tag{53}$$

Другими словами, вектор **H**, определенный уравнением (52) относится к свободному току таким же образом, как **B** относится к полному току — связанному плюс свободному. Однако аналогия не является полной: мы всегда имеем div **B**=0, тогда как наша векторная функция **H** не обязательно имеет нулевую дивергенцию.

Это, несомненно, напомнило вам о векторе **D**, который мы неохотно ввели в предыдущей главе. Вспомним, что вектор **D** связан со свободным зарядом, тогда как вектор **E** связан с полным зарядом. Несмотря на то, что мы с некоторым пренебрежением относимся к **D**, вектор **H** практически полезен по причине, которую следует понять. В электрических системах величиной, которую можно легко контролировать и измерять, является разность потенциалов тел, а не количества свободных зарядов на них. Таким образом, мы непосредственно влияем на электрическое поле **E**. Вектор **D** нашему непосредственному контролю не поддается и не особенно нас интересует, так как не является фундаментальной величиной. Однако в магнитных системах легче всего контролировать именно свободные токи. Мы пускаем их по проводам, измеряем амперметрами, заключаем в определенные каналы с изоляцией и т. д. Обычно мы имеем гораздо меньше возможности непосредственно контролировать намагниченность и, следовательно, поле **B**. Поэтому вспомогательный вектор **H** полезен, чего нельзя сказать про **D**. Интегральное соотношение, эквивалентное уравнению (53), имеет вид

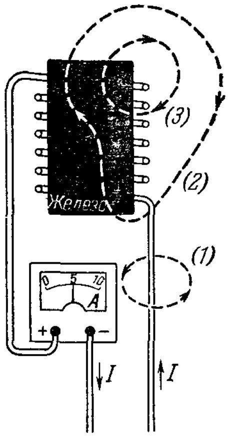
$$\int_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \int_S \mathbf{J}_{\text{своб}} \cdot d\mathbf{a} = \frac{4\pi}{c} I_{\text{своб}}, \tag{54}$$

где $I_{\text{своб}}$ представляет собой полный ток, охватываемый контуром C. Намотаем на кусок железа катушку и пошлем по ней определенный ток I, который можно измерить, включив последовательно амперметр. Ток I является единственным свободным током в нашей системе, а величиной, в которой мы уверены, является линейный интеграл от **H** по замкнутому пути, независимо от того, проходит этот путь через железо или нет. Интеграл зависит только от числа витков нашей катушки, охватываемых этим путем, а не от намагниченности железа. Определение **M** и **B** в этой системе может оказаться довольно сложным. Поэтому полезно выделить величину, которую легко определить непосредственно.

Рис. 10.24 иллюстрирует это свойство **H** и напоминает о единицах, которыми мы можем пользоваться на практике. Размерность H и B одинакова; в гауссовской системе единиц СГС они одинаково связаны с током, выраженным в ед. СГСЭ$_q$/*сек*. Как известно, единица магнитного поля B в такой системе называется гауссом.

Нет никакой необходимости в другом названии единицы для H. Тем не менее люди, которые любят давать названия вещам, дали единице специальное название — эрстед *). Возможно, вам придется встретиться с этим названием. Поэтому мы ввели его в рис. 10.24.

Мы считаем магнитное поле **B** фундаментальной величиной, так как отсутствие магнитного заряда, которое обсуждалось нами в разделе 10.2, означает, что $\operatorname{div} \mathbf{B}=0$ всюду, даже внутри атомов и молекул. Из условия $\operatorname{div} \mathbf{B}=0$ следует, как мы показали в разделе 10.8, что среднее макроскопическое поле внутри вещества равно **B** а не **H**. Прежде это не всегда понимали; более того, поле **H** пользовалось практическим преимуществом, причину которого мы уже



Путь (*1*) охватывает I, путь (*2*) охватывает $7I$, путь (*3*) охватывает $2I$.

$I=5a=5\cdot 3\cdot 10^9$ ед. СГСЭ$_q$/*сек*,

$$\oint\limits_{(1)} \mathbf{H}\cdot d\mathbf{l}=\frac{4\pi I}{c}=\frac{4\pi\cdot 5\cdot 3\cdot 10^9}{3\cdot 10^{10}}=6{,}28 \text{ э}\cdot\text{см},$$

$$\oint\limits_{(2)} \mathbf{H}\cdot d\mathbf{l}=43{,}96 \text{ э}\cdot\text{см}.$$

$$\oint\limits_{(3)} \mathbf{H}\cdot d\mathbf{l}=12{,}56 \text{ э}\cdot\text{см},$$

По пути (*1*) $\mathbf{B}=\mathbf{H}$; таким образом,

$$\int\limits_{(1)} \mathbf{B}\cdot d\mathbf{l}=6{,}28 \text{ гс}\cdot\text{см}.$$

По путям (*2*) и (*3*) $\mathbf{B}\neq\mathbf{H}$ в железе.

Рис. 10.24. Иллюстрация соотношения между свободным током и линейным интегралом от **H**.

объяснили. В некоторых старых книгах **H** трактуется как первичное магнитное поле, а **B** определяют выражением $\mathbf{H}+4\pi\mathbf{M}$ и называют *магнитной индукцией*. Даже некоторые современные авторы, считающие **B** первичным полем, чувствуют себя обязанными называть его магнитной индукцией, так как название магнитного поля исторически принадлежало **H**. Это выглядит неуклюже и педантично. Если вы войдете в лабораторию и спросите физика, что вызывает искривление траекторий пионов в его пузырьковой камере, то он, вероятно, ответит «магнитное поле», а не «магнитная индукция». Вы редко услышите от геофизика о магнитной индукции Земли или

*) Измерение B в гауссах и H в эрстедах подобно выражению радиуса круга в сантиметрах и применению специального названия «дуговой сантиметр» для единицы расстояния, измеряемого по окружности!

от астронома о магнитной индукции в Галактике. Мы предлагаем сохранить для **B** название магнитного поля. Что касается **H**, то несмотря на то, что для него были придуманы другие названия, мы будем называть его «полем **H**», или «магнитным полем **H**».

Огорчения доставляют только названия, а не обозначения. Каждый согласится с тем, что в гауссовской системе единиц СГС соотношение, связывающее **B**, **M** и **H**, дается уравнением (52). В вакууме между **B** и **H** существенного различия нет, так как намагниченность **M** при отсутствии вещества должна быть равна нулю. Вы часто встретите уравнения Максвелла, написанные для полей в вакууме **E** и **H**, а не для **E** и **B**.

Эти замечания относительно названий и единиц не относятся к системе электрических единиц СИ. В этой системе величины, соответствующие нашим **B** и **H** и обозначенные теми же буквами, имеют различную размерность и их численные значения отличаются друг от друга даже в вакууме (см. Приложение).

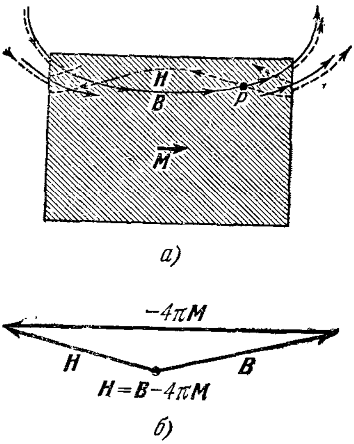


Рис. 10.25. *а*) Соотношение между **B**, **H** и **M** в точке, расположенной внутри намагниченного цилиндра рис. 10.22, *б*. *б*) Соотношение между векторами в точке *P*.

Здесь следует также отметить, что принятое определение объемной магнитной восприимчивости χ_m не совпадает с логически строгим определением, данным в уравнении (39), а имеет вид

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}. \qquad (55)$$

Постоянный магнит на рис. 10.22, *б* является поучительным примером соотношений между **H**, **B** и **M**. Для получения **H** в некоторой точке внутри намагниченного вещества к магнитному полю **B** в этой точке следует прибавить вектор $-4\pi\mathbf{M}$. На рис. 10.25 эта векторная сумма показана для некоторой точки *P*. Оказывается, что силовые линии поля **H** внутри магнита имеют точно такой же вид, как линии поля **E** внутри поляризованного цилиндра, изображенного на рис. 10.22, *а*. Так и должно быть: если бы источником намагниченности действительно были магнитные полюса, а не электрические токи, то макроскопическое магнитное поле внутри вещества было бы **H**, а не **B** и аналогия между магнитной и электрической поляризациями была бы полной.

В постоянном магните вообще нет свободных токов. Соответственно линейный интеграл от **H**, согласно уравнению (54), должен быть равен нулю по любому замкнутому пути. Это действительно так, если силовые линии поля **H** подобны линиям поля **E** (см. рис. 10.22, *а*). Мы знаем, что линейный интеграл от электростатического поля равен нулю по любому замкнутому пути.