

ния между зарядами. Представив себе, что кольцо уменьшилось, а ток увеличился, но дипольный момент $m = Ia/c$ остался неизменным,

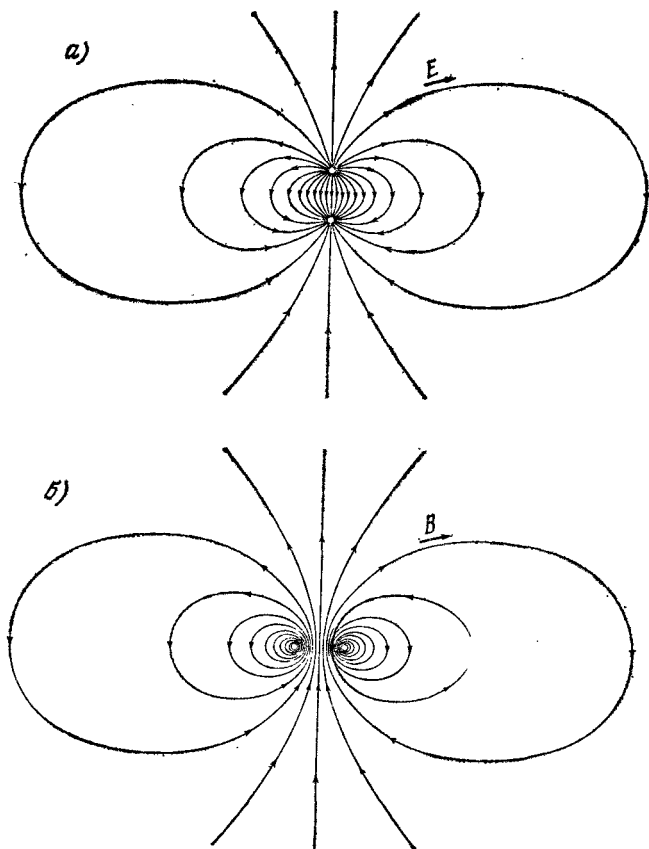


Рис. 10.8. а) Электрическое поле пары равных и противоположных по знаку зарядов. На большом расстоянии от зарядов оно совпадает с полем электрического диполя. б) Магнитное поле кольца с током. На большом расстоянии от кольца поле совпадает с полем магнитного диполя.

мы приблизимся к понятию магнитного диполя бесконечно малого размера, двойника такого же электрического диполя, описанного в гл. 9.

10.4. Сила, действующая на диполь во внешнем поле

Рассмотрим маленькую круговую петлю с током радиусом r , расположенную в магнитном поле, созданном какими-то другими системами с током, например соленоидом. На рис. 10.9 изображено поле \mathbf{B} , направленное приблизительно вдоль оси z . Это поле неоднородно, оно уменьшается по мере продвижения вдоль оси z , что видно по расхождению силовых линий поля.

Предположим для простоты, что поле симметрично относительно оси z . Тогда оно напоминает поле вблизи верхнего конца соленоида на рис. 10.1. В поле, изображенное на рис. 10.9, не входит магнитное поле самого кольца с током. Мы хотим определить силу, действующую на кольцо с током, созданную другим полем, которое мы назовем, ввиду отсутствия лучшего названия, внешним полем. Полная сила, действующая на кольцо с током, обусловленная его собственным полем, равна, конечно, нулю, поэтому в данном случае мы не будем обращать внимания на собственное поле кольца.

Внимательно рассмотрев рис. 10.9, вы придете к выводу, что на кольцо с током действует какая-то сила. Она возникает вследствие того, что внешнее поле \mathbf{B} имеет вокруг всего кольца компоненту B_r , направленную наружу. Благодаря наличию этой компоненты поля, при указанном направлении тока, на каждый элемент петли $d\mathbf{l}$ будет действовать сила величиной $IB_r d\mathbf{l}/c$, направленная вниз. Если B_r имеет одну и ту же величину во всех точках кольца, как следует предполагать в симметрично расходящемся поле, то полная сила, направленная вниз, будет равна

$$F = \frac{2\pi r IB_r}{c}. \quad (15)$$

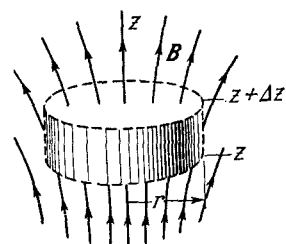


Рис. 10.10. Уравнение (16), связывающее B_r и $\partial B_z/\partial z$, написано на основании теоремы Гаусса.

$2\pi r(\Delta z)B_r$, а полный наружный поток через верхнюю и нижнюю плоскости равен

$$\pi r^2 [-B_z(z) + B_z(z + \Delta z)].$$

С точностью до первого порядка малости расстояния Δz эта величина равна $\pi r^2(\partial B_z/\partial z)\Delta z$.

Считая полный поток равным нулю: $0 = \pi r^2(\partial B_z/\partial z)\Delta z + 2\pi r B_r \Delta z$, получим соотношение

$$B_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (16)$$

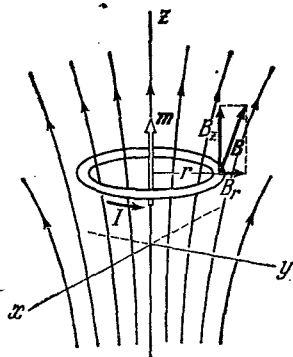


Рис. 10.9. Кольцо с током в неоднородном магнитном поле (поле самого кольца не показано). Сила, действующая на кольцо в целом, обусловлена радиальной компонентой поля B_r .

Для проверки знака заметьте, что согласно уравнению (16) B_z положительно, когда B_z уменьшается в положительном направлении оси z ; обращение к рисунку подтверждает это.

Силу, действующую на диполь, можно теперь выразить через градиент компоненты B_z внешнего поля:

$$F = \frac{2\pi r I}{c} \cdot \frac{r}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{\pi r^2 I}{c} \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (17)$$

Множитель $\pi r^2 I / c$ представляет собой модуль магнитного дипольного момента m нашего кольца с током. Таким образом, силу, действующую на кольцо, можно очень просто выразить через дипольный момент:

$$F = m \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (18)$$

Можно доказать, хотя мы этого и не сделали, что для малых петель любой формы сила зависит только от произведения тока на площадь, т. е. от дипольного момента. Форма петли значения не имеет. Конечно, мы рассматриваем достаточно малые петли, когда только первый порядок изменения внешнего поля на участке петли является существенным.

Магнитный дипольный момент m нашего кольца на рис. 10.9 направлен вверх, а сила, действующая на него, направлена вниз. Очевидно, что если бы мы изменили направление тока в кольце, изменив тем самым направление m , то направление силы также изменилось бы. Отсюда можно сделать следующие выводы.

Дипольный момент *параллелен* внешнему полю: сила действует в направлении *увеличения* поля.

Дипольный момент *антипараллелен* внешнему полю: сила действует в направлении *уменьшения* поля.

Однородное внешнее поле: сила *равна нулю*.

Совершенно очевидно, что это не самый общий случай. Момент может быть направлен под любым углом к полю \mathbf{B} и различные компоненты \mathbf{B} могут различным образом изменяться в пространстве. Нетрудно, однако, вывести формулу для силы \mathbf{F} в общем случае. Она будет совпадать с общей формулой (9.22) для силы, действующей на электрический диполь в неоднородном электрическом поле. Таким образом, x -компонента силы, действующей на любой магнитный диполь m , дается выражением

$$F_x = m \cdot \text{grad } B_x, \quad (19)$$

и аналогично для компонент F_y и F_z .

В уравнениях (18) и (19) сила выражается в *динах*, градиент магнитного поля в *гс/см*, а магнитный дипольный момент m дается уравнением (9) $m = Ia/c$, где I выражается в ед. СГСЭ $_q$ /сек, a — в *см*² и c — в *см/сек*. Существует несколько равноценных способов получения единиц для m . Мы примем единицу *эрс/гс*, следующую из

уравнения (18):

$$[m] = \left[\frac{\text{дин}}{(\text{гс}/\text{см})} \right] = \left[\frac{\text{дин} \cdot \text{см}}{\text{гс}} \right] = \left[\frac{\text{эрг}}{\text{гс}} \right].$$

Теперь мы начинаем понимать, что происходит в опытах, описанных в начале этой главы. Вещество, находящееся в положении образца на рис. 10.2, втягивается в соленоид, если оно содержит магнитные диполи, параллельные полю \mathbf{B} внутри катушки. Если же диполи вещества направлены в противоположную сторону, т. е. антипараллельны полю, то вещество выталкивается из соленоида. Сила зависит от градиента осевого поля и равна нулю в центре соленоида. Если полная величина дипольного момента образца пропорциональна полю \mathbf{B} , то сила будет пропорциональна произведению поля B на $\partial B/\partial z$, т. е. пропорциональна квадрату тока в соленоиде. Это и наблюдается в случае диамагнитных и парамагнитных веществ. Может показаться, что ферромагнитные образцы должны были бы иметь магнитные моменты, почти не зависящие от величины поля, но мы отложим этот вопрос до специального обсуждения.

Каким образом магнитное поле, наложенное на вещество, создаст в нем магнитные дипольные моменты, пропорциональные этому полю? И почему в одних веществах эти дипольные моменты параллельны полю, а в других направлены в противоположную сторону? Если мы сможем ответить на эти вопросы, то мы приблизимся к пониманию физики диамагнетизма и парамагнетизма.

10.5. Электрические токи в атомах

Мы знаем, что атом состоит из положительного ядра, окруженного отрицательными электронами. Для полного описания атома необходимы понятия квантовой физики, которую вы будете изучать в этом курсе позднее. К счастью, простая и наглядная модель атома хорошо объясняет диамагнетизм. Это — планетарная модель с электронами, движущимися по орбитам вокруг ядра, подобная модели атома водорода, созданной Бором в первой квантовой теории.

Начнем с электрона, движущегося с постоянной скоростью по круговому пути. Поскольку мы не собираемся здесь объяснять структуру атома, то и не будем вдаваться в причины, по которым электрон движется именно по этой определенной орбите. Спросим только, каких магнитных эффектов можно ожидать, если он движется по такой орбите? На рис. 10.11 мы видим электрон, изображенный в виде частицы, несущей концентрированный электрический заряд $-e$, и движущийся со скоростью v по круговому пути с радиусом r . В центре расположено положительно заряженное ядро, делающее систему электрически нейтральной. Благодаря своей сравнительно большой массе ядро движется настолько медленно, что магнитными эффектами, связанными с этим движением, можно пренебречь.