

$$\frac{F_M}{F_{\text{Эл}}} = \frac{v^2}{c^2}. \quad (18.10')$$

Итак, мы показали, что при малых скоростях ($v \ll c$) магнитное взаимодействие между движущимися зарядами во много раз слабее их электрического взаимодействия.

8. На первый взгляд кажется, что этот вывод противоречит рассмотренному выше магнитному взаимодействию параллельных проводников с током. Однако это неверно. Проводники с током в целом электрически нейтральны, так что результирующая сила электрического взаимодействия между ними равна нулю. Поэтому силы, действующие на них, имеют электромагнитную природу. Хотя сила магнитного взаимодействия между каждой парой электронов мала, число этих пар столь велико, что результирующая сила взаимодействия параллельных проводников с током может быть значительной.

§ 18.2. Явление Холла

1. В 1880 г. американский физик Э. Холл проделал следующий опыт. Постоянный ток I пропусклся через пластинку M (рис. 18.5), изготовленную из золота,

и измерялась разность потенциалов $\Delta\varphi$ между противоположными точками A и C на верхней и нижней гранях. Эти точки лежат в одном и том же поперечном сечении проводника M . Поэтому, как и следовало ожидать, оказалось, что $\Delta\varphi = 0$. Когда

пластина с током была помещена в однородное магнитное поле, перпендикулярное ее боковым граням, то потенциалы точек A и C стали различными. Это явление получило название **явления Холла**. Было установлено, что разность потенциалов $\Delta\varphi$ между точками A и C пропорциональна силе тока I , индукции магнитного поля B и обратно пропорциональна ширине b пластинки, т. е.

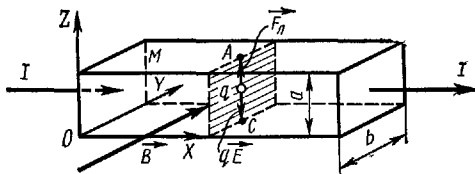


Рис. 18.5

$$\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_C = R \frac{IB}{b}, \quad (18.11)$$

где R — константа Холла.

2. Дальнейшие исследования показали, что явление Холла наблюдается во всех проводниках и полупроводниках независимо от их материала. Изменение направления тока или магнитного поля на противоположное вызывает изменение знака разности потенциалов $\Delta\varphi$. Числовое значение константы Холла R зависит от материала пластинки M , причем этот коэффициент для одних веществ положителен, а для других — отрицателен.

3. Явление Холла можно объяснить следующим образом. Пусть ток I в пластинке M обусловлен упорядоченным движением частиц — носителей зарядов q . Если их концентрация равна n_0 , а средняя ско-

рость их упорядоченного движения \mathbf{v} , то сила тока I выразится формулой

$$I = qv_x n_0 S = qv_x n_0 ab, \quad (18.12)$$

где $S = ab$ — площадь поперечного сечения пластинки, а v_x — проекция вектора \mathbf{v} на ось OX , проведенную в направлении вектора \mathbf{j} плотности тока. Если заряд частиц, образующих ток, $q > 0$, то их скорость \mathbf{v} совпадает с направлением тока и $v_x = v$. Если же заряд $q < 0$, то скорость \mathbf{v} частиц противоположна по направлению вектору \mathbf{j} и $v_x = -v < 0$.

На частицу, движущуюся в магнитном поле с индукцией \mathbf{B} , действует сила Лоренца $\mathbf{F}_L = q[\mathbf{v}\mathbf{B}]$, вызывающая отклонение частиц к верхней грани пластинки¹. Таким образом, вблизи верхней грани будет избыток зарядов q , а вблизи нижней грани обнаружится их недостаток. В результате этого в пластине возникнет поперечное электрическое поле, направленное сверху вниз, если заряды q положительны, и снизу вверх, если они отрицательны. Пусть напряженность образовавшегося поля будет \mathbf{E} . Сила $q\mathbf{E}$, действующая со стороны поперечного электрического поля на заряд q , направлена в сторону, противоположную направлению силы Лоренца \mathbf{F}_L . В случае установившегося тока в пластине эти силы взаимно уравновешиваются:

$$q\mathbf{E} = -q[\mathbf{v}\mathbf{B}],$$

откуда

$$\mathbf{E} = -[\mathbf{v}\mathbf{B}]. \quad (18.13)$$

Вектор \mathbf{E} направлен вдоль оси OZ , а векторы \mathbf{v} и \mathbf{B} взаимно перпендикулярны. Поэтому проекция \mathbf{E} на ось OZ

$$E_z = -v_x B. \quad (18.13')$$

Соответственно разность потенциалов между точками A и C равна

$$\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_C = - \int_0^a E_z dz = v_x Ba.$$

Подставив сюда значение v_x из (18.12), окончательно найдем

$$\Delta\varphi = \frac{1}{qn_0} \frac{IB}{b}. \quad (18.14)$$

Таким образом, полученный результат совпадает с экспериментальной формулой (18.11).

4. Из сравнения (18.14) и (18.11) следует, что константа Холла

$$R = 1/qn_0. \quad (18.15)$$

¹ Эти рассуждения справедливы только для указанных на рис. 18.5 направлений тока и вектора \mathbf{B} .

Отсюда видно, что знак константы Холла совпадает со знаком заряда q частиц, обуславливающих проводимость данного материала. Поэтому на основании измерения константы Холла для полупроводника можно судить о природе его проводимости: если $R < 0$, то проводимость электронная, если $R > 0$, то дырочная. Если в полупроводнике одновременно осуществляются оба типа проводимости, то по знаку константы Холла можно судить о том, какой из них является преобладающим (см. § 13.5).

С помощью константы Холла можно также определить концентрацию носителей заряда, если характер проводимости и величина их заряда известны (например, для металлов):

$$n_0 = 1/qR.$$

Так, для одновалентных металлов оказалось, что концентрация электронов проводимости совпадает с концентрацией атомов.

Зная константу Холла для электронного проводника, можно оценить значение $\langle \lambda \rangle$ средней длины свободного пробега электронов. Из (8.11) и (18.15) следует, что

$$\langle \lambda \rangle = \frac{2m\mu\gamma}{n_0 e^2} = \frac{2m\mu\gamma R}{e}, \quad (18.16)$$

где e и m — абсолютная величина заряда электрона и его масса, u — средняя скорость теплового движения электронов в проводнике, γ — удельная электрическая проводимость и R — константа Холла. Оказалось, что средняя длина свободного пробега электронов в металлах достигает сотен межузельных расстояний ($\langle \lambda \rangle \approx 10^{-8}$ см).

§ 18.3. Движение заряженных частиц в однородном магнитном поле

1. Полученное выше выражение для силы Лоренца (18.3) позволяет установить ряд закономерностей движения заряженных частиц в магнитном поле, лежащих в основе устройства электронного микроскопа, масс-спектрографа и ускорителей заряженных частиц.

Рассмотрим движение заряженных частиц в о д н о р о д н о м магнитном поле. При этом будем считать, что на частицы не действуют никакие электрические поля.

2. Начнем с простейшего случая — движения заряженной частицы в д о л ь линий индукции магнитного поля. При этом угол α между векторами скорости \mathbf{v} частицы и индукции \mathbf{B} равен 0 или π . Поэтому по формуле (18.4) сила Лоренца равна нулю, т. е. магнитное поле не действует на частицу. Она будет двигаться по инерции — равномерно и прямолинейно.

3. Пусть частица, имеющая заряд q , движется п е р п е н д и к у л я р н о линиям магнитной индукции ($\alpha = \pi/2$). Тогда сила Лоренца направлена перпендикулярно векторам \mathbf{v} и \mathbf{B} (рис. 18.3) и численно равна

$$F_{\perp} = |q|vB. \quad (18.17)$$