и. Продольные термомагнитные эффекты. Помимо рассмотренных выше поперечных эффектов, в полупроводниках наблюдаются также продольные термомагнитные эффекты. Если существует первоначальный поток тепла в направлении оси X, то при включении поперечного магнитного поля появляется не только поперечная разность потенциалов, но еще и продольная (продольный эффект Нернста—Эттингсгаузена). Этот эффект можно истолковать как изменение термоэдс в поперечном магнитном поле.

Если после включения магнитного поля тепловой поток вдоль оси X (рис. 1.6) поддерживается постоянным, то, кроме поперечной разности температур (вдоль оси Y), возникает дополнительная продольная разность температур вдоль оси X (продольный эффект Риги—Ледюка). Она появляется вследствие изменения теплопроводности в магнитном поле.

Отметим, что значения кинетических коэффициентов могут изменяться при изменении теплообмена образца с окружающей средой. Поэтому различают изотермические и адиабатические эффекты. Изотермическими называют эффекты, возникающие при условии, что поперечные градиенты температуры (в направлении осей Y и Z) равны нулю. Адиабатическими называются эффекты при условии, что поперечные потоки тепла равны нулю. Исключением является, очевидно, лишь эффект Риги—Ледюка, который, по определению, не может быть изотермическим.

Помимо указанных эффектов, к явлениям переноса относятся, конечно, и процессы диффузии и теплопроводности.

Величины различных кинетических коэффициентов — электропроводности, постоянной Холла, термоэдс и др. — существенно зависят от свойств подвижных носителей заряда: их заряда, массы, энергетического спектра в кристалле, а также от особенностей их взаимодействия с кристаллической решеткой. Поэтому исследование кинетических явлений дает обширную информацию об электронных процессах в полупроводниках.

Теория кинетических явлений будет дана в гл. XIV. Однако уже сейчас целесообразно остановиться на элементарном рассмотрении гальваномагнитных явлений, так как это сразу позволит нам интерпретировать ряд важных экспериментальных фактов.

§ 2. Время релаксации

Движение электронов в кристалле подчиняется законам квантовой механики. Однако в ряде случаев уравнения их движения можно представить в классической форме, если только приписать электрону вместо массы в изолированном состоянии m_0 некоторую другую величину, так называемую эффективную массу (см. гл. IV). Поэтому в настоящей главе мы будем пользоваться корпускулярным способом описания и рассматривать электроны как классические частицы. Кроме того, мы сначала будем считать эффективную массу скалярной величиной.

Чтобы найти среднюю скорость упорядоченного движения электронов, рассмотрим закон распределения времен свободного пробега. Положим, что большое число электронов N_0 одновременно испытали соударение в момент времени $t = 0$. Обозначим, далее, через $N(t)$ количество электронов из этой совокупности, не испытавших соударений за последующий промежуток времени от 0 до t. Тогда можно положить, что число электронов dN, которые испытают столкновения в интервале времени $(t, t + dt)$, будет пропорционально N и величине интервала dt, а число электронов N уменьшится на dN. Следовательно,

$$-dN = N\frac{dt}{\tau}, \tag{2.1}$$

где коэффициент пропорциональности обозначен через $1/\tau$. Эта величина, по смыслу, есть вероятность того, что один электрон испытает соударение за единицу времени. Интегрируя написанное уравнение и учитывая, что в начальный момент времени $t = 0$ ни один электрон не успел еще испытать соударение, мы имеем

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right).$$

Поэтому для числа соударений, происходящих в интервале времени от t до $t + dt$, получается

$$dN = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\cdot\frac{dt}{\tau}.$$

Вместо того, чтобы рассматривать один свободный пробег у каждого из большой совокупности электронов, мы могли бы следить за движением одного электрона за время, охватывающее большое число соударений. Поэтому полученные результаты можно применить и к движению одного электрона, если под N_0 понимать полное число свободных пробегов. Разумеется, это число должно быть достаточно большим, чтобы можно было применять законы статистики. Вероятность какому-то одному электрону иметь время свободного пробега в пределах от t до $t + dt$ есть

$$f(t)\,dt = \frac{dt}{\tau}\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \tag{2.2}$$

При этом, как легко убедиться,

$$\int_0^\infty f(t)\,dt = 1. \tag{2.3}$$

Входящая сюда постоянная τ имеет простой физический смысл. Вычислим среднее время свободного пробега. Последнее, по определению среднего значения любой величины, есть

$$\bar{t} = \int_0^\infty t f(t)\, dt,$$

где $f(t)$ — нормированная к единице вероятность рассматриваемой величине иметь значение t. Подставляя сюда для $f(t)$ выражение (2.2), мы находим

$$\bar{t} = \tau. \tag{2.4}$$

Таким образом, постоянная τ есть среднее время свободного пробега.

Выше мы считали τ постоянным. Однако это, вообще говоря, неверно. Дело в том, что, говоря о соударениях электронов, мы имеем в виду процессы изменения их импульса, которые возникают вследствие силового взаимодействия электронов с различными нерегулярностями решетки (вызванными тепловым движением, примесными атомами и структурными дефектами). Но результаты этого взаимодействия зависят от состояния движения электрона и, в частности, от его полной энергии. Поэтому τ может быть разным для разных электронов. Одно из простейших предположений заключается в том, что τ зависит только от полной энергии электрона.

Когда мы рассматривали выше распределение времен пробега у совокупности электронов, мы молчаливо предполагали, что либо τ не зависит от энергии, либо энергии всех электронов близки по величине, так что τ можно считать постоянным. Точно так же, применяя распределение (2.2) к одному электрону, мы должны считать, что полная энергия электрона существенно не меняется при его движении.

Для отдельного электрона это предположение во многих случаях справедливо. Это имеет место, если электрические поля не слишком сильны, так что энергия, приобретаемая электроном за один свободный пробег в его упорядоченном движении, мала по сравнению с энергией теплового движения, и если эта энергия не накапливается, а передается решетке при соударениях. При нахождении же среднего для всей совокупности электронов $\langle\tau\rangle$ нужно учитывать, что электроны в твердом теле могут иметь весьма различную энергию, и, вообще говоря, нужно считать τ зависящим от энергии. Величину $\langle\tau\rangle \equiv \tau_p$ называют временем релаксации импульса. Более подробно смысл этой величины будет рассмотрен в гл. XIII.

§ 3. Элементарная теория гальваномагнитных явлений

Тензор электропроводности в магнитном поле. Пользуясь понятием времени релаксации, можно вычислить тензор электропроводности в магнитном поле $\sigma_{\alpha\beta}$, который, как мы видели, опре-