

## НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

### § 1. Кинетические явления в полупроводниках

В настоящей главе мы рассмотрим некоторые результаты экспериментального исследования свойств полупроводников. Эти данные существенно способствовали пониманию физических процессов в полупроводниках и явились базой для построения теории.

При исследовании полупроводников большую роль играет изучение так называемых явлений переноса или, иначе, кинетических явлений. Общая причина этих явлений заключается в том, что электроны проводимости при своем движении переносят связанные с ними физические величины: массу, электрический заряд, энергию и др. Вследствие этого при определенных условиях возникают направленные потоки этих величин, приводящие к ряду электрических и тепловых эффектов. Укажем кратко важнейшие кинетические явления, особенно интересные для исследования полупроводников.

*а. Электропроводность.* В отсутствие внешнего электрического поля электроны в кристалле совершают только тепловое движение со скоростями  $v_T$ . Характер этого движения таков, что электрон некоторое время (время свободного пробега) движется приблизительно прямолинейно и равномерно, но затем, в результате взаимодействия с кристаллической решеткой, резко изменяет направление своего движения. Такие процессы изменения импульса мы будем называть в дальнейшем процессами рассеяния импульса. Они аналогичны соударениям атомов, рассматриваемым в кинетической теории газов. Вследствие беспорядочности теплового движения в электронном газе в состоянии теплового равновесия нет преимущественных направлений движения, и поэтому среднее значение тепловой скорости равно нулю. Это значит, что средний поток частиц, а следовательно, и средняя плотность тока для любого направления равны нулю.

При наложении внешнего электрического поля электроны получают дополнительные скорости  $v$  под действием поля. В этом случае результирующее движение электронов уже не является совершенно беспорядочным и возникает направленный поток электрического заряда (электрический ток). Среднее значение скорости упорядоченного движения для одного электрона (вычисленное для

промежутка времени, охватывающего большое число соударений) мы будем обозначать через  $\bar{v}$ , а среднее значение этой скорости для всей совокупности электронов — через  $\langle v \rangle \equiv v_d$ . Среднюю скорость упорядоченного движения  $v_d$  называют дрейфовой.

Во многих случаях оказывается, что дрейфовая скорость пропорциональна напряженности электрического поля  $\mathcal{E}$ . Поэтому весьма полезно понятие дрейфовой подвижности заряженных частиц  $\mu$ , которая, по определению, есть дрейфовая скорость, приобретаемая частицей в поле с напряженностью единица. Или, иначе,

$$v_d = \mu \mathcal{E}. \quad (1.1)$$

Для электронов подвижность  $\mu$  отрицательна, для положительных частиц — положительна.

Если имеются заряженные частицы только одного типа, то плотность электрического тока равна

$$\mathbf{j} = env_d = en\mu\mathcal{E}, \quad (1.2)$$

где  $e$  — заряд одной частицы \*), а  $n$  — концентрация подвижных частиц. С другой стороны, согласно закону Ома

$$\mathbf{j} = \sigma \mathcal{E}, \quad (1.3)$$

где  $\sigma$  — удельная электропроводность вещества. Отсюда

$$\sigma = en\mu. \quad (1.4)$$

Так как при изменении знака  $e$  одновременно изменяется и знак подвижности, то  $\sigma$  не зависит от знака заряда частиц.

В изотропных веществах дрейфовая скорость направлена либо параллельно полю (у положительных частиц), либо противоположно полю (у отрицательных частиц), поэтому  $\mu$  и  $\sigma$  суть скаляры и, соответственно, векторы  $\mathbf{j}$  и  $\mathcal{E}$  совпадают по направлению. В анизотропных веществах это уже не имеет места и соотношение между  $\mathbf{j}$  и  $\mathcal{E}$  имеет более общий вид:

$$\begin{aligned} j_x &= \sigma_{xx}\mathcal{E}_x + \sigma_{xy}\mathcal{E}_y + \sigma_{xz}\mathcal{E}_z, \\ j_y &= \sigma_{yx}\mathcal{E}_x + \sigma_{yy}\mathcal{E}_y + \sigma_{yz}\mathcal{E}_z, \\ j_z &= \sigma_{zx}\mathcal{E}_x + \sigma_{zy}\mathcal{E}_y + \sigma_{zz}\mathcal{E}_z. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Или, в сокращенной записи,

$$j_\alpha = \sigma_{\alpha\beta}\mathcal{E}_\beta \quad (\alpha, \beta = x, y, z), \quad (1.5a)$$

где подразумевается суммирование по повторяющемуся индексу. Следовательно, в этом случае явление переноса заряда определяется уже не единственным кинетическим коэффициентом, а совокупностью коэффициентов  $\sigma_{\alpha\beta}$ , которые являются компонентами тензора 2-го ранга — тензора электропроводности.

\*) В этой главе  $e$  обозначает алгебраический заряд частицы.

**б. Эффект Холла.** При наличии внешнего магнитного поля на движущиеся электроны действует сила Лоренца, перпендикулярная к направлениям их скорости и магнитной индукции. Поэтому движение электронов в различных направлениях происходит по-разному и даже полупроводник, изотропный в отсутствие магнитного поля, становится анизотропным. Это обстоятельство приводит к возникновению гальваномангнитных явлений. Важнейшими из них являются эффект Холла и изменение сопротивления в магнитном поле.

Эффект Холла заключается в том, что в проводнике с током, помещенном в магнитное поле, появляются электродвижущие силы и, как следствие, возникает дополнительное электрическое поле. Сущность этого эффекта в простейшем и наиболее важном случае поясняет рис. 1.1. Рассмотрим однородный и изотропный проводник в виде прямоугольного параллелепипеда с электродами на его торцах. Направим прямоугольные оси координат вдоль ребер параллелепипеда и положим, что вектор плотности тока  $\mathbf{j}$  параллелен оси  $X$ , а магнитная индукция  $\mathcal{B}$  направлена по оси  $Z$ . В отсутствие магнитного поля напряженность электрического поля в проводнике  $\mathcal{E}$  совпадает с направлением  $\mathbf{j}$  и между двумя поперечными контактами  $a$  и  $b$ , расположенными в плоскости, перпендикулярной к  $\mathbf{j}$ , разность потенциалов равна нулю. При включении поперечного магнитного поля между разомкнутыми контактами  $a$  и  $b$  появляется разность потенциалов, которая изменяет знак при изменении направления тока или магнитного поля.

Появление этой разности потенциалов показывает, что в присутствии магнитного поля в проводнике возникает дополнительное электрическое поле  $\mathcal{E}_y$ . Направление результирующего электрического поля  $\mathcal{E}$  теперь не совпадает с направлением  $\mathbf{j}$ , а повернуто относительно  $\mathbf{j}$  на некоторый угол  $\varphi$ , который получил название угла Холла. Эквипотенциальные поверхности, которые в отсутствие магнитного поля были плоскостями, перпендикулярными к  $\mathcal{E}_x$  (одна из них проходила через точки  $a$  и  $b$ ), теперь перпендикулярны  $\mathcal{E}$ , т. е. повернуты тоже на угол  $\varphi$  ( $a_1b_1$  на рис. 1.1.).

Опыт показывает, что напряженность поля эффекта Холла  $\mathcal{E}_y$  и напряжение Холла  $u$  можно выразить формулами

$$\mathcal{E}_y = \frac{u}{d} = R\mathcal{B}j = R\mathcal{B} \frac{i}{ad}. \quad (1.6)$$

Здесь  $d$  — толщина образца,  $a$  — его ширина (в направлении магнитного поля),  $i$  — полная сила тока, а  $R$  — коэффициент пропор-

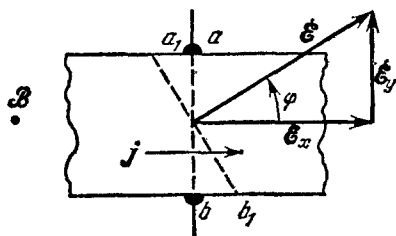


Рис. 1.1. Эффект Холла.

циональности, который в слабых магнитных полях не зависит от магнитной индукции и характеризует только свойства вещества. Он получил название постоянной Холла.

Знаки угла Холла и постоянной Холла зависят от знака заряда подвижных частиц, обуславливающих электропроводность. Это поясняет рис. 1.2. Если магнитная индукция направлена от плоскости рисунка к читателю и подвижные частицы несут положительный заряд, то при указанном направлении тока сила Лоренца  $F$  будет направлена вниз и нижняя грань кристалла будет заряжаться положительно, а верхняя — отрицательно. Результирующее электрическое поле  $E$  будет повернуто относительно тока  $j$  против часовой стрелки. В этом случае условились считать угол Холла и постоянную Холла положительными.

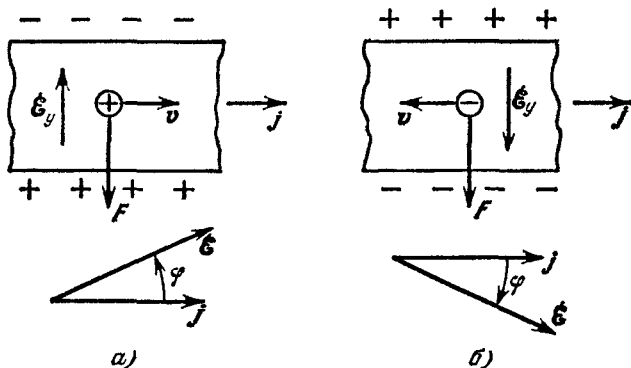


Рис. 1.2. Знак угла Холла: а)  $\varphi > 0$ ; б)  $\varphi < 0$ .

При отрицательно заряженных частицах сила  $F$  направлена тоже вниз, однако в этом случае нижняя грань кристалла будет заряжаться отрицательно и холловское поле  $E_y$  изменит знак. Соответственно поле  $E$  окажется повернутым по часовой стрелке и  $\varphi$  и  $R$  будут отрицательны.

Эффект Холла находит себе различные технические применения. Его можно использовать для измерения напряженности магнитного поля или, если последнее известно, для измерения силы тока и мощности. С помощью эффекта Холла можно генерировать, модулировать и демодулировать электрические колебания, осуществлять квадратичное детектирование колебаний, усиливать электрические сигналы и решать другие технические задачи.

Угол Холла и постоянная Холла выражаются непосредственно через компоненты тензора электропроводности в магнитном поле  $\sigma_{\alpha\beta}$ . Будем считать сначала, что есть носители заряда только одного типа (обобщение на случай нескольких типов см. в § 4). Тогда их скорость дрейфа направлена вдоль тока (оси  $X$ , рис. 1.1.), а сила

Лоренца и поле Холла лежат в плоскости  $XU$ , и в соотношениях (1.5)  $\mathfrak{E}_z = 0$ . Далее, мы сразу учтем, что

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}, \quad \sigma_{xx} = \sigma_{yy}. \quad (1.7)$$

В справедливости первого из этих соотношений мы убедимся прямым расчетом (§ 3). Второе очевидно без расчета, так как оси  $X$  и  $Y$  равноправны по отношению к  $\mathcal{B}$ . Тогда, полагая в (1.5)  $j_y = 0$  (разомкнутые потенциальные зонды  $a$  и  $b$ ), мы имеем

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\mathfrak{E}_y}{\mathfrak{E}_x} = -\frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{yy}} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}}. \quad (1.8)$$

Далее, исключая  $\mathfrak{E}_x$  из первого соотношения (1.5) и формулы (1.8), находим

$$\mathfrak{E}_y = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} j_x.$$

Сравнивая это с формулой (1.6), получаем для постоянной Холла

$$R = \frac{1}{\mathcal{B}} \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}. \quad (1.9)$$

*в. Изменение сопротивления в магнитном поле.* Внешнее магнитное поле вызывает не только появление холловского поля  $\mathfrak{E}_y$ , но изменяет также ток  $j_x$ . Это значит, что сопротивление проводника в поперечном магнитном поле изменяется. Опыт показывает, что в некотором интервале достаточно слабых магнитных полей изменения электропроводности  $\Delta\sigma_{\perp}$  и удельного сопротивления  $\Delta\rho_{\perp}$  подчиняются закону

$$-\frac{\Delta\sigma_{\perp}}{\sigma} = \frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho} = \kappa_{\perp} \mathcal{B}^2. \quad (1.10)$$

Здесь  $\sigma$  и  $\rho$  — значения при  $\mathcal{B} = 0$ , а  $\kappa_{\perp}$  — «коэффициент поперечного магнетосопротивления», зависящий от свойств материала.

Эффект магнетосопротивления есть непосредственный результат того, что в магнитном поле электропроводность становится тензором. Поэтому магнетосопротивление можно выразить, как и угол Холла, через компоненты этого тензора. Полагая в соотношениях (1.5), как и раньше,  $\mathfrak{E}_z = j_y = 0$  и исключая из первых двух соотношений поле  $\mathfrak{E}_y$ , получаем

$$j_x = \left( \sigma_{xx} + \frac{\sigma_{xy}^2}{\sigma_{xx}} \right) \mathfrak{E}_x.$$

Удельная электропроводность в поперечном магнитном поле равна

$$\sigma_{\perp}(\mathcal{B}) = \frac{j_x}{\mathfrak{E}_x} = \frac{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xx}}. \quad (1.11)$$

Отсюда можно выразить и коэффициент магнетосопротивления  $\kappa_{\perp}$  через компоненты тензора  $\sigma_{\alpha\beta}$ . Однако мы отложим это до § 3.

Если магнитное поле параллельно току, то в рассматриваемой модели сила Лоренца не возникает,  $\sigma_{\parallel}(\mathcal{H}) = \sigma$ , и продольное магнетосопротивление  $\Delta\rho_{\parallel}/\rho = 0$ .

Отметим, что формулы (1.8), (1.9) и (1.11) строго справедливы лишь для безграничной среды. В реальных образцах конечных размеров из-за наличия токоподводящих металлических контактов возникают искажения линий тока и линий поля, которые нужно учитывать при измерениях. Чтобы влияние краевых эффектов было мало, длина образцов (в направлении тока) должна быть намного больше их поперечных размеров.

*г. Термоэдс.* Физически выделенное направление появляется не только во внешнем магнитном поле, но и при наличии градиента температуры, даже если магнитного поля нет. Это приводит к возникновению группы термоэлектрических явлений. Важнейшими термоэлектрическими эффектами в однородных полупроводниках являются термоэлектродвижущая сила (термоэдс) и так называемое явление Томсона.

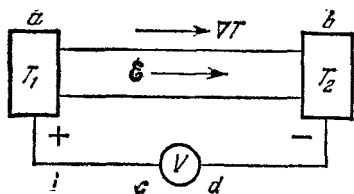


Рис. 1.3. Термоэдс. Указанный знак напряжения соответствует положительным носителям заряда и  $T_2 > T_1$ .

Первый из них заключается в том, что между концами разомкнутого проводника, которые имеют различную температуру, возникает разность потенциалов, а, значит, внутри проводника появляется электродвижущая сила (рис. 1.3).

Происхождение термоэдс объясняется тем, что поток диффузии заряженных частиц от нагретого конца к холодному больше, чем в обратном направлении. Поэтому на концах проводника (и на его поверхности) появляются электрические заряды, а внутри проводника — электрическое поле. В стационарном состоянии разомкнутого проводника это поле таково, что вызываемый им ток дрейфа как раз компенсирует результирующий поток диффузии. Однако полная величина напряжения, регистрируемого вольтметром между металлическими электродами *a* и *b* (рис. 1.3), складывается не только из падения напряжения внутри проводника, но еще и из скачков потенциала, существующих на границах полупроводник—металл (контактная разность потенциалов, см. § VI.5), которые зависят от температуры. Если оба металлических электрода одинаковы и разности температур нет, то сумма обоих скачков потенциала равна нулю. Если же температура концов различна, то величина обоих скачков потенциала уже неодинакова, что вносит дополнительный вклад в термоэдс.

Величину эдс  $dV_0$  при малой разности температур между концами  $dT$  принято выражать соотношением

$$dV_0 = \alpha \cdot dT. \quad (1.12)$$

Здесь  $\alpha$ , по определению, есть дифференциальная термоэдс. Если оба металлических электрода и соединительные провода сделаны из одинакового материала и точки  $c$  и  $d$  (рис. 1.3) находятся при одинаковой температуре, то  $\alpha$  зависит только от свойств полупроводника. Так как эти последние изменяются при изменении температуры, то  $\alpha$  тоже зависит от температуры. Величина  $\alpha$  у металлов невелика и обычно имеет порядок  $1 \div 10$  мкВ/град. У полупроводников она может быть во много сотен и тысяч раз больше.

Определяя полярность термоэлектрического напряжения, можно просто установить знак подвижных носителей заряда. Для этого используют «термозонд» — нагретый металлический стержень, например обычный электрический паяльник, который прижимают к исследуемому полупроводнику. Милливольтметр включают между стержнем и холодной стороной образца (рис. 1.4).

*д. Эффект Томсона.* Если в однородном проводнике имеется градиент температуры в направлении оси  $X$  и в том же направлении течет электрический ток с плотностью  $j$ , то в каждой единице объема в единицу времени выделяется, кроме джоулева тепла  $j^2/\sigma$ , еще дополнительное тепло

$$- \alpha_T \cdot j \frac{dT}{dx}. \quad (1.13)$$

Здесь  $\alpha_T$  — коэффициент Томсона, зависящий от рода вещества и его состояния. В отличие от джоулева тепла, тепло Томсона пропорционально первой степени  $j$ . Поэтому при изменении направления тока на обратное тепло Томсона изменяет знак: вместо поглощения тепла наблюдается его выделение, и наоборот.

При наличии градиента температуры в проводнике имеется еще тепловой поток, обусловленный теплопроводностью вещества. При этом количество тепла, проходящее через единицу поверхности в единицу времени в направлении  $X$ , есть

$$- \kappa \frac{dT}{dx}, \quad (1.14)$$

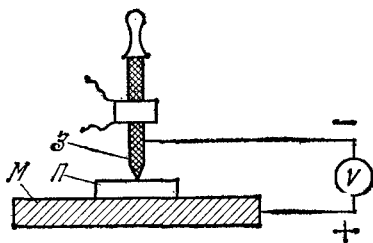


Рис. 1.4. Термозонд. З — нагретый стержень, П — полупроводник, М — холодная металлическая пластина. Знак напряжения показан для положительных частиц.

где  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности. Если этот поток изменяется в пространстве (вследствие изменения  $\kappa$  или  $dT/dx$ ), то в объеме проводника тоже выделяется тепло

$$\frac{d}{dx} \left( \kappa \frac{dT}{dx} \right).$$

В общем случае, когда направления  $\mathbf{j}$  и  $\nabla T$  не совпадают, полная генерация тепла в единицу времени и в единице объема проводника равна

$$Q_V = \frac{j^2}{\sigma} - \alpha_T (\mathbf{j} \cdot \nabla T) + \text{div} (\kappa \cdot \nabla T). \quad (1.15)$$

Здесь первое слагаемое дает джоулево тепло, второе — тепло Томсона, а третье обусловлено теплопроводностью. В стационарном состоянии  $Q_V = 0$ . Поэтому в проводнике устанавливается такое пространственное распределение температуры, при котором тепло, отводимое теплопроводностью, как раз равно сумме тепла Джоуля и тепла Томсона.

*e. Эффект Пельтье.* Обратимое выделение тепла наблюдается также у границы контакта двух различных проводников. Количество тепла, выделяемое на единице площади контакта в единицу времени,  $Q_S$ , равно

$$Q_S = P_{12} \cdot j. \quad (1.16)$$

Здесь  $j$  — плотность тока через контакт, а  $P_{12}$  — коэффициент Пельтье, зависящий от свойств контактирующих проводников. Индексами 1, 2 обозначено, что ток предполагается направленным от проводника 1 к проводнику 2. При изменении направления тока на обратное вместо выделения тепла наблюдается его поглощение, и наоборот. Следовательно,  $P_{12} = -P_{21}$ .

Причина выделения (поглощения) тепла Пельтье заключается в том, что средние энергии электронов  $E_1$  и  $E_2$  в различных проводниках 1 и 2 неодинаковы, даже если оба проводника имеют одну и ту же температуру. При переходе из одного проводника в другой изменяется, во-первых, потенциальная энергия электронов —  $e\varphi$ , так как на границе имеется скачок электростатического потенциала и поэтому  $\varphi_1 \neq \varphi_2$ . И, во-вторых, может меняться их средняя кинетическая энергия  $E_k$ . Последнее есть результат того, что электроны подчиняются не классической статистике Максвелла—Больцмана, а квантовой статистике Ферми—Дирака, согласно которой  $E_k$  зависит не только от температуры, но еще и от концентрации электронов. Поэтому при наличии тока для поддержания температуры контакта постоянной от него необходимо либо отводить энергию, если  $E_1 > E_2$  (выделение тепла Пельтье), либо подводить ее к контакту, когда  $E_1 < E_2$  (поглощение тепла Пельтье).

Теория явлений переноса энергии электронами (см. гл. XIII) позволяет заключить, что  $P_{12}$  можно представить в виде разности:

$$P_{12} \doteq P_1 - P_2, \quad (1.17)$$



где  $P_1$  и  $P_2$  — коэффициенты Пельтье для проводника 1 и, соответственно, проводника 2. Она показывает также, что термоэлектрические кинетические коэффициенты  $\alpha$ ,  $\alpha_T$  и  $P$  не являются независимыми, а связаны соотношениями

$$P = \alpha T, \quad (1.18)$$

$$\alpha_T = T \frac{d\alpha}{dT}. \quad (1.19)$$

Из формулы (1.18) видно, что  $P$  пропорционален  $\alpha$ . Поэтому у полупроводников коэффициент Пельтье, так же как и термоэдс, гораздо больше, чем у металлов. С другой стороны, соотношение (1.19) показывает, что тепло Томсона обусловлено температурной зависимостью термоэдс  $\alpha$ . Если  $\alpha$  не зависит от температуры, то и тепло Томсона равно нулю.

Термоэлектрические явления имеют интересные перспективы технического применения. Термоэдс можно использовать для устройства термоэлектрических генераторов небольшой мощности, предназначенных для прямого преобразования тепловой энергии в электрическую. Применяя эффект Пельтье, можно осуществить различные термоэлектрические охлаждающие устройства. Однако на этих вопросах мы не будем останавливаться и отсылаем читателя к специальным монографиям.

*ж. Эффект Нернста—Эттингсгаузена.* Когда полупроводник, в котором имеется градиент температуры, помещен в магнитное поле, то возникают различные термомагнитные эффекты. Наиболее интересным является поперечный эффект Нернста—Эттингсгаузена, состоящий в появлении электрического поля  $\mathcal{E}$ , перпендикулярного к  $\nabla T$  и  $\mathcal{B}$ , т. е. в направлении вектора  $[\nabla T \times \mathcal{B}]$ . Если градиент температуры направлен вдоль оси  $X$ , а магнитная индукция — вдоль  $Z$ , то электрическое поле параллельно оси  $Y$ . Поэтому между поперечными зондами  $a$  и  $b$  (рис. 1.5) возникает разность электрических потенциалов  $u$ . Величину  $\mathcal{E}_y$  можно выразить формулой

$$\mathcal{E}_y = \frac{u}{d} = q_{\perp} \mathcal{B}_z \frac{dT}{dx}. \quad (1.20)$$

Здесь  $q_{\perp}$  — так называемая постоянная Нернста—Эттингсгаузена, которая зависит от свойств полупроводника и может быть как положительной, так и отрицательной.

Чтобы получить представление о величине этого эффекта, укажем, что, например, в германии с удельным сопротивлением  $\sim 1$  Ом·см при комнатных температурах, при  $\mathcal{B} \sim 10^3$  Гс и

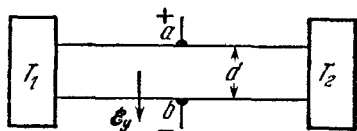


Рис. 1.5. Поперечный термомагнитный эффект Нернста—Эттингсгаузена.

$dT/dx \sim 10^2$  град/см наблюдаемое  $\mathcal{E}_y \sim 10^{-2}$  В/см. Значения  $q_{\perp}$ , а следовательно и  $\mathcal{E}_y$ , сильно зависят от температуры образца и от магнитного поля и при изменении этих величин могут даже изменять знак.

Рассматриваемый эффект возникает по той же причине, что и эффект Холла, т. е. в результате отклонения потока заряженных частиц силой Лоренца. Различие, однако, заключается в том, что при эффекте Холла направленный поток частиц возникает в результате их дрейфа в электрическом поле, а в данном случае — в результате диффузии.

Легко видеть, что, в отличие от постоянной Холла, знак  $q_{\perp}$  не зависит от знака носителей заряда. Действительно, при дрейфе в электрическом поле изменение знака заряда приводит к изменению направления дрейфа, что и дает изменение знака поля Холла (ср. рис. 1.2). В данном же случае поток диффузии всегда направлен от нагретого конца образца к холодному, независимо от знака

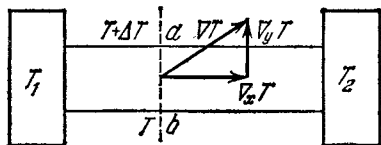


Рис. 1.6. Поперечный термомагнитный эффект Риги — Ледюка.

заряда частиц. Поэтому направления силы Лоренца для положительных и отрицательных частиц взаимно противоположны, однако направление потоков электрического заряда в обоих случаях одно и то же.

з. *Эффект Риги—Ледюка.* В полупроводнике, в котором имеется градиент температуры, при включении магнитного поля появляется также поперечная (по отношению к первоначальному тепловому потоку и направлению  $\mathcal{B}$ ) разность температур (рис. 1.6). Величину поперечного градиента температуры можно записать в виде

$$\frac{\partial T}{\partial y} = S \cdot \mathcal{B}_z \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (1.21)$$

где  $S$  — постоянная Риги—Ледюка, характеризующая свойства данного вещества.

Эффект Риги—Ледюка связан с тем, что диффундирующие носители заряда переносят с собой тепло (теплопроводность). Без магнитного поля поток тепла направлен от горячего конца образца к холодному, т. е. параллельно  $-\nabla_x T$ . В магнитном поле потоки диффузии и тепла поворачиваются силой Лоренца на некоторый угол. Поэтому возникает составляющая теплового потока вдоль оси  $Y$ , что и приводит к появлению составляющей градиента температуры  $\nabla_y T$ . Так как направление силы Лоренца при данном направлении диффузии зависит от знака заряженных частиц, то угол поворота теплового потока, а значит, и постоянная  $S$  имеют разные знаки для положительных и отрицательных носителей заряда.

*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 классиче-