

где $b = \mu_n/\mu_p$. В этой форме выражение для R используется наиболее часто. Из (4.7а) видно, что в случае смешанной проводимости постоянная Холла может быть как положительна, так и отрицательна, в зависимости от соотношения между концентрациями частиц обоих типов. В частности, если $p = nb^2$, постоянная Холла обращается в нуль.

б. Магнетосопротивление. Аналогично обобщаются на случай смешанной проводимости и формулы для магнетосопротивления. Полагая в соотношениях (4.2) $j_y = 0$ и исключая из них \mathcal{E}_y , находим

$$j_x = \mathcal{E}_x \left\{ \sum \sigma_{xx}^{(i)} + \frac{(\sum \sigma_{xx}^{(i)} \operatorname{tg} \varphi^{(i)})^2}{\sum \sigma_{xx}^{(i)}} \right\}.$$

Здесь множитель, стоящий в скобках, есть электропроводность в магнитном поле $\sigma_{\perp}(\mathcal{B})$. Поэтому, учитывая еще формулу (4.3), получаем

$$\sigma_{\perp}(\mathcal{B}) = (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) \sum \sigma_{xx}^{(i)}. \quad (4.8)$$

Таким образом, электропроводность в магнитном поле можно выразить через результирующий угол Холла и диагональные члены тензора электропроводности. На исследовании различных частных случаев этого соотношения мы останавливаться не будем.

§ 5. Некоторые экспериментальные результаты

а. Электронная и дырочная проводимость. Опыт показывает, что знак постоянной Холла и термоэдс может быть как отрицательным, так и положительным. Случай $R, \alpha < 0$ соответствует отрицательно заряженным подвижным частицам, определяющим электропроводность, т. е. электронам. Полупроводники такого типа получили название электронных *) или полупроводников n -типа (от negative — отрицательный).

Однако ничуть не реже в полупроводниках, в которых заведомо нет ионной проводимости и в которых, следовательно, ток обусловлен тоже отрицательными электронами, наблюдается $R, \alpha > 0$. Следовательно, в этих случаях эффект Холла соответствует движению положительных частиц. С классической точки зрения эта особенность не имеет объяснения. Она является следствием того, что движение электронов в кристалле подчиняется законам квантовой механики, которые показывают, что при определенных условиях некоторые явления при движении электронов в электрических и магнитных полях происходят так, как если бы вместо отрицатель-

*) Термин «электронный полупроводник» употребляется в двух смыслах. Им, во-первых, обозначают то обстоятельство, что в данном полупроводнике отсутствует ионная проводимость. Во-вторых, он обозначает, что постоянная Холла $R < 0$.

ных электронов имелись положительно заряженные частицы (см. гл. IV). Такие частицы получили название положительных дырок, а полупроводники, в которых R и $\alpha > 0$, называются дырочными или полупроводниками p -типа (от positive — положительный).

Тип электропроводности (электронная или дырочная) зависит от рода примесей, содержащихся в полупроводнике. Так, например, добавляя к германию или кремнию мышьяк, сурьму или любой другой элемент V группы, мы создаем электронную проводимость. Напротив, добавление галлия, бора или любого иного элемента III группы сообщает германию и кремнию дырочную проводимость. Избыток кислорода в закиси меди Cu_2O вызывает дырочную проводимость, а избыток меди — электронную, и т. д. Примеси, сообщающие данному полупроводнику электронную проводимость, называют *донорами*, а примеси, вызывающие дырочную проводимость, — *акцепторами*. Отметим, что один и тот же химический элемент может быть в одних полупроводниках донором, а в других — акцептором.

Таким образом, электропроводность в полупроводниках может осуществляться не только движением отрицательных электронов, но и движением положительных частиц — дырок. В зависимости от количества и рода примесей, а также от температуры соотношение между концентрациями электронов и дырок может быть весьма различным. Частицы, представленные в большинстве, называют основными носителями заряда (электроны в полупроводнике n -типа, дырки в полупроводнике p -типа), а представленные в меньшинстве — неосновными носителями заряда (электроны в полупроводнике p -типа, дырки в полупроводнике n -типа).

б. Собственная и примесная проводимость. Важные результаты дает исследование зависимости постоянной Холла от температуры. Такие типичные зависимости показаны на рис. 1.9. для случая кристаллов германия, в которые были добавлены различные количества мышьяка*). В области высоких температур постоянная Холла очень сильно зависит от температуры. При этом кривые для всех кристаллов при достаточном повышении температуры (тем больше, чем больше концентрация мышьяка) сливаются в одну кривую, которая в координатах $\lg R$ и $1/T$ имеет вид приблизительно прямой линии. Это показывает, что основная часть подвижных носителей заряда в этой области температур возникает не за счет ионизации примесей, а вследствие отщепления электронов от атомов основной решетки, и поэтому данная область обозначается как область *собственной проводимости*.

Как будет видно ниже, в этой области мы имеем и отрицательные электроны, и положительные дырки, и притом в равном количестве (§ II.6). Поэтому, согласно формуле (4.7а) постоянная Холла

*) По данным работы P. P. Debye, E. M. Conwell, Phys. Rev. 93, 693 (1954).

здесь равна ($n = p$)

$$R = - \frac{1}{c n_i} \frac{b-1}{b+1}, \quad (5.1)$$

где через n_i обозначена концентрация электронов (дырок) в области собственной проводимости (собственная концентрация) в данном

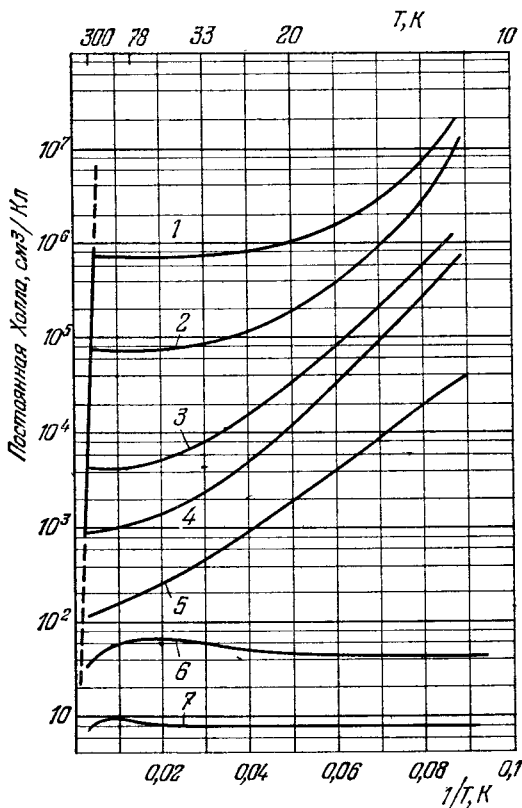


Рис. 1.9. Зависимость постоянной Холла от температуры для кристаллов германия с примесью мышьяка. Концентрация примеси возрастает от кристалла 1 к кристаллу 7.

полупроводнике. Так как для германия подвижность электронов больше подвижности дырок, то $b > 1$ и постоянная Холла отрицательна.

В области более низких температур кривые зависимости R от $1/T$ существенно зависят от концентрации примеси, причем с увеличением количества примеси R уменьшается, а следовательно, концентрация электронов n увеличивается. В этой области температур подвижные электроны возникают за счет тепловой ионизации

атомов примесей, и мы имеем область *примесной проводимости*. В случае примесной проводимости практически имеется один тип подвижных заряженных частиц (в данном случае — электроны) и постоянная Холла выражается формулой (3.17), причем $R < 0$.

Пользуясь указанными соотношениями, по значениям постоянной Холла можно найти зависимость концентрации электронов

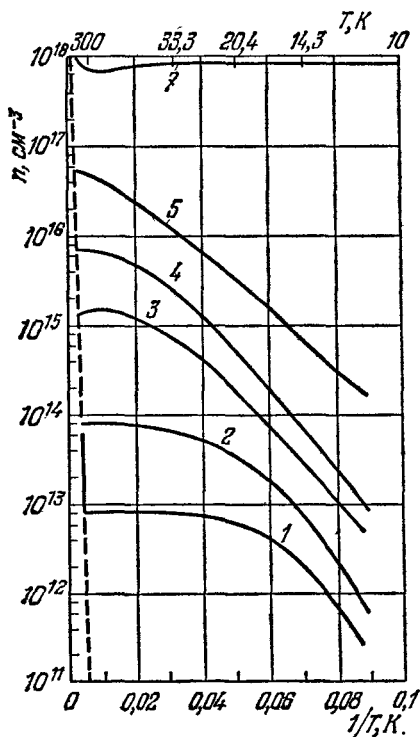


Рис. 1.10. Зависимость концентрации электронов от температуры для кристаллов германия с примесью мышьяка.

они вообще перестают зависеть от температуры и электропроводность приобретает металлический характер. Отсюда следует, что при больших концентрациях примеси энергия ионизации примесных атомов обращается в нуль. Причина этого будет рассмотрена в § IV.7.

Аналогичные зависимости наблюдаются в дырочных полупроводниках, например в германии, содержащем какой-либо акцептор III группы периодической системы.

проводимости от температуры. Она показана на рис. 1.10 (см. прим. на стр. 36), на котором также отчетливо видны области собственной и примесной проводимости. В области собственной проводимости концентрация n_i чрезвычайно сильно зависит от температуры. Напротив, в примесной области имеется некоторый интервал температур, в котором концентрация электронов практически не зависит от температуры вовсе. Это объясняется тем, что в этой области температур все атомы мышьяка ионизованы, причем каждый атом дает один электрон проводимости. При дальнейшем понижении температуры ионизация атомов примеси становится неполной, и концентрация электронов проводимости снова уменьшается, однако теперь по другому закону, нежели в области собственной проводимости.

Кривые рис. 1.9 и рис. 1.10 также показывают, что при больших концентрациях мышьяка зависимость R и n от температуры ослабляется. При концентрациях, больших $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$,

В § 4 мы отмечали, что в случае смешанной проводимости постоянная Холла может обращаться в нуль при некотором определенном соотношении между концентрациями положительных и отрицательных частиц. Это действительно наблюдается на опыте. На рис. 1.11 показана зависимость постоянной Холла от температуры для сурьмянистого индия InSb^*). В области примесной проводимости концентрация электронов мала по сравнению с концентрацией дырок и согласно формуле (4.7а) $R > 0$. Но при повышении температуры n увеличивается и при $nb^2 = p$ постоянная Холла обращается в нуль. При дальнейшем повышении температуры концентрация электронов увеличивается еще больше и постоянная Холла изменяет знак. В кристаллах сурьмянистого индия $b > 1$ и велико (~ 100), и поэтому изменение знака R наблюдается в материале p -типа, и притом особенно отчетливо. Если бы подвижность электронов была меньше подвижности дырок ($b < 1$), то инверсия знака R происходила бы в материале n -типа.

Приведенные результаты показывают, что в полупроводниках наблюдается характерная температурная зависимость концентрации подвижных заряженных частиц, отличающая их от металлов. В металлах концентрация электронов проводимости практически не зависит от температуры. Напротив, в типичных полупроводниках всегда имеется такая область температур (область собственной проводимости), где концентрация подвижных частиц n_i существенно зависит от температуры и притом увеличивается при нагревании.

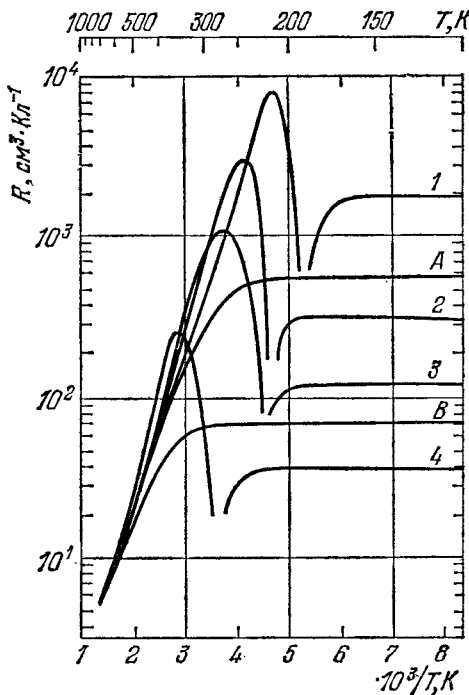


Рис. 1.11. Зависимость постоянной Холла от температуры для кристаллов сурьмянистого индия. 1, 2, 3, 4 — p -тип; A, B — n -тип.

*) Кривые взяты из книги: У. Данлэн, Введение в физику полупроводников, ИЛ, 1959.

в. *Запрещенная энергетическая зона.* Наличие определенной энергии ионизации в идеальном беспримесном полупроводнике можно изобразить с помощью энергетической диаграммы рис. 1.12, где по вертикали снизу вверх отложены значения полной энергии электронов в кристалле. Нижняя заштрихованная полоса, или зона энергий, содержит различные уровни энергии валентных электронов, связанных с решеткой и не участвующих в электропроводности. Наивысшая возможная энергия связанных электронов изображается верхним краем этой «валентной» зоны E_v . Верхняя зона («зона проводимости») содержит различные возможные значения энергии отщепленных электронов, или электронов проводимости, обуславливающих электропроводность. Наинизшее значение их полной энергии изображается нижним краем зоны проводимости E_c .

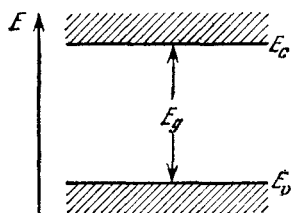


Рис. 1.12. К понятию запрещенной зоны энергии.

Тогда наименьшая энергия отщепления электрона от решетки, или энергия ионизации, изобразится расстоянием между краями зон $E_g = E_c - E_v$. Промежуточные значения энергии, лежащие между E_c и E_v , не соответствуют никаким возможным стационарным движениям электрона («запрещенная» зона энергий). В металлах энергия ионизации равна нулю, и поэтому $E_g = 0$.

Существование энергетических зон, введенных нами здесь только в связи с энергией ионизации, обосновывается теоретически при решении квантовомеханической задачи о движении электронов в периодическом поле кристалла (гл. III). Однако эти представления полезно ввести уже сейчас для истолкования экспериментальных фактов.

Температурная зависимость концентрации электронов в области собственной проводимости n_i позволяет определить ширину запрещенной зоны E_g .

Поясним это сначала простыми, хотя и нестрогими рассуждениями. Предположим, что электроны в кристалле подчиняются статистике Больцмана (что имеет место при достаточно высоких температурах). Обозначим, далее, число возможных состояний электрона в зоне проводимости (пока нам неизвестное) через N_c . Тогда число незанятых состояний в зоне проводимости будет $(N_c - n_i)$, а число вакансий в валентной зоне — n_i . Число электронов проводимости, возникающих в единице объема и в единицу времени вследствие тепловой ионизации, должно быть пропорционально $(N_c - n_i)$ и бальцмановскому фактору $\exp(-E_g/kT)$. С другой стороны, частота обратных процессов — переходов электронов проводимости в связанное состояние — должна быть пропорциональна наличной концентрации электронов n_i и числу

вакансий n_i , т. е. n_i^2 . Поэтому в состоянии равновесия

$$a(N_c - n_i) \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) = bn_i^2,$$

где a и b — некоторые коэффициенты пропорциональности. Если $n_i \ll N_c$, то для n_i получается экспоненциальная зависимость от температуры:

$$n_i = C \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right).$$

Более строгий расчет (гл. V) приводит к несколько измененной формуле:

$$n_i = AT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (5.2)$$

которая отличается от предыдущего выражения множителем $T^{3/2}$. Однако влияние этого множителя обычно мало по сравнению с экспоненциальным множителем.

Соотношение (5.2) позволяет определить ширину запрещенной зоны E_g по экспериментальным данным о зависимости n_i от T в области собственной проводимости. Однако ширина запрещенной зоны сама зависит от температуры и обычно увеличивается при охлаждении. Поэтому возникает вопрос, какое именно ее значение мы определяем из температурных измерений. Для выяснения этого представим ширину запрещенной зоны разложенной в ряд по степеням T :

$$E_g = E_{g0} - \alpha T + \dots,$$

где E_{g0} — ее ширина при абсолютном нуле. Если в этом разложении ограничиться только линейным членом, то из (5.2) мы определим E_{g0} , так как при подстановке члена αT мы получим постоянный множитель $\exp(-\alpha/2k)$, который будет включен в постоянную A . Если же эту зависимость нельзя считать линейной во всей области температур, то E_g , определенная из температурных измерений, не будет равна фактической ширине запрещенной зоны при $T = 0$. Это поясняет рис. 1.13. Она будет равна E_{gT} , которая получается экстраполяцией к $T = 0$ прямой, приблизительно описывающей зависимость E_g от T в исследуемом интервале температур. Величину E_{gT} иногда называют термической шириной запрещенной зоны.

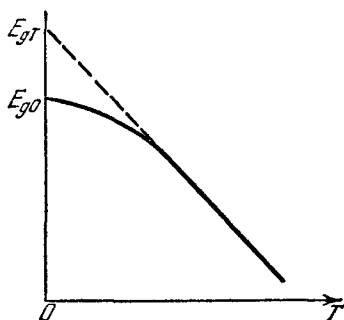


Рис. 1.13. К определению ширины запрещенной зоны.

Фактическую ширину запрещенной зоны (и ее зависимость от температуры) можно определить из оптических измерений, исследуя зависимость коэффициента поглощения света от энергии фотонов. Оптическая ширина запрещенной зоны может несколько отличаться от термической ширины.

Значения ширины запрещенной зоны для некоторых важных полупроводников приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1

Ширина запрещенной зоны E_g (эВ) и подвижности электронов μ_n и дырок μ_p (см²/с · В) при 300 К для некоторых полупроводников (М. Родо, Полупроводниковые материалы, «Металлургия», 1971).

Цифры в скобках обозначают температуру, если она отличается от 300 К.

Группы периодической системы	Вещество	E_g	μ_n	μ_p
IV	Алмаз	5,4	1800	1400
IV	Si	1,1	1300	500
IV	Ge	0,67	3800	1820
IV—IV	α -SiC	3,1	220	48
III—V	GaP	2,32 (77)	300	100
III—V	GaAs	1,52 (77)	8800	400
III—V	InP	1,40 (77)	4600	150
III—V	GaSb	0,80 (77)	4000	1400
III—V	InAs	0,43 (77)	33000	460
III—V	InSb	0,22 (77)	78000	750
II—VI	ZnO	3,2	180	—
II—VI	ZnSe	2,80	260	15
II—VI	α -CdS	2,42	295	—
II—VI	β -CdSe	1,85	500	—
IV—VI	PbS	0,39	550	600
IV—VI	PbSe	0,27	1000	900
IV—VI	PbTe	0,33	1600	550

г. Удельная электропроводность. Температурная зависимость удельной электропроводности полупроводников, так же как и постоянная Холла, обнаруживает характерные особенности. На рис. 1.14 (см. прим. на стр. 36) показана зависимость удельного сопротивления от температуры для тех же кристаллов, к которым относится рис. 1.10. И здесь отчетливо можно видеть область собственной проводимости (пунктирная прямая) и, при более низких температурах, область примесной проводимости.

В области собственной проводимости ($n = p = n_i$) удельная электропроводность равна

$$\sigma = en_i (\mu_n + \mu_p). \quad (5.3)$$

Так как подвижности зависят от температуры сравнительно слабо, то сильное изменение σ и ρ в этой области обусловлено сильной зависимостью n_i от температуры.

В примесной области концентрация дырок p пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией электронов n и

$$\sigma \simeq en\mu_n.$$

В этой области σ и ρ зависят от концентрации мышьяка: чем больше концентрация этой примеси, тем больше σ и тем меньше ρ . Однако, в отличие от кривых рис. 1.9 и 1.10, вместо плато в области примесной проводимости здесь наблюдается более сложное, немонотонное изменение ρ . Это объясняется тем, что ρ зависит от произведения концентрации электронов на их подвижность, а подвижность тоже зависит от температуры. При дальнейшем понижении температуры сопротивление монотонно увеличивается. Однако при очень низких температурах (для рассматриваемого примера — ниже ~ 4 К) ρ перестает зависеть от температуры. Причина этого заключается в существовании проводимости по так называемой примесной зоне (§ IV.7).

д. *Подвижности.* В таблице 1.1 даны значения подвижностей электронов и дырок для ряда полупроводников. Они относятся к чистым (по возможности) кристаллам при 300 К. При сопоставлении этих данных следует иметь в виду, что подвижности зависят от чистоты кристаллов и их структурного совершенства. Поэтому для таких кристаллов, которые в настоящее время получают в очень чистом виде (германий, кремний, антимонид индия), подвижности хорошо известны. Для многих же других кристаллов, технология получения которых менее развита, значения подвижностей характеризуют не только свойства данного полупроводника, но, в известной степени, и качество исследованных кристаллов. В таблице приведены наибольшие измеренные значения.

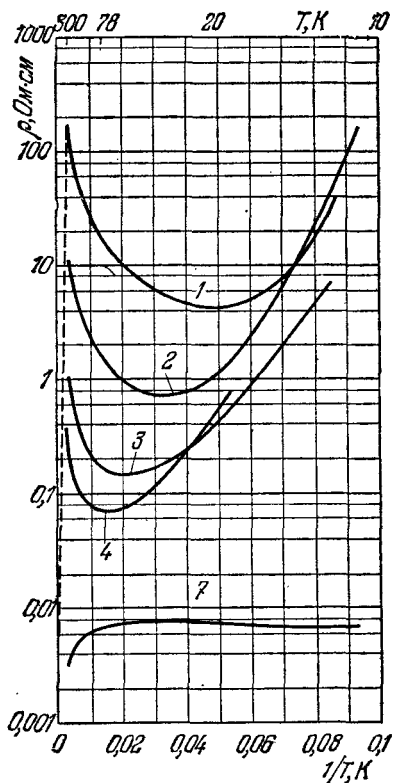


Рис. 1.14. Зависимость удельного сопротивления от температуры в кристаллах германия с примесью мышьяка.

Из таблицы видно, что подвижности в различных кристаллах весьма различны. Так, в GaP подвижность дырок имеет порядок только $100 \text{ см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$ (у некоторых веществ она еще значительно ниже). У сурьмянистого индия подвижность электронов при 300 К достигает $\sim 80\,000 \text{ см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$, а при понижении температуры может превышать $10^6 \text{ см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$.

Измеряя R и σ при различных температурах, можно найти температурную зависимость холловской подвижности основных носителей. Однако из таких измерений можно при некоторых условиях найти и зависимость дрейфовых подвижностей от температуры (тоже для основных носителей). Последнее можно сделать, например, для того интервала температур в области примесной проводимости, где концентрация электронов (или дырок) не зависит от температуры (плато на рис. 1.9 и 1.10). Тогда температурная зависимость электропроводности дает температурную зависимость дрейфовой подвижности основных носителей.

Опыт показывает, что в полупроводниках с большой подвижностью (например, в германии и кремнии) зависимость μ от T можно удовлетворительно представить в виде

$$\mu = AT^p,$$

где A и p зависят от рода полупроводника, рассматриваемого интервала температур и типа частиц (электроны или дырки). В кристаллах с малой концентрацией примесей и при достаточно высоких температурах $p < 0$, т. е. μ уменьшается при увеличении температуры.

При увеличении концентрации примесей и холловская, и дрейфовая подвижности уменьшаются. При большой концентрации примесей и в области низких температур, в отличие от первого случая, μ увеличивается при повышении температуры, что соответствует $p > 0$. Примеры зависимостей μ от температуры и концентрации примеси будут приведены позже (см. рис. 14.1 и 14.2 на стр. 485, 486).

Общий характер наблюдаемых закономерностей удовлетворительно объясняется теорией рассеяния, которая будет подробнее рассмотрена в связи с явлениями переноса в гл. XIII, XIV. Сейчас же мы ограничимся несколькими общими замечаниями.

Квантовая механика показывает, что в идеальном безграничном кристалле, т. е. в строго периодическом поле, электроны движутся с постоянной энергией и импульсом (см. гл. IV). Они не испытывают «соударений», и поэтому время релаксации τ , а следовательно, и подвижность $\mu = e\tau/m$ равны бесконечности. Конечная подвижность обусловлена процессами рассеяния импульса, возникающими в результате искажений идеальной решетки. Наиболее существенными из них являются тепловое движение и ионизованные примесные атомы, каждое из которых обуславливает некоторые определенные времена релаксации τ_T (тепловые колебания) и τ_I (ионизованные

примеси) и определенные вероятности рассеяния $1/\tau_T$ и $1/\tau_I$. Как будет показано в гл. XIV, результирующая вероятность рассеяния в хорошем приближении равна сумме этих вероятностей, т. е.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_T} + \frac{1}{\tau_I},$$

где τ — результирующее время релаксации, обусловленное этими двумя процессами.

Величины τ_T и τ_I зависят от температуры, и притом различно. С увеличением температуры вероятность решеточного рассеяния увеличивается и поэтому τ_T уменьшается. Напротив, τ_I с повышением температуры увеличивается. Это качественно ясно уже из классических представлений, так как чем больше тепловая скорость частицы, тем меньшие изменения в ее движении будет вызывать электрическое поле ионизованного атома.

В соответствии со сказанным выше, наблюдаемая зависимость $\mu(T)$ в кристаллах, содержащих примеси в значительных концентрациях, в широком интервале температур имеет довольно сложный характер. При низких температурах преобладает примесное рассеяние и μ сначала увеличивается при увеличении температуры. Однако при дальнейшем повышении температуры основную роль начинает играть рассеяние на колебаниях решетки и μ уменьшается при нагревании. При некоторой температуре μ проходит через максимум (ср. рис. 14.1). Температура, соответствующая этому максимуму, тем выше, чем больше концентрация данной примеси.

В полупроводниках с очень малой подвижностью (Se, В, NiO₂, Fe₂O₃, In₂Te₃ и др.) зависимость μ от T имеет другой характер. А именно, μ увеличивается при повышении температуры приблизительно по экспоненциальному закону $\mu \sim e^{\omega/kT}$, где ω — некоторая «энергия активации». Такой закон, совместно с малой величиной подвижности, позволяет заключить, что в этих веществах движение носителей заряда имеет скачкообразный характер. Носители заряда находятся преимущественно в связанных состояниях и только время от времени переходят из одного положения в другое. Так как для такого перехода необходимо преодоление некоторого потенциального барьера, то частота скачков увеличивается с возрастанием температуры, и притом по указанному экспоненциальному закону, а ω имеет смысл энергии, необходимой для преодоления барьера.

е. Собственная концентрация электронов. Собственная концентрация n_i является одной из важнейших характеристик полупроводника. Она существенно входит во многие теоретические соотношения, и поэтому точное знание этой величины и ее зависимости от температуры необходимо для самых различных расчетов.

О зависимости n_i от температуры уже говорилось выше, она выражается формулой (5.2). Остановимся теперь на величине n_i .

Ее можно найти, например, из постоянной Холла в области собственной проводимости с помощью соотношения (5.1). Однако при этом нужно еще знать хотя и слабую, но все же существующую зависимость $b = \mu_n/\mu_p$ от температуры. Кроме того, в формуле (5.1) предположено, что холловские подвижности равны дрейфовым, и поэтому для точного определения n_i нужно было бы пользоваться точной формулой (4.7) и знать отношение этих подвижностей.

Более точно величину n_i можно найти из электропроводности. Как уже говорилось выше, дрейфовые подвижности μ_n и μ_p и их зависимость от температуры можно найти из данных об электропроводности и постоянной Холла в кристаллах n - и p -типов в примесной области. Если затем проэкстраполировать эти значения в область более высоких температур, то из значения электропроводности в собственной области (5.3) можно определить n_i . В таблице 1.2 в качестве примера приведена величина n_i^2 (которая обычно и входит в теоретические формулы) при 300 К для некоторых важных полупроводников. Там же указаны величина собственного удельного сопротивления ρ_i для 300 К и экспериментальное значение постоянной A в формуле (5.2).

Таблица 1.2

Собственные концентрации n_i и удельные сопротивления ρ_i
некоторых полупроводников при 300 К

Вещество	$A^2, \text{см}^{-6} \cdot \text{К}^{-3}$	$n_i^2, \text{см}^{-6}$	$\rho_i, \text{Ом} \cdot \text{см}$
Ge	$3,10 \cdot 10^{32}$	$5,61 \cdot 10^{26}$	47
Si	$1,5 \cdot 10^{33}$	$1,9 \cdot 10^{20}$	$2,3 \cdot 10^5$
InSb	$2,0 \cdot 10^{29}$	$2,9 \cdot 10^{32}$	$4,5 \cdot 10^{-8}$
GaAs	$1,2 \cdot 10^{29}$	$1,2 \cdot 10^{14}$	$6,4 \cdot 10^7$

Отметим, что эффект Холла и электропроводность не являются единственными способами определения n_i . В частности, пользуясь соотношениями статистики (гл. V) постоянную A можно выразить через универсальные постоянные и эффективные массы электронов и дырок, и поэтому n_i можно вычислить, если точно известны эффективные массы и ширина запрещенной зоны E_g . При этом оказывается, что для хорошо изученных полупроводников полученные таким образом значения n_i близки к найденным из эффекта Холла и электропроводности.

В заключение еще укажем, что измерения концентрации электронов (или дырок) и удельного сопротивления широко используют для оценки степени чистоты полупроводниковых материалов. Выше мы видели, что в области примесной проводимости даже ничтожные

количества некоторых примесей уже заметно изменяют концентрацию электронов (дырок) и электропроводность. Так, концентрация электронов в очень чистых кристаллах германия при 300 К равна $\sim 10^{13}$ см⁻³. С другой стороны, в области плато на рис. 1.10 каждый атом мышьяка дает один электрон проводимости, и поэтому при концентрации мышьяка $\sim 10^{13}$ см⁻³ уже наблюдается заметное изменение электропроводности. Так как число атомов в см³ германия $\sim 10^{22}$, то указанная концентрация соответствует одному атому мышьяка приблизительно на 10^9 атомов германия, или 10^{-7} атомного процента. Это имеет место и в других полупроводниках. Так, например, в закиси меди Cu_2O при 300 К содержание кислорода в 0,1 ат. % изменяет электропроводность примерно в 10^5 раз. Эти примеры также поясняют, почему в ряде случаев к чистоте полупроводниковых материалов предъявляют исключительные требования.

Однако при этом следует иметь в виду, что определения только сопротивления, так же как и определения только концентрации носителей заряда, может оказаться недостаточным для суждения о чистоте материала. Если в полупроводнике имеются одновременно донорные и акцепторные примеси и притом приблизительно в одинаковых количествах, то примеси могут компенсировать друг друга. При этом концентрация электронов может быть мала, а удельное сопротивление может даже превышать ρ_i вследствие уменьшения подвижности из-за примесного рассеяния. Поэтому такие измерения всегда желательно дополнять определением подвижности, которая в случае компенсированных примесей будет всегда заниженной вследствие дополнительного примесного рассеяния.

С другой стороны, имеются и такие примеси, которые слабо влияют на электропроводность. Примером может служить кислород в германии и кремнии, содержание которого может достигать сотых долей ат. % без существенного влияния на электропроводность.

Из сказанного также ясно, что влияние примесей на электропроводность зависит еще от области температур. Поэтому один и тот же материал в области собственной проводимости (высокие температуры) может рассматриваться как очень чистый, а в области примесной проводимости (низкие температуры) — как очень грязный.

ж. Магнетосопротивление. В § 3 мы видели, что если имеется один тип носителей заряда и m и τ не зависят от направления движения, то изменение сопротивления в поперечном магнитном поле $\Delta \rho_{\perp} / \rho$ должно быть в слабых магнитных полях $\sim \mathcal{B}^2$. Такой же результат получается и при учете нескольких типов носителей заряда. Опыт показывает, что это действительно имеет место.

Однако другие выводы простой теории не согласуются с опытом. Выше мы уже говорили, что в изотропной модели продольное магнетосопротивление $\Delta \rho_{\parallel} / \rho$ должно быть равно нулю, так как при параллельных магнитном поле и скорости дрейфа сила Лоренца

равна нулю. На рис. 1.15 показана зависимость $\Delta\rho/\rho$ от угла θ между направлениями тока и магнитного поля в германии и кремнии. Из рисунка видно, что продольное магнетосопротивление $\Delta\rho_{\parallel}/\rho$ (при $\theta = 0$ и $\theta = 180^\circ$) отнюдь не равно нулю, а имеет тот же порядок величины, что и $\Delta\rho_{\perp}/\rho$. Кроме того, величина $\Delta\rho_{\perp}/\rho$ оказывается значительно больше, чем вычисляемая из изотропной модели. Имеются и другие расхождения простой теории с опытом.

Это показывает, что изотропная модель недостаточна для количественного описания магнетосопротивления.

Наблюдаемые закономерности удовлетворительно объясняются полной теорией, учитывающей анизотропию эффективных масс и времен релаксации, наличие носителей заряда разных типов и зависимость времен релаксации от энергии. Частично эти вопросы рассматриваются в гл. XIII.

Суммируя рассмотренные экспериментальные данные, мы приходим к следующим важным выводам:

а) Образование электронов проводимости в полупроводниках, в отличие от металлов, требует определенной энергии активации.

б) Электропроводность в полупроводниках может осуществляться не только электронами, но и положительно заряженными частицами — дырками.

в) В полупроводниках существует собственная проводимость, определяемая только

Рис. 1.15. Зависимость магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ от угла θ между направлениями тока и магнитного поля в германии (пунктир) и кремнии (сплошная кривая) *n*-типа. Ток направлен по $[100]$, магнитное поле лежит в плоскости (010) .

свойствами основной решетки кристалла, и примесная проводимость, обусловленная содержащимися в кристалле примесями.

г) При определенных условиях примеси могут очень сильно влиять на электропроводность; при этом различные примеси можно разделить на две группы: вызывающие электронную проводимость (донорные) и дырочную проводимость (акцепторные).

д) Подвижности носителей заряда в различных полупроводниках могут отличаться на много порядков, что указывает на сильное различие эффективных масс и времен релаксации.

е) Время релаксации зависит от энергии носителей заряда. Время релаксации и эффективная масса могут зависеть также от направления движения.

