мал; если подвижности и концентрации электронов и дырок одинаковы, то объемное поле вообще не возникает, так как оба рода носителей диффундируют от горячего участка к холодному в равном количестве.

Если же концентрация или подвижность носителей одного знака, например, электронов, больше, чем другого, то они диффундируют на холодный конец в большом количестве до тех пор, пока возникшее вследствие этого поле (тормозящее электроны и ускоряющее дырки) не уравняет оба потока*).

Формула для термо-э. д. с. выглядит в этом случае следующим образом:

$$\alpha = \frac{\alpha_p u_p p - \alpha_n u_n n}{u_p p + u_n n}, \tag{1.113}$$

где u_p, u_n, p и n — соответственно подвижности и концентрации дырок и электронов;

α_p и α_n — «парциальные» термоэлектродвижущие силы, вычисленные согласно (1.111) и (1.112).

1.7. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Как читателю известно из курса общей физики, на проводник длиной dl с током I, помещенный в магнитное поле H, действует так называемая пондермоторная сила, величина которой определяется законом Био — Савара:

$$dF = \frac{IH\,dl \sin(\widehat{\mathbf{H}, \mathbf{l}})}{c} = \frac{jH \sin(\widehat{\mathbf{H}, \mathbf{j}})}{c}\,dV, \tag{1.114}$$

где $j = I/s$ — плотность тока;

$dV = s\,dl$ — элемент объема;

в векторной форме

$$d\mathbf{F} = \frac{[\mathbf{jH}]}{c}\,dV. \tag{1.115}$$

*) В этом случае (который реализуется в частности, в InSb) термо-э. д. с. и в области собственной проводимости может достигать больших значений.

Напомним также и закон индукции: в проводнике, перемещающемся в магнитном поле, возникает электродвижущая сила, пропорциональная скорости пересечения силовых линий магнитного поля. В простейшем случае, когда проводник расположен перпендикулярно полю, эта электродвижущая сила выражается формулой

$$dE = \frac{evH\,dl \sin(\widehat{\mathbf{H}, \mathbf{v}})}{c} \qquad (1.116)$$

или в векторной форме

$$dE = \left| \frac{e[\mathbf{vH}]\,dl}{c} \right|. \qquad (1.117)$$

Нетрудно показать, что пондермоторные силы и явления индукции не что иное, как различные макроскопические проявления одного и того же микроскопического явления, сущность которого заключается в следующем.

Если в магнитном поле перемещается заряд e со скоростью v, то на него действует сила

$$f = \frac{e}{c} vH \sin(\widehat{\mathbf{H}, \mathbf{v}}) \qquad (1.118)$$

или в векторной форме

$$\mathbf{f} = \frac{e[\mathbf{vH}]}{c}. \qquad (1.119)$$

Убедимся, что (1.115) есть действительно следствие (1.118). Для этого выразим плотность тока через скорость электронов, и их число в единице объема; согласно выражению для плотности тока $\mathbf{j} = en\mathbf{v}$, следовательно, (1.115) можно переписать в виде

$$\mathbf{F} = e\left[\frac{\mathbf{vH}}{c}\right] n\,dV = \mathbf{f}\,dN, \qquad (1.120)$$

где $dN = n\,dV$ — число электронов в элементе объема dV.

Точно так же можно показать, что закон индукции (1.117) есть следствие (1.119). В этом случае электроны вместе с проводником движутся в направлении его перемещения и сила $\mathbf{F}$, перпендикулярная $\mathbf{H}$ и $\mathbf{v}$, заставляет перемещаться электроны вдоль проводника и создает электродвижущую силу и ток.

Если учесть еще силу eE, действующую на электрический заряд в электрическом поле, то общая сила, испытываемая зарядом e в произвольном электромагнитном поле, выразится формулой

$$\mathbf{f} = e\left[\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{vH}]\right]. \tag{1.121}$$

Соотношение (1.121) было выведено немецким ученым Лоренцом и f поэтому носит название силы Лоренца. Формула (1.121) лежит в основе расчета всех современных ускорителей (циклотрона, бетатрона, синхротрона), масс-спектрографов (т. е. приборов для разделения потока заряженных частиц по их массам), β-спектрометров (приборов для измерения энергий β-частиц) и др.

Сила, с которой действует магнитное поле на электрон [см. (1.119)], не имеет своего специального названия, и для краткости в дальнейшем будем называть ее магнитной силой.

После этих предварительных замечаний можно перейти непосредственно к основному содержанию главы.

Если проводник (или полупроводник), по которому протекает электрический ток, поместить в магнитное поле, то в нем возникнет ряд эффектов: уменьшится его электро- и теплопроводность; в направлении, перпендикулярном магнитному полю и току, возникнет разность потенциалов и температур. Каждое из этих явлений имеет свое название (большей частью связанное с именем открывшего его ученого); и все они вместе называются гальваномагнитными явлениями.

Иными словами, гальваномагнитными явлениями называют явления, возникающие в проводниках первого рода*) при одновременном воздействии электрического и магнитного полей.

Аналогично этому термомагнитными явлениями называют эффекты, вызванные одновременным воздействием на проводник магнитного и температурного полей. Наиболее сильно гальвано- и термомагнитные эффекты проявляются тогда, когда электрическое или температурное поле направлено перпендикулярно магнитному. Поэтому только этот случай, имеющий наибольшее теоретическое и практическое значение, мы и будем рассматривать в дальнейшем.

---

*) Т. е. в материалах, в которых ток переносится электронами. В проводниках второго рода, в которых ток переносится ионами, гальваномагнитные явления не обнаруживаются.

Наиболее простым из гальваномагнитных эффектов является так называемый эффект Холла. В то же время это явление уже давно и широко применяется учеными для исследования электрических свойств твердого тела, и за последнее время нашло ряд важных применений в технике. Поэтому мы начнем с рассмотрения эффекта Холла и остановимся на нем наиболее подробно.

ЭФФЕКТ ХОЛЛА

Случай примесной проводимости. Рассмотрим образец примесного (для определенности — электронного) полупроводника, по которому протекает электрический ток, поме-

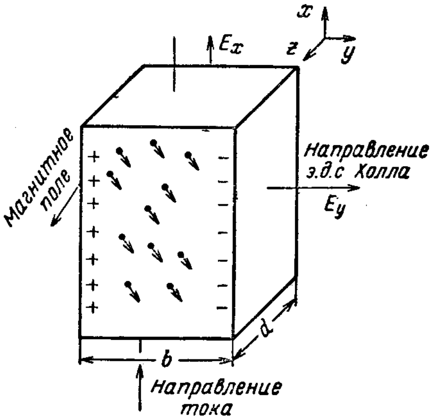

Рис. *1.25.* Схема возникновения э. д. с. Холла.

щенный в магнитное поле, перпендикулярное направлению тока (рис. 1.25).

Под действием «магнитной силы» (1.119) электроны (направление их движения указано на чертеже стрелками) будут отклоняться на боковую грань образца; таким образом, на одной из граней будет скапливаться отрицательный заряд, а на противоположной будет оставаться нескомпенсированный положительный заряд. Возникшие вследствие этого поперечное электрическое поле и поперечная разность потенциалов и называются эффектом Холла.

Процесс накопления заряда будет продолжаться до тех пор, пока поперечное электрическое поле не уравновесит «магнитную силу»; после этого электроны будут двигаться вдоль образца, накопление заряда прекратится и установится стационарное состояние. Таким образом, поперечное холловское поле E_y может быть вычислено из условия равенства магнитной и электрической сил, действующих на электрон *):

$$\frac{ev_x H}{c} = eE_y, \tag{1.122}$$

откуда

$$E_y = \frac{v_x H}{c} \tag{1.123}$$

или, так как $v_x = uE_x$,

$$E_y = \frac{uH}{c} E_x. \tag{1.124}$$

При опыте измеряется не поперечное поле, а разность потенциалов (э. д. с. Холла, см. стр. 90)

$$V_X = E_y b, \tag{1.125}$$

и не скорость электронов v_x, а сила тока I, связанная с v_x соотношениями

$$j_x = env_x \text{ и } I = j_x S = j_x bd, \tag{1.126}$$

где bd — поперечное сечение образца (рис. 1.25).

Выразив E_y в (1.124) через V_X (1.125) и v_x через I, согласно (1.126) получим окончательно

$$V_X = \frac{1}{enc} \frac{HI}{d} = R_X \frac{HI}{d}, \tag{1.127}$$

где введено обозначение

$$R_X = \frac{1}{enc} \tag{1.128}$$

и d — размер образца в направлении магнитного поля. Величина R_X, являющаяся коэффициентом, связывающим поперечную разность потенциалов с напряженностью магнитного поля и силой тока, называется постоянной Холла.

Измерив четыре величины, входящие в (1.127), V_X, H, I и d, можно вычислить R_X:

$$R_X = \frac{V_X d}{HI}, \tag{1.129}$$

*) В действительности это неточно (см. гл. 7).

а зная R_X, мы можем определить из (1.128) концентрацию свободных электронов в исследуемом материале:

$$n = \frac{1}{eR_X c}. \tag{1.130}$$

Измеряя одновременно постоянную Холла и электропроводность, можно, кроме этого, вычислить и подвижность электронов; действительно, в случае примесного полупроводника

$$\sigma = enu$$

и согласно (1.128)

$$R_X\sigma = \frac{u}{c}. \tag{1.131}$$

Таким образом, одновременное измерение электропроводности и эффекта Холла позволяет получить важные сведения о примесном полупроводнике: знак носителей тока *) (по знаку э. д. с. Холла), их число и подвижность. В этом и заключается значение измерения эффекта Холла как одного из основных методов исследования электрических свойств проводников и полупроводников.

В заключение этого раздела мы должны сделать несколько замечаний.

Математический вывод э. д. с. Холла и постоянной Холла, приведенный выше, весьма нестрог; действительно, в выражение для магнитной силы входит полная скорость электрона, состоящая в полупроводниках из двух частей: скорости беспорядочного теплового движения v_0 и направленной добавки за счет электрического поля $v_д$ ($v = v_0 + v_д$); в выражение же для плотности тока входит только скорость дрейфа в электрическом поле. Отождествив в нашем выводе $v_д$ и v, мы тем самым пренебрегли хаотическим тепловым движением электронов и их распределением по скоростям, поэтому значение постоянной Холла (1.128), полученное нами, не точно. Более строгий вывод (с учетом теплового движения (см. гл. 7) дает несколько другое значение для постоянной Холла:

$$R_X = \frac{A}{enc}, \tag{1.132}$$

*) Знак носителей тока, впрочем, проще определить по закону термо-э. д. с.

где постоянная A зависит от механизма рассеяния электронов, т. е. от показателя степени в выражении для зависимости длины свободного пробега электрона от его энергии.

Перечислим наиболее часто встречающиеся на практике случаи:

— в ковалентных кристаллах при рассеянии электронов на акустических колебаниях длина свободного пробега электрона не зависит от энергии ($r = 0$) и

$$A=\frac{3\pi}{8} \text{ и } R_{\text{X}}=\frac{3\pi}{8}\frac{1}{enc}\approx 1,17\frac{1}{enc}; \qquad (1.133)$$

— в полупроводниках с ионной решеткой и при рассеянии электронов на оптических колебаниях при температуре выше температуры Дебая длина свободного пробега пропорциональна энергии ($r = 1$) и

$$A\approx 1,11 \text{ или } R_{\text{X}}\approx 1,11\cdot\frac{1}{enc}; \qquad (1.134)$$

— при рассеянии на ионах примеси длина свободного пробега электрона пропорциональна квадрату энергии ($r = 2$) и

$$R_{\text{X}}\approx 1,93\frac{1}{enc}, \qquad (1.135)$$

— в металлах и сильно вырожденных полупроводниках в электропроводности могут принимать участие только электроны, находящиеся на самых верхних уровнях распределения Ферми; энергия и скорость у этих электронов вполне определенны, и в данном случае никакого распределения по скоростям учитывать не нужно; в соответствии с этим вывод, приведенный нами, оказывается строгим для металлов и вырожденных полупроводников $A = 1$ и постоянная Холла в этом случае равна

$$R_{\text{X}}=\frac{1}{enc}. \qquad (1.136)^{*})$$

Случай смешанной проводимости. Если в переносе электричества участвуют и дырки и электроны, то картина эффекта Холла значительно усложняется. В выражение

*) Точно так же $A = 1$ при рассеянии электронов на оптических колебаниях при температуре ниже температуры Дебая, при этом $r = 1/2$ и время свободного пробега для всех электронов одинаково; это приводит к тому, что разброс тепловых скоростей электронов не играет существенной роли (см. гл. 7).

для магнитной силы входит произведение скорости частицы на заряд; так как для электронов и дырок, участвующих в переносе тока, и знак (направление) скорости и знак заряда противоположны, то направления сил, действующих на них, будут одни и те же и они будут отклоняться в одну и ту же сторону.

Если и подвижности и концентрации электронов и дырок одинаковы, то их заряды будут полностью компенсировать друг друга и холловское поле будет равно нулю *). Если же это равенство не имеет места и концентрация или подвижность носителей одного знака (для определенности предположим, что электронов) больше, чем другого, то на одной грани будет скапливаться отрицательный заряд, а на другой будет оставаться нескомпенсированный положительный заряд. Таким образом, возникает поперечное холловское поле, тормозящее движение электронов в этом направлении и ускоряющее движение дырок. Процесс накопления заряда будет продолжаться до тех пор, пока это поле не уравняет потоки электронов и дырок. Расчет дает в этом случае следующее выражение для постоянной Холла:

$$R_{\text{X}} = \frac{A}{ec} \frac{u_p^2 p - u_n^2 n}{(u_p p + u_n n)^2}, \tag{1.137}$$

где u_p, p, u_n, n — соответственно подвижности и концентрации дырок и электронов.

Постоянная A в (1.137), так же как и в случае одного знака носителей, определяется механизмом рассеяния: $A = 3\pi/8$ в атомной решетке и т. д.

Нетрудно убедиться, что: а) если $n = 0$ или $p = 0$, (1.137) переходит в (1.132), б) если $n = p$ и $u_p = u_n$, постоянная Холла, а следовательно, и э. д. с. Холла равны нулю.

Согласно (1.137) в области собственной проводимости знак э. д. с. Холла соответствует знаку носителей, подвижность которых больше (обычно электронов); поэтому в примесном дырочном проводнике э. д. с. Холла при переходе

*) В данном случае влияние магнитного поля проявится лишь в том, что на одной боковой грани образца концентрация носителей, а вследствие этого и локальная электропроводность повысятся, а на другой понизятся. Впервые на существование этого эффекта указал А. Ф. Иоффе, и затем этот эффект был обнаружен на опыте рядом советских и, независимо, иностранных ученых.

к собственной проводимости обычно проходит через нуль и меняет знак.

В случае смешанной проводимости выражение для электропроводности имеет вид

$$\sigma = e\,(u_p p + u_n n). \tag{1.138}$$

Как видно из (1.137) и (1.138), в этом случае измерение постоянной Холла и электропроводности не дает достаточных данных для определения подвижности и концентрации электронов и дырок, так как мы имеем два уравнения с четырьмя неизвестными. Можно выйти из положения, найдя значения подвижности дырок или электронов экстраполяцией из области примесной проводимости. Задача может быть также решена, если к выражению (1.137) и (1.138) добавить еще независимые уравнения, т. е. одновременно произвести измерения термо-э. д. с. и еще каких-либо эффектов, представляющих дополнительные независимые данные. Вопрос несколько упрощается в области собственной проводимости, где $n = p$.

Перейдем к анализу следующего гальваномагнитного явления — так называемого эффекта Эттингсгаузена.

ЭФФЕКТ ЭТТИНГСГАУЗЕНА

Мы уже упоминали выше, что основная погрешность при выводе холловской разности потенциалов заключалась в том, что не было учтено распределение электронов по скоростям. Если же мы учтем эту ошибку, то сразу же станет ясно, что равенство (1.122)

$$\frac{ev_x H}{c} = eE_y \tag{1.139}$$

не может удовлетворяться для всех электронов сразу. Действительно, в (1.122) справа стоят вполне определенные величины — поперечное холловское поле и заряд электрона, слева же в качестве одного из сомножителей стоит скорость электрона, которая, если учесть ее тепловую составляющую, колеблется в весьма широких пределах. Поэтому равенство (1.122) может удовлетворяться лишь для электронов с некоторой средней скоростью; для электронов же, скорость которых больше средней, магнитная сила $e\,[v_x H]/c$ будет превышать электрическую eE_y, и они будут отклоняться на одну грань образца; электроны же, скорость которых меньше средней, отклоняются под действием электрической силы в противоположную сторону. При этом быстрые электроны, скапливаясь на одной грани образца, будут передавать свою избыточную энергию кристаллической решетке, и эта грань образца будет нагреваться; медленные электроны на противоположной грани будут пополнять свою энергию за счет решетки и эта грань будет охлаждаться. Таким образом, наряду с поперечной разностью потенциалов — эффектом Холла — возникнет поперечная разность температур — так называемый эффект Эттингсгаузена.

По мере нагревания одной грани и охлаждения другой появится и будет расти поток тепла от нагретой грани к холодной. При некоторой разности температур установится стационарное состояние, когда отток тепла от горячей грани за счет теплопроводности сбалансирует приток тепла за счет быстрых электронов; эта разность температур и будет «равновесным» эффектом Эттингсгаузена.

Мы приведем здесь выражение для поперечного градиента температуры в электронном невырожденном полупроводнике без вывода:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{kT}{e} \frac{2r-1}{2} \frac{R_{\text{X}}\sigma}{\varkappa_{\text{р}} + \varkappa_{\text{эл}}} j_x H, \tag{1.140}$$

где $\varkappa_{\text{р}}$ и $\varkappa_{\text{эл}}$ — соответственно теплопроводность решетки и электронного газа.

В случае смешанной проводимости выражение для поперечной разности температур сложнее, и мы его здесь приводить не будем.

Эффект Холла и эффект Эттингсгаузена называются поперечными гальваномагнитными эффектами — разность потенциалов и разность температур появляются в направлении, перпендикулярном направлению электрического тока.

Теперь перейдем к рассмотрению так называемых продольных гальваномагнитных эффектов.

ИЗМЕНЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Выясним, по какой траектории будет двигаться электрон, попав в однородное магнитное поле (H_z), перпендикулярное направлению его начальной скорости. Согласно (1.119) на электрон будет действовать сила $f = evH_z/c$, и траектория его будет искривляться; однако, так как ускорение $a = f/m$ в каждый данный момент [согласно (1.119)] будет перпендикулярно направлению движения электрона, скорость по абсолютной величине не будет изменяться: $v = \text{const}$. Радиус кривизны траектории мы можем найти из условия равенства центробежной и центростремительной сил:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{evH}{c}, \tag{1.141}$$

откуда

$$r = \frac{mvc}{eH}. \tag{1.142}$$

Так как все входящие в (1.142) величины постоянны, радиус траектории будет тоже постоянен; иными словами, электрон будет двигаться по окружности. Период обращения электрона согласно (1.142)

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi mc}{eH} \tag{1.143}$$

и угловая скорость

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{eH}{mc}. \tag{1.144}$$

В теории гальвано- и термомагнитных явлений различают случай сильных и слабых магнитных полей. Слабыми называют такие магнитные поля, в которых радиус кривизны r траектории электрона много больше его средней длины свободного пробега $\bar{l}$:

$$r \gg \bar{l}. \tag{1.145}$$

При этих условиях действие магнитного поля на электрон за время его свободного пробега будет относительно слабым: оно выразится в том, что траектория электрона незначительно искривится и направление его движения отклонится от первоначального на небольшой угол $\bar{\varphi}$ (рис. 1.26, *а*):

$$\bar{\varphi} = \frac{\bar{l}}{r} \ll 1. \tag{1.146}$$

Но подвижность электрона u выражается через его длину свободного пробега формулой

$$u = \frac{e}{m}\frac{\bar{l}}{v}. \tag{1.147}$$

Подставляя в (1.146) значение r из (1.142), получим

$$\bar{\varphi} = \frac{e}{m} \frac{\bar{l}}{v} \frac{H}{c} \ll 1 \tag{1.148}$$

или

$$\bar{\varphi} = \frac{uH}{c} \ll 1. \tag{1.149}$$

Следовательно, неравенство (1.146), положенное нами в основу определения слабого поля, может быть заменено эквивалентным:

$$\frac{uH}{c} \ll 1. \tag{1.150}$$

Последнее определение слабого поля (1.150) является наиболее удобным, так как в него входят величины u и H, непосредственно измеряемые на опыте.

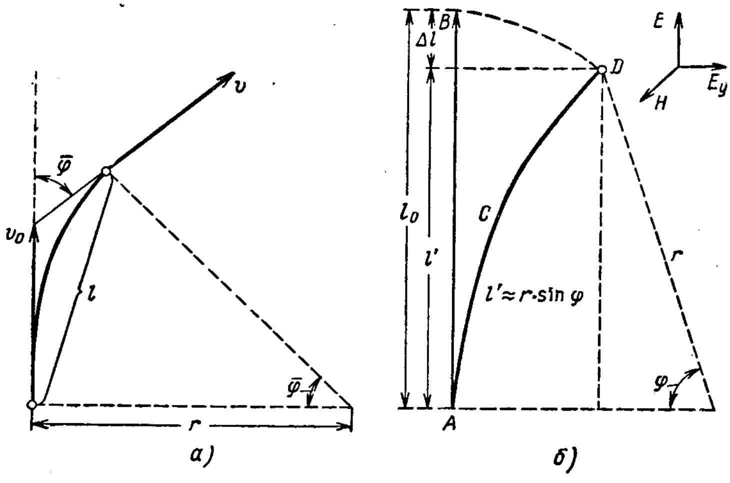

Рис. *1.26.* Искривление траектории электрона в слабом магнитном поле (*а*) и схема, поясняющая уменьшение эффективной длины свободного пробега электрона в слабом магнитном поле (*б*).

Сильными магнитными полями мы называем такие поля, в которых выполняется неравенство, противоположное (1.145) или (1.150):

$$r \ll l \tag{1.151}$$

или

$$\frac{uH}{c} \gg 1. \qquad (1.152)$$

В этом случае характер движения электрона существенно изменяется: в промежутке между столкновениями он уже не движется по почти прямолинейной траектории (как в случае слабых магнитных полей), а проходит ряд циклов либо винтовой линии, либо циклоиды, либо еще более сложной траектории.

Из сказанного выше читателю должно быть ясно, что деление на слабые и сильные поля не является абсолютным: при одном и том же значении поля для одного материала (с малой подвижностью) может выполняться неравенство (1.145), а для другого (с большой подвижностью) может удовлетворяться противоположное неравенство (1.151). Более того, для одного и того же материала при высоких температурах данное поле может быть слабым, а при низких температурах — сильным. Так, например, для чистого германия подвижность электронов составляет при комнатной температуре $u = 3000$ *см²/в·сек* $= 9\cdot 10^5$ CGSE. Поле напряженностью 10^4 *э* будет приблизительно удовлетворять неравенству (1.150):

$$\frac{9\cdot 10^5\cdot 10^4}{3\cdot 10^{10}} = 0{,}3 < 1.$$

При температуре 10° K подвижность для того же германия будет 10^4—10^5 *см²/в·сек* и то же самое магнитное поле 10^4 *э* мы должны будем считать сильным *). Ограничимся пока рассмотрением слабых полей, случай сильных магнитных полей будет рассмотрен в гл. 7.

Рассмотрим изменение сопротивления в магнитном поле.

Собственная проводимость. В области собственной проводимости, где число дырок и электронов можно считать одинаковым, $n = p$, холловское поле проявляется как разностный эффект вследствие их различных подвижностей; если же $u_p = u_n$, то $E_X = 0$. В этом случае действие магнитной силы ничем не компенсируется и электроны и дырки отклоняются на своем пути от направления продольного электрического поля на угол φ (рис. 1.26):

$$\varphi = \frac{uH}{c}. \qquad (1.153)$$

---

*) В ряде случаев одно и то же поле может быть слабым для одной группы носителей и сильным для другой.

Если в отсутствие магнитного поля электрон проходил без столкновений расстояние $AB = l_0$ в направлении электрического поля E, то теперь он пройдет такое же расстояние по дуге ACD. Следовательно, эффективная длина свободного пробега электрона в направлении электрического тока уменьшится: это будет l' — проекция ACD на AB.

Но подвижность электрона пропорциональна пути, пройденному на длине свободного пробега в направлении поля, а электропроводность пропорциональна подвижности, следовательно, соответствующим образом уменьшается и подвижность и электропроводность:

$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta l}{l_0}. \tag{1.154}$$

Из рис. 1.26, *б* не представляет труда вычислить Δl:

$$\Delta l = l_0 - l' \approx l_0 - r \sin \varphi;$$

но

$$r = \frac{l_0}{\varphi}; \quad \sin \varphi \approx \varphi - \frac{\varphi^3}{3}, \tag{1.155}$$

следовательно,

$$\frac{\Delta l}{l_0} \approx \frac{\varphi^2}{3}$$

и согласно (1.154)

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \approx -\frac{1}{3}\left(\frac{uH}{c}\right)^2. \tag{1.156}$$

В приведенном выше выводе мы допустили те же погрешности, что и при выводе э. д. с. Холла, т. е. не учли теплового разброса скоростей электрона. Поэтому и формула (1.156), точно так же, как формула (1.127) для э. д. с. Холла, верна с точностью до коэффициента. Строгий вывод с учетом статистического разброса скоростей дает выражение, аналогичное (1.156):

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = -B\left(\frac{uH}{c}\right)^2, \tag{1.157}$$

где коэффициент B зависит от механизма рассеяния электронов.

В атомной решетке ($r = 0$) $B = 9\pi/16$; в ионной решетке при температуре ниже температуры Дебая $B = 1$ и при температуре выше температуры Дебая $B = 27\pi/64$.

Выше мы рассмотрели случай собственной проводимости, т. е. считали, что концентрации электронов и дырок одинаковы, и кроме того предположили, что и подвижности их равны. Эти оба условия (особенно второе) сравнительно редко реализуются на практике. Если же $n \neq p$ и $u_n \neq u_p$, выражения для $\Delta\sigma/\sigma$ приобретают весьма сложный вид.

Примесная проводимость. В случае примесной проводимости в образце возникает холловская разность потенциалов и «электрическая» сила eE_x противодействует «магнитной» evH/c. Как уже упоминалось выше, в этом случае для электронов с некоторой средней скоростью соблюдается равенство (1.122): $ev_xH/c = eE_y$.

Такие электроны будут двигаться вдоль образца и для них при включении магнитного поля эффективная длина свободного пробега не изменится. Но электроны со скоростью меньше средней будут отклоняться в сторону «электрической» силы, электроны со скоростью больше средней будут отклоняться в противоположную сторону, и для тех и для других эффективная длина свободного пробега уменьшится.

Следовательно, и в этом случае электропроводность образца уменьшится, но эффект будет меньше, чем в области собственной проводимости, так как холловское поле в известной степени «выправляет» траектории электронов.

Для примесных проводников теория дает выражение для изменения электропроводности, совершенно аналогичное (1.157):

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = B_1 \left(\frac{uH}{c}\right)^2, \qquad (1.158)$$

где коэффициент B_1, так же как и B в (1.157), зависит от механизма рассеяния: в атомной решетке $B_1 = \pi/10$, в ионной решетке при температуре ниже температуры Дебая $B_1 = 0$, при температуре выше температуры Дебая $B_1 = 0{,}96$, при рассеянии на ионах примеси $B_1 = 1$. Как и следует из качественных представлений, развитых выше, во всех случаях $B_1 < B$.

Как видно из (1.157) и (1.158), измерение изменения сопротивления в магнитном поле позволяет непосредственно определить подвижность носителей тока в исследуемом материале, если известен механизм рассеяния, поэтому измерение этого эффекта стало за последнее время довольно распространенным *).

В заключение этого раздела остановимся на втором продольном гальваномагнитном эффекте — так называемом эффекте Нернста. Как уже упоминалось выше, траектории медленных электронов сильнее «закручиваются» в магнитном поле, чем траектории быстрых. В силу этого при включении магнитного поля доля участия в электрическом токе электронов с различной энергией изменится. Электроны с большой энергией будут почти беспрепятственно проходить через образец и, накапливаясь на том торце образца, к которому они движутся, вызовут его нагревание; противоположный торец, на котором «застрянут» медленные электроны, охладится. Таким образом, возникает продольная разность температур, называемая эффектом Нернста.

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Рассмотрим полупроводниковый образец, на торцах которого поддерживаются различные температуры. Образец помещен в магнитное поле, перпендикулярное направлению теплового потока.

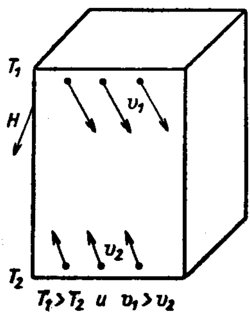

Рис. *1.27.* Схема возникновения поперечных термомагнитных явлений.

Как показано на рис. 1.27, «горячие» электроны, т. е. движущиеся от горячего конца к холодному, будут отклоняться вправо, а «холодные», т. е. движущиеся от холодного конца,— влево и, следовательно, правая грань будет нагреваться, а левая охлаждаться. Это явление носит название эффекта Риги — Ледюка.

*) Кроме этого, и эффект Холла и изменение сопротивления в магнитном поле широко используется в технике (см. [29]).

Перейдем теперь ко второму термомагнитному эффекту. Тепловая скорость электронов, движущихся от горячего конца, больше, чем скорость холодных электронов; поэтому радиус кривизны их траектории будет больше, т. е. они будут слабее отклоняться магнитным полем. Следовательно, потоки электронов на боковые грани не будут одинаковы: левая грань будет заряжаться отрицательно по отношению к правой; таким образом, возникнет поперечная разность потенциалов — эффект Нернста — Эттингсгаузена. Согласно теории, в стационарных условиях поперечное поле выражается следующей формулой (при наличии одного сорта носителей):

$$E_y = \frac{2r-1}{2} \frac{A}{e^2} uH \frac{\partial T}{\partial x}, \qquad (1.159)$$

где A — коэффициент, входящий в выражение (1.132) для постоянной Холла.

Как следует из (1.159), исследование этого эффекта при наличии носителей одного знака позволяет непосредственно определить их подвижность. Из теории также следует, что э. д. с. Нернста — Эттингсгаузена чрезвычайно чувствительна к появлению небольшой добавки носителей другого знака. Кроме упомянутых выше двух поперечных термомагнитных эффектов существуют два продольных:

ТАБЛИЦА 2

Таблица гальвано- и термомагнитных эффектов

Эффекты	Поперечные	Продольные
Гальваномагнитные	Эффект Холла (поперечная разность потенциалов)	Изменение сопротивлений в магнитном поле
	Эффект Эттингсгаузена (поперечная разность температур)	Эффект Нернста (продольная разность температур)
Термомагнитные	Эффект Риги—Ледюка (поперечная разность температур)	Эффект Маджи—Риги—Ледюка (изменение теплопроводности в магнитном поле)
	Эффект Нернста — Эттингсгаузена (поперечная разность потенциалов)	Продольный эффект Нернста—Эттингсгаузена (продольная разность потенциалов)

— эффект Маджи — Риги — Ледюка, заключающийся в изменении (уменьшении) электронной теплопроводности, есть следствие того, что эффективная длина свободного пробега электронов вдоль теплового потока уменьшается вследствие закручивания электронных траекторий;

— эффект Нернста — Эттингсгаузена (изменение термо-э. д. с. в магнитном поле) возникает также в результате закручивания траекторий электронов; по этой причине изменяется средняя энергия электронов в потоке, а следовательно, кинетический член в термо-э. д. с. (ε_j).

Выше мы приводим таблицу всех гальвано- и термомагнитных явлений, которая поможет читателю запомнить их и разобраться в их классификации.

1.8. ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

В явлении фотопроводимости, т. е. изменении сопротивления вещества под действием света, различают нормальный фотоэффект — увеличение проводимости, и аномальный — обратное явление. Аномальный фотоэффект — явление редкое, поэтому мы на нем останавливаться не будем.

В принципе увеличение электропроводности под действием освещения могло бы объясняться и увеличением подвижности носителей, и увеличением их концентрации. Однако прямыми опытами было показано, что во всех случаях мы имеем дело с увеличением концентрации, а подвижность световых и темновых носителей остается одной и той же *).

Существуют три пути для увеличения концентрации носителей под действием света:

1) кванты света вырывают электроны из заполненной зоны и забрасывают их в зону проводимости (рис. 1.28—*1*);

---

*) Время, которое проводит носитель, освобожденный светом, в зоне проводимости, колеблется в пределах 10^2—10^{-9} *сек*, а время между столкновениями в зоне составляет 10^{-10}—10^{-13} *сек*. Следовательно, за время своего пребывания в зоне фотоноситель испытывает миллионы столкновений.

Непосредственно после заброса энергия фотоносителя определяется энергией светового кванта. Однако теория и опыт показывают, что нескольких десятков столкновений вполне достаточно, чтобы электрон приобрел равновесную тепловую энергию. Поэтому подавляющую часть времени жизни фотоноситель движется с тепловой скоростью и его подвижность равна подвижности тепловых носителей.