

равенства (5.2) вытекает соотношение

$$k(T_e - T) \simeq E_d. \quad (5.5)$$

Энергия дрейфа здесь оказывается сравнимой со средней энергией хаотического движения носителей, а скорость дрейфа — с величиной v_{T_e} . Поэтому при сильно неупругом рассеянии следует ожидать резко анизотропной — вытянутой в направлении силы \mathbf{F} — функции распределения (рис. 16.4). Антисимметричная часть ее здесь отнюдь не мала, и равенства (4.10) и (4.11) неверны. При определенных условиях оказывается справедливым приближение максимальной анизотропии, когда неравновесная функция распределения аппроксимируется выражением

$$f(\mathbf{p}) = \varphi(E) \delta(1 - \cos \theta). \quad (5.6)$$

Здесь φ — некоторая функция энергии носителя заряда, подлежащая определению из кинетического уравнения, θ — угол между векторами \mathbf{p} и \mathbf{F} . Выражение (5.6) описывает тонкую «иглу», направленную вдоль электрического поля; по этой причине рассматриваемое распределение называется также иглообразным.

§ 6. Зависимость подвижности и концентрации носителей заряда от напряженности поля

Нагрев электронного газа приводит к зависимости подвижности носителей заряда и концентрации их от напряженности электрического поля в образце. Полевая зависимость подвижности может быть обусловлена двумя причинами.

Во-первых, электроны разной энергии рассеиваются по-разному: за редкими исключениями время свободного пробега зависит от энергии носителя заряда. Вызываемое электрическим полем перераспределение носителей по энергиям приводит к тому, что среднее время свободного пробега τ_p , а потому и подвижность μ , оказывается функцией электронной температуры. Вид зависимости $\mu(T_e)$ легко установить, если, как это часто бывает, газ фононов остается в равновесии при температуре T . Тогда мы можем воспользоваться формулами (4.21) и (4.22) при $A(E) = \tau(E)^*$. Пользуясь выражением (XIII.7.20') и заменяя в нем E на kT_e , получим

$$\mu \sim [T_e(\xi)]^\gamma. \quad (6.1)$$

Саму функцию $T_e(\xi)$ можно найти из уравнений баланса. Такой механизм полевой зависимости подвижности называют перегревным: он связан с отклонением электронной температуры от температуры решетки.

*) Речь идет здесь не о точном вычислении подвижности как функции поля, а лишь об ее оценке и об установлении вида зависимости $\mu(\xi)$. Для точного расчета по формуле (XIII.2.2) следует решить кинетическое уравнение.

Во-вторых, повышение электронной температуры может привести к переходу заметной части носителей заряда в состояния со сравнительно малой подвижностью. Так обстоит дело, если в зоне имеется несколько систем неэквивалентных долин, причем нижним отвечают

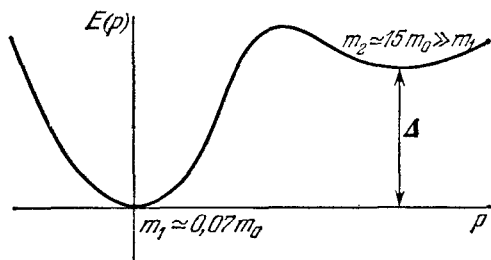


Рис. 16.5. Дисперсионная кривая для электронов проводимости в арсениде галлия в направлении $[100]$ в зоне Бриллюэна (схематически).

и ему эквивалентных. Энергетическое расстояние между основным и побочными минимумами Δ составляет около 0,34 эВ. Эта величина столь значительна, что при комнатной температуре электронов вблизи побочных минимумов почти нет. При достаточно сильном нагреве электронного газа электрическим полем эти области энергетической зоны начинают заполняться за счет обеднения нижней долины. Наблюдаемую на опыте подвижность электронов μ можно представить в виде

$$\mu = \mu_1 \frac{n_1}{n} + \mu_2 \frac{n_2}{n}. \quad (6.2)$$

Здесь μ_1 и μ_2 , n_1 и n_2 — подвижности и концентрации носителей заряда в нижней и верхней долинах. Заметим, что, приписывая носителям заряда в каждой долине свою подвижность, мы делаем предположение о медленности обмена квазиимпульсами между электронами разных долин по сравнению с электронами одной долины. К этому есть известные основания. Действительно, переход электрона из одной долины в другую связан с большим изменением квазиимпульса, что неизбежно влечет за собой и сравнительно большую энергию испускаемых или поглощаемых фононов. При не слишком высокой электронной температуре этот процесс может оказаться существенно неупругим, что понижает его вероятность. С повышением электронной температуры положение меняется. По этой причине оценку с помощью формулы (6.2) можно рассматривать лишь как ориентировочную.

В слабом поле второе слагаемое в правой части (6.2) близко к нулю; в достаточно сильных полях (порядка 10^3 В/см) оно становится заметным, что и приводит к падению наблюдаемой подвижности.

меньшие значения эффективных масс, чем верхним.

Рассмотрим это на примере арсенида галлия. Дисперсионная кривая для электронов проводимости в этом материале изображена на рис. 16.5. Основным минимумом расположен в центре зоны Бриллюэна, шесть взаимно эквивалентных побочных минимумов (из которых на рисунке показан один) — в направлении $[100]$

Аналогичную структуру зоны проводимости имеют и другие материалы: InP, CdTe, ZnSe, GaAsP, $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$, InAs, InSb.

Рассмотренный механизм полевой зависимости подвижности называют механизмом Ридли—Уоткинса—Хилсума. Обычно он становится существенным лишь при достаточно сильных полях. Этот механизм не связан непременно с наличием побочных минимумов в зоне проводимости. Аналогичные эффекты наблюдались и в германии — как электронном, так и дырочном, — подвергнутом одноосному сжатию. Последнее снимало вырождение между подзонами валентной зоны и между различными долинами зоны проводимости; в результате становились возможными индуцированные полем переходы носителей заряда в состоянии с большей эффективной массой.

Явный вид функции $\mu(\mathcal{E})$ зависит от механизма рассеяния. В не слишком сильных полях, однако, можно ограничиться первыми двумя членами разложения подвижности в ряд по степеням \mathcal{E}^2 :

$$\mu = \mu_0 (1 + \beta \mathcal{E}^2). \quad (6.3)$$

Здесь μ_0 — подвижность в исчезающе слабом поле, β — коэффициент, не зависящий от \mathcal{E} и определяющийся параметрами и температурой образца. При полях, допускающих аппроксимацию (6.3), обычно существен только перегревный механизм. По этой причине знак β определяется знаком показателя степени r в выражении (6.1). Обращаясь к таблице 14.2, видим, что $\beta > 0$, если рассеяние квазиимпульса обусловлено взаимодействием носителей заряда с заряженной примесью, пьезоэлектрическими фононами или поляризационными фононами при температуре решетки выше дебаевской; при рассеянии на акустических фононах $\beta < 0$.

Значения напряженности поля, при которых справедлива аппроксимация (6.3), определяются параметрами и температурой материала. При этом иногда говорят о «теплых» электронах. С дальнейшим повышением напряженности поля вид функции $\mu(\mathcal{E})$ усложняется. В достаточно сильном поле может иметь место насыщение тока, когда дрейфовая скорость перестает зависеть от напряженности поля, и, следовательно, подвижность обратно пропорциональна \mathcal{E} . Этот эффект обусловлен сильной неупругостью рассеяния при достаточно сильной связи носителей заряда с оптическими фононами. Действительно, пусть температура решетки $T \ll \hbar\omega_0/k$, а напряженность поля такова, что дрейфовая скорость, ограничиваемая какими-либо другими механизмами рассеяния, становится сравнимой с $v_0 = (2\hbar\omega_0/m)^{1/2}$. Достигнув энергии $\hbar\omega_0$, электрон очень быстро (с характерным временем τ) испустит оптический фонон, резко изменив при этом свою энергию. Поглощением оптических фононов в рассматриваемой нами температурной области можно пренебречь ввиду малого их числа. Таким образом, для среднего значения

величины \dot{E} (см. стр. 513) мы получим

$$\langle \dot{E} \rangle \simeq \hbar \omega_0 \langle \tau^{-1} \rangle.$$

Здесь $\tau(E)$ дается одной из формул (XIV.4.22) или (XIV.4.23). При этом уравнения баланса энергии и квазиимпульса (3.1) и (3.2) принимают вид

$$e(v_d, \mathcal{E}) \simeq \hbar \omega_0 \langle \tau^{-1} \rangle \quad (6.4)$$

и

$$e\mathcal{E} = m_\sigma v_d \langle \tau^{-1} \rangle. \quad (6.5)$$

Заметим, что в уравнения (6.4) и (6.5) входит лишь одно характерное время $\langle \tau^{-1} \rangle^{-1}$, поскольку при сильно неупругом рассеянии средние времена релаксации энергии и импульса совпадают. Пользуясь уравнениями (6.4) и (6.5), легко находим

$$\langle \tau^{-1} \rangle^{-1} = \frac{V m_\sigma \hbar \omega_0}{e \mathcal{E}}, \quad v_d = \sqrt{\frac{\hbar \omega_0}{m_\sigma}}. \quad (6.6)$$

Не следует удивляться тому, что время $\langle \tau^{-1} \rangle^{-1}$ не содержит константы связи носителей заряда с оптическими фононами: это — усредненная величина, для вычисления которой надо было бы решить кинетическое уравнение с учетом всех существенных механизмов рассеяния, а затем усреднить величину $\tau^{-1}(E)$ с помощью соответствующей функции распределения. При этом константа связи с оптическими фононами выпадает именно потому, что она считается достаточно большой. Использование уравнений баланса позволяет избежать этой процедуры.

Видим, что дрейфовая скорость действительно не зависит от \mathcal{E} , а подвижность, пропорциональная в данном случае $\langle \tau^{-1} \rangle^{-1}$, обратно пропорциональна \mathcal{E} .

Насыщение дрейфовой скорости в достаточно сильном электрическом поле наблюдалось, в частности, в *n*-Ge (рис. 16.1).

Полевая зависимость концентрации носителей заряда может быть связана со спецификой рекомбинации горячих электронов. Действительно, в условиях равновесия концентрация свободных носителей заряда определяется только положением уровня Ферми и температурой. Это обусловлено тем, что вероятности захвата электронов центрами рекомбинации и вероятности обратного выброса связаны друг с другом принципом детального равновесия (IX.4.6). В результате в указанных условиях остается независимым лишь один из двух коэффициентов, описывающих эти вероятности. Он влияет на кинетику рекомбинации, но не на равновесную концентрацию свободных электронов. При отклонении системы от термодинамического равновесия положение меняется: соотношение (IX.4.6) здесь уже не имеет места, и концентрация свободных носителей заряда определяется не только температурой решетки, но и соотношением между вероятностями захвата и обратного выброса. По-

сколькx сечения захвата зависят от энергии захватываемого электрона, коэффициент α_n становится функцией напряженности электрического поля. Соответственно появляется и зависимость времени жизни и концентрации свободных носителей заряда от напряженности поля. Легко понять, в какую сторону должны изменяться названные величины при ее возрастании. Здесь выделяются два случая, отвечающие центрам рекомбинации, заряженным разноименно и одноименно с носителями заряда.

В первом случае, при наличии сил кулоновского притяжения, особенно вероятен захват сравнительно медленных электронов, проводящих много времени вблизи рекомбинационного центра. С другой стороны, в отсутствие вырождения электронного газа вероятность обратного выброса захваченных электронов в зону почти не зависит от напряженности поля (пока последняя не слишком велика) (см. ниже). Таким образом, нагрев электронного газа должен приводить к сдвигу равновесия между процессами захвата и обратного выброса в пользу последних. Иначе говоря, в рассматриваемых условиях время жизни и концентрация свободных носителей заряда должны увеличиваться с ростом напряженности электрического поля. Такие эффекты действительно наблюдались при захвате электронов положительными ионами элементов V группы в кремнии.

Выше мы предполагали, что полевая зависимость коэффициента захвата обусловлена только изменением функции распределения свободных носителей заряда. Однако есть и другой фактор — непосредственное влияние внешнего электрического поля на энергетический спектр связанных электронов. Он оказывается существенным, когда напряженность внешнего поля становится сравнимой с напряженностью поля ловушки. Тогда начинается автоионизация последней и число свободных носителей заряда быстро возрастает.

Во втором случае, при наличии сил кулоновского отталкивания, захватываемый электрон должен преодолевать потенциальный барьер (рис. 16.6) или проникать сквозь него туннельным путем. Фактически в *n*-Ge, легированном медью или золотом, туннельный эффект доминирует (см. § XVII.9). При этом вероятность захвата электрона быстро возрастает с увеличением его энергии. В результате при нагреве электронного газа равновесие между процессами захвата и обратного выброса сдвигается в пользу первых. Это означает, что время жизни и концентрация свободных носителей заряда должны уменьшаться с увеличением напряженности электрического поля. В сущности, это есть механизм Ридли — Уоткинса — Хилсума: нагрев электронов способствует переходу их в состояние с практически нулевой подвижностью.

Рассматриваемый эффект хорошо наблюдается в кристаллах электронного германия, содержащих в качестве центров рекомбинации отрицательно заряженные ионы золота, меди и других акцеп-

торных атомов. На рис. 16.7 показана полевая зависимость времени жизни электронов в n -Ge с медью, частично компенсированной мелкими донорами (сурьмой) *). Концентрации меди N_{Cu} и компенсирующих доноров N_d удовлетворяли условию $2N_{\text{Cu}} < N_d < 3N_{\text{Cu}}$. Так как медь в германии создает три акцепторных уровня (см. рис. 2.20), то при пониженных температурах (при которых тепловой

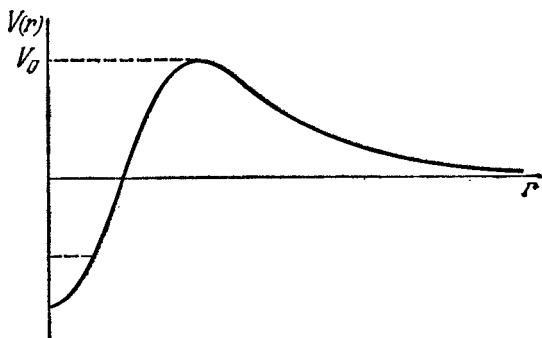


Рис. 16.6. Потенциальная энергия электрона в поле отрицательного иона примеси. На больших расстояниях существует только кулоновское отталкивание. На расстояниях порядка постоянной решетки начинают сказываться короткодействующие силы притяжения, связанные как с формой распределения заряда в самом ионе, так и с влиянием окружающих атомов решетки. Пунктиром показан энергетический уровень, создаваемый потенциальной ямой.

выброс электронов с глубоких уровней меди становится пренебрежимо малым, но мелкие доноры остаются еще ионизованными полностью) все электроны доноров оказываются локализованными на уровнях меди, которая поэтому существует в виде ионов Cu^{2-} и Cu^{3-} . Генерация электронов в зону производилась светом с такой энергией фотонов, чтобы электроны возбуждались только с верхнего уровня меди (с ионов Cu^{3-}). Соответственно захват электронов из зоны происходит на ионы Cu^{2-} . Из рисунка видно, что время жизни τ сильно уменьшается при разогреве электронного газа. Зависимость τ от напряженности электрического поля тем сильнее, чем ниже температура решетки. На рис. 16.8 показана зависимость вероятности захвата электронов на ионы Cu^{2-} (коэффициента захвата α_n^{2-} , ср. § IX.4) от напряженности электрического поля *). Как и следовало ожидать, α_n^{2-} увеличивается при разогреве электронного газа.

*) По данным работы: В. Г. Алексеева, Н. Г. Жданова, М. С. Каган, С. Г. Калашников, Е. Г. Ландсберг, ФТП 6, 316 (1972).

На рис. 16.9 *) приведена зависимость времени жизни электронов от напряженности электрического поля в другом хорошо изученном случае — при рекомбинации горячих электронов на ионах золота в n -Ge. Для образца, к которому относится рисунок, также выполнялось соотношение $2N_{Au} < N_d < 3N_{Au}$. Вследствие того, что из четырех энергетических уровней золота в германии (см.

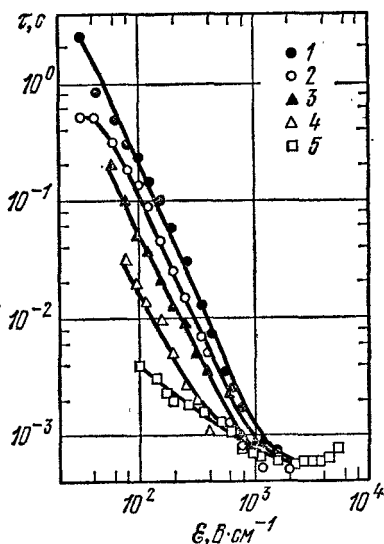


Рис. 16.7. Зависимость времени жизни горячих электронов в n -Ge от напряженности электрического поля при рекомбинации на ионах Cu^{2-} . Температура решетки: 1 — 25; 2 — 35; 3 — 40; 4 — 55; 5 — 90 К.

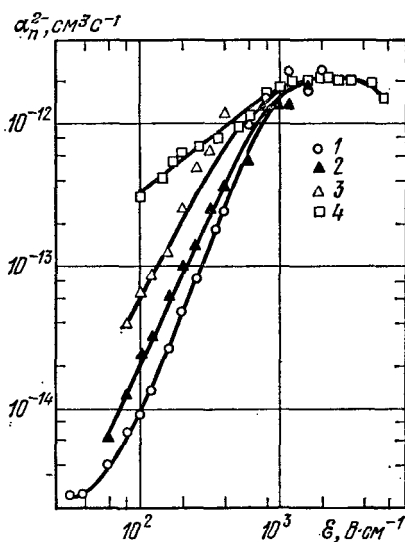


Рис. 16.8. Зависимость коэффициента захвата электронов α_n^{2-} от напряженности электрического поля для меди в германии. Температура решетки: 1 — 30; 2 — 40; 3 — 55; 4 — 90 К.

рис. 2.20) только три являются акцепторными (самый нижний уровень $E_1 - E_v = 0,05$ эВ — донорный), при указанном соотношении между концентрациями примесей и при низких температурах в германии существуют лишь ионы Au^{2-} и Au^{3-} . Возбуждение электронов в зону происходило с ионов Au^{3-} , а их захват из зоны — на ионы Au^{2-} .

Так как стационарная концентрация электронов в зоне есть $n = g_n \tau$, где g_n — темп генерации электронов, то уменьшение τ при разогреве электронов сопровождается и соответствующим уменьшением их концентрации.

При достаточно больших значениях напряженности поля концентрация свободных носителей заряда в любом полупроводнике

*) По данным работы: И. А. Курова, М. Врана, П. Берндт, ФТП 2, 1838 (1968).

начинает быстро возрастать. Это обусловлено электрическим пробоем — генерацией свободных носителей заряда, вызванной электрическим полем. Один из механизмов ее, называемый ударной ионизацией, состоит в том, что уже имеющиеся свободные носители, ускоряясь полем, приобретают в нем энергию, достаточную для ионизации примеси (примесный пробой) или — в более сильных полях — для генерации пар электрон — дырка (междузонный пробой). В германии при комнатной температуре междузонный пробой наступает при $\mathcal{E} \approx 10^5$ В/см. Примесный пробой возможен лишь при достаточно низких температурах, когда примесные уровни заполнены; при $T \approx 6,5$ К в германии, легированном галлием, это явление наступает при $\mathcal{E} \approx 10 \div 15$ В/см. Для более глубоких ловушек необходимы и более сильные поля. Так, примесный пробой *n*-Ge, легированного нейтральными атомами цинка, при 8 К начинается при $\mathcal{E} \approx 300$ В/см (соответствующая энергия ионизации составляет 0,03 эВ). Другой механизм электрического пробоя обусловлен туннелированием электронов из валентной зоны в зону проводимости в сильном электрическом поле (см. § IV.6).

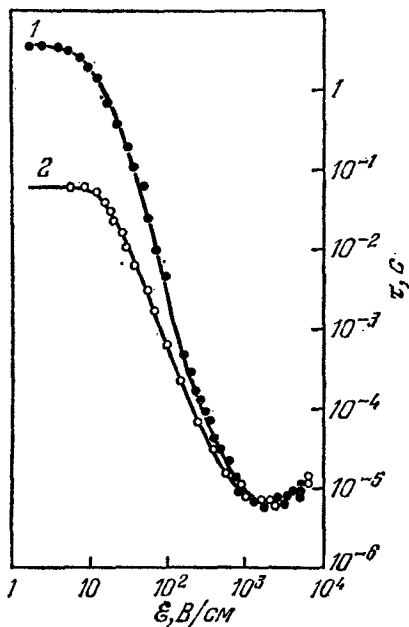


Рис. 16.9. Время жизни электронов в *n*-Ge с золотом как функция напряженности поля. Кривая 1 соответствует $T = 20$ К, кривая 2 — 30 К. В последнем случае играет роль тепловая генерация носителей заряда.

никает лишь при наложении напряжения и оно неизбежно связано с протеканием тока; энергия, сообщаемая носителям заряда, берется из внешнего источника. При этом совершенно безразлично, рассматривать ли подвижность, время жизни и т. д. как функции напряженности поля или электронной температуры: последние две величины связаны друг с другом уравнениями баланса, и, хотя бы в принципе, можно найти явный вид зависимости T_e (\mathcal{E}). С равным успехом можно было бы использовать в качестве аргумента μ и любую другую функцию напряженности поля, например плотность тока. В пространственно неоднородной системе (например, при рассмотрении *n-p*-переходов) положение значительно усложняется. Действительно, в таких системах существуют внутренние электрические поля. При равновесии они, разумеется, не производят никакой работы над носителями заряда, ибо плотность тока равна нулю: в областях, где зоны искривлены, плотность тока состоит из суммы дрейфовой и диффузионной компонент, которые

взаимно компенсируются. При нарушении равновесия нагрев становится возможным. Тогда уравнения баланса приобретают более сложный вид, нежели (3.1) и (3.2): появляются составляющие плотности тока и потока энергии, связанные с градиентами концентрации электронов и электронной температуры. В результате уравнения баланса становятся дифференциальными. Напряженность поля, концентрация частиц и электронная температура зависят теперь от координат, а соотношения между ними оказываются, вообще говоря, нелокальными: любая из этих величин, взятая в какой-нибудь точке пространства, может зависеть от значений других величин не только в той же точке, но и в других (более подробно рассмотрение этого вопроса можно найти в книге [4]). Некоторые эффекты, связанные с нагревом электронов в таких системах, рассматриваются в книге [3].

§ 7. Дифференциальная проводимость

Плотность тока в пространственно однородной системе дается выражением

$$j_{\alpha} = \sigma_{\alpha\beta}(T_e) \mathcal{E}_{\beta}, \quad \sigma_{\alpha\beta} = e\mu_{\alpha\beta}n. \quad (7.1)$$

Уравнение

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}(\mathcal{E})$$

определяет вольтамперную характеристику рассматриваемого образца. В условиях применимости закона Ома она линейна. В результате нагрева электронного газа вольтамперная характеристика становится нелинейной.

Для описания таких вольтамперных характеристик удобно ввести представление о дифференциальной проводимости σ_d . В простейшем случае, когда σ есть скаляр, σ_d определяется равенством

$$\sigma_d(\mathcal{E}) = \frac{dj}{d\mathcal{E}} = \sigma + \mathcal{E} \frac{d\sigma}{d\mathcal{E}}. \quad (7.2)$$

Соответствующее тензорное выражение имеет вид

$$\sigma_{d, \alpha\beta} = \frac{dj_{\alpha}}{d\mathcal{E}_{\beta}} = \sigma_{\alpha\beta} + \mathcal{E}_{\gamma} \frac{d\sigma_{\alpha\gamma}}{d\mathcal{E}_{\beta}}. \quad (7.2')$$

Равенства (7.2), (7.2') написаны для постоянного тока; в переменном поле они сохраняются в применении к фурье-компонентам $\mathbf{j}(\omega)$ и $\mathcal{E}(\omega)$. Дифференциальная проводимость при этом зависит от частоты поля ω .

Для вычисления σ_d удобно воспользоваться уравнением баланса (3.1), переписав его в виде

$$\sigma \mathcal{E}^2 = nk \frac{T_e - T}{\tau_e}. \quad (7.3)$$

Введем для краткости обозначение

$$nk \frac{T_e - T}{\tau_e} = P. \quad (7.4)$$

Тогда

$$\sigma \mathcal{E}^2 = P. \quad (7.3')$$