

Р. н. з. является причиной того, что любое неравновесное по энергии или импульсу распределение электронов, созданное внеш. возмущением (электрич. поле, свет), с течением времени релаксирует к равновесному фермиевскому распределению $f_T(\mathcal{E})$, соответствующему темп-ре кристалла T . В процессе релаксации упругое рассеяние «размешивает» распределение равномерно в пределах каждой изоэнергетич. поверхности $\mathcal{E}(\mathbf{p}) = \text{const}$, а неупругое — устанавливает равновесное распределение $f_T(\mathcal{E})$ между изоэнергетич. поверхностями с разными \mathcal{E} . Время, необходимое для достижения равномерного распределения на изоэнергетич. поверхности, наз. временем релаксации импульса $\tau_p(\mathcal{E})$ или транспортным временем релаксации. Время, необходимое для установления равновесного распределения в области энергий порядка \mathcal{E} , наз. временем релаксации энергии $\tau_{\mathcal{E}}(\mathcal{E})$. Если $\tau_{\mathcal{E}} \gg \tau_p$, рассеяние наз. квазиупругим. В этом случае установление равновесия идёт в 2 этапа: сначала быстро (за время τ_p) неравновесное распределение выравнивается на каждой изоэнергетич. поверхности и превращается в неравновесное распределение по энергиям, к-рое затем медленно (за время $\tau_{\mathcal{E}}$) релаксирует к равновесному распределению $f_T(\mathcal{E})$.

Возмущением, ответственным за Р. н. з., является разность между истинным потенциалом $V(r, t)$, действующим на электрон в реальном кристалле, и периодич. потенциалом $V_0(r, t)$, действующим в идеальном кристалле с неподвижными атомами (r — пространственная координата электрона). Возмущение $\delta V = V - V_0$ определяет вероятность рассеяния $W_{p \rightarrow p'}$. В вырожденных полупроводниках и металлах следует учитывать принцип Паули, так что фактич. вероятность перехода равна $W_{p \rightarrow p'}[1 - f(p')]$. Кроме того, при большой плотности носителей рассеяние ослабляется экранированием возмущения из-за перераспределения носителей в пространстве.

Рассеяние на фононах. Вероятность рассеяния электрона при испускании или поглощении фонона с импульсом q и энергией $\hbar\omega_q$ (без учёта принципа Паули) определяется выражением

$$W_{p \rightarrow p'}^{\pm q} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| M_{p \rightarrow p'}^{\pm q} \right|^2 \delta(\mathcal{E}_p - \mathcal{E}_{p'} \mp \hbar\omega_q) \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right). \quad (1)$$

Здесь верх. и ниж. знаки соответствуют испусканию и поглощению фонона; числа фононов с импульсом q определяются распределением Планка (см. Планка закон излучения):

$$N_q = [\exp(\hbar\omega_q/kT) - 1]^{-1}. \quad (2)$$

Матричный элемент M перехода $p \rightarrow p'$ содержит закон сохранения квазиимпульса: $p - p' \mp q = b$ (b — произвольный вектор обратной решётки). Переходы, для к-рых $b = 0$, наз. нормальными; если $b \neq 0$, говорят о переходах с перебросом (см. Переброса процессы). Дельта-функция δ отражает закон сохранения энергии. Вероятность рассеяния с испусканием фонона W^{+q} пропорц. $N_q + 1$. Два слагаемых, соответствующие N_q и 1, дают вероятности индуцированного и спонтанного рассеяний. Вероятность рассеяния с поглощением фонона W^{-q} пропорц. N_q , поэтому поглощение фонона всегда является индуцированным.

Рассеяние электрона на фононах в большой степени определяется законами сохранения энергии и импульса (кинематич. факторы), а также принципом Паули. Поэтому картина рассеяния различна для акустич. и оптич. фононов, имеющих разные законы дисперсии $\mathcal{E}(\mathbf{p})$, и зависит от степени вырождения электронного газа. Кинематика позволяет установить, какие фононы дают осн. вклад в рассеяние, какова степень упруго-

сти рассеяния, а также является ли оно индуцированным или спонтанным.

Рассеяние на акустических фононах в полупроводниках. Т. к. скорость электрона v имеет порядок скорости звука s только при очень малой его энергии ($\mathcal{E} \approx ms^2 \approx 0,1$ К), то в реальных условиях $v \gg s$. Это означает, что возмущение, создаваемое акустич. фононом, почти статично, а рассеяние электронов всегда квазиупруго. Из кинематики следует, что осн. вклад в рассеяние вносят фононы с импульсом $q \approx p$; поэтому направленный импульс электрона теряется всего за неск. столкновений. Энергия фонона с таким импульсом $\hbar\omega_q = \hbar sq \approx \hbar sp \approx (ms^2)^{1/2} \ll \mathcal{E}$, так что для релаксации энергии требуется много столкновений, т. е. действительно $\tau_{\mathcal{E}} \gg \tau_p$.

Является ли рассеяние индуцированным или спонтанным, зависит от соотношения между энергией фонона $\hbar sp$ и тепловой энергией T . Эти величины сравниваются, когда энергия электрона равна $\mathcal{E} = T^2/ms^2$. Если $\mathcal{E} \gg \bar{\mathcal{E}}$, то характерны $N_q \ll 1$; доминирует спонтанное испускание фононов (динамич. трение), и «движение» электрона по оси энергии \mathcal{E} есть систематич. дрейф вниз. При $\mathcal{E} \ll \bar{\mathcal{E}}$ доминируют индуциров. переходы, т. к. $N_q \gg 1$. При этом испускание происходит не намного чаще, чем поглощение, и «движение» электрона по оси энергий превращается в диффузию.

Рассеяние на акустических фононах в металлах и вырожденных полупроводниках. Вследствие закона сохранения импульса наиб. вероятно взаимодействие с фононами, импульс к-рых $q \approx p_F$, где p_F — импульс Ферми (см. Ферми-поверхность). Но испусканию таких фононов (с энергией $\hbar\omega_q \approx \hbar sp_F$) может препятствовать принцип Паули, если превышение энергии электрона над энергией Ферми \mathcal{E}_F много меньше $\hbar sp_F$, а поглощение может ослабляться из-за малого числа таких фононов, если $T \ll \hbar sp_F$. Поэтому характер рассеяния сильно зависит от T и превышения энергии электрона над энергией Ферми. При $T \gg \hbar sp_F$ почти для всех электронов $\mathcal{E} - \mathcal{E}_F \gg \hbar sp_F$ (указанные ограничения несущественны) и рассеяние (с испусканием и поглощением) идёт на фононах с $q \approx p_F$ и энергией $\hbar\omega_q \approx \hbar sp_F$. Для релаксации импульса требуется неск. столкновений, а для релаксации энергии — много (квазиупругое рассеяние). При $T \ll \hbar sp_F$ поглощение фононов с энергией $\hbar\omega_q \approx \hbar sp_F$ маловероятно, но если $\mathcal{E} - \mathcal{E}_F \gg \hbar sp_F$, то принцип Паули не запрещает испускание таких фононов (в осн. спонтанное). Рассеяние, как и при высоких темп-рах, квазиупруго. Если же $\mathcal{E} - \mathcal{E}_F \ll \hbar sp_F$, то принцип Паули разрешает только испускание фононов с $q \ll p_F$. Такое рассеяние является малугловым, и выравнивание распределения электронов на поверхности Ферми происходит диффузионно. Для полной релаксации импульса требуется много столкновений, релаксация же энергии происходит за неск. столкновений (неупругое рассеяние).

Рассеяние на оптических фононах. При рассеянии в металлах существенны оптич. фононы во всей зоне Бриллюэна, в осн. коротковолновые с $q \approx b_0$, где b_0 — размер Бриллюэна зоны. В полупроводниках в рассеянии участвуют только оптич. ДВ-фононы с $q \ll b_0$. Частоту этих фононов ω_0 можно считать не зависящей от q . Рассеяние на оптич. фононах квазиупруго только при $\mathcal{E} \gg \hbar\omega_0 \approx 400$ К, т. е. только при очень высоких энергиях электронов (см. Горячие электроны). В области энергий $\mathcal{E} \leq \hbar\omega_0$ проявляются неупругий и пороговый характеры рассеяния. Это существенно при низких темп-рах $T \ll \hbar\omega_0$, когда ниже порога ($\mathcal{E} < \hbar\omega_0$) рассеяние слабое и возможно только за счёт маловероятного поглощения фонона, пропорционального $N_0 = \exp(-\hbar\omega/T) \ll 1$, а выше порога ($\mathcal{E} > \hbar\omega_0$) рассеяние сильное — оно происходит при спонтанном испускании фонона.