

При низких темп-рах ($T \ll \hbar s_{pF}$) и $\delta - \delta_F \gg \hbar s_{pF}$:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{4}{5} \frac{1}{\tau_F}; \quad \frac{\delta - \delta_F}{\tau_\delta} = \frac{\hbar s_{pF}}{\tau_F}, \quad (7)$$

а для $\delta - \delta_F \ll \hbar s_{pF}$:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{4}{5} \frac{1}{\tau_F} \left(\frac{\delta - \delta_F}{2\hbar s_{pF}} \right)^3; \quad \frac{\delta - \delta_F}{\tau_\delta} = \frac{1}{2} \frac{\delta - \delta_F}{\tau_F} \left(\frac{\delta - \delta_F}{2\hbar s_{pF}} \right)^3. \quad (8)$$

При рассеянии на оптич. фононах в полупроводниках в области квазиупругого рассеяния ($\delta \gg \hbar\omega$):

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau} (2N_0 + 1) \left(\frac{\delta}{\hbar\omega} \right)^{\pm 1/2}; \quad N_0 = [\exp(\hbar\omega/T) - 1]^{-1}. \quad (9)$$

Здесь верх. знак относится к *DO*-рассеянию, нижний — к *PO*-рассеянию: $\bar{\tau}(DO) = \pi \hbar \rho p_0 / m^2 \Gamma^2$, $\bar{\tau}(PO) = (1/2) \alpha \omega$ (типичные значения $\bar{\tau} = 0,1 - 1$ пс); здесь ρ — плотность приведённой массы равноиённо заряженных подрешёток, $\alpha = e^2 / \hbar v_0$ — Фрёлиховская константа связи, $v_0 = \hbar p_0 / m$, $\bar{\tau}^{-1} = \epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}$, где ϵ_∞ и ϵ_0 — высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости решётки. Время релаксации энергии

$$\frac{1}{\tau_\delta} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{\delta}{\hbar\omega} \right)^\sigma; \quad \sigma(DO) = 1/2; \quad \sigma(PO) = 3/2. \quad (10)$$

Рассеяние на примесных атомах. При рассеянии на примесных атомах возмущение δV обусловлено электрич. полем (если примесь заряжена) и деформацией решётки в окрестности примеси. Иногда нужно учитывать обменные силы и магн. момент примеси. В случае заряд. примесей (примесных ионов) в полупроводниках вклад в δV от деформации решётки несуществен. Т. к. в полупроводнике $r \ll b_0$, то изменение импульса электрона при упругом рассеянии мало, а это значит, что рассеяние на больших расстояниях ($r \gg a_0$) определяется сложённым потенциалом $\delta V(r)$. Такой потенциал не зависит от микроструктуры примеси и имеет кулоновский вид:

$$\delta V = Ze^2 / \epsilon r, \quad (11)$$

где Ze — заряд иона. Поэтому время релаксации импульса τ_p можно вычислить, пользуясь Резерфорда формулой для сечения рассеяния заряд. частиц. Согласно этой ф-ле, дифференц. сечение рассеяния электрона под углом θ в телесном угле $d\Omega$:

$$d\sigma(\theta) d\Omega = \frac{1}{4} R^2 \text{cosec}^4(\theta/2) d\Omega; \quad R = Ze^2 / 4\pi \epsilon m v^2, \quad (12)$$

где v — скорость электрона. Для вычисления τ_p необходимо усреднить σ по всем θ . При интегрировании (12) по θ получают расходящийся интеграл, т. е. бесконечно большое сечение рассеяния. В действительности сечение рассеяния на примесном ионе конечно, т. к. кулоновский характер поля δV на больших расстояниях от примеси искажается полем др. примесных ионов и экранирующим полем электронов. Если учитывать первый фактор и «обрезать» кулоновский потенциал на $1/2$ расстояния между примесными центрами, равного $N^{-1/3}$ (N — концентрация примесей), то это приводит к ф-ле

$$\frac{1}{\tau_p} = 4\pi \Phi Z^2 (\epsilon_B / \hbar) N p^{-3}. \quad (13)$$

Здесь $\epsilon_B = me^4 / 2\hbar \epsilon$ — боровская энергия, $\Phi = \ln \epsilon_B / Ze^2 N^{1/3}$.

Ф-ла (13) носит назв. *Конзулла — Вайскопфа формулы*.

Если учитывать также экранирование кулоновского поля примесного иона свободными носителями заряда, то обрезание потенциала осуществляется его умножением на $\exp(-r/\lambda)$, где λ — длина экранирования. При этом в ф-ле (13) $\Phi = \ln(1-x) - x^2/(1+x^2)$, где $x = 2p/\lambda$ (*Брукса — Херринга формула*).

Рассеяние на нейтральных примесях в полупроводниках обусловлено кулоновскими и обменными силами, действующими между рассеивающимся электроном и атомом примеси. Используя аналогию с рассеянием на атоме водорода, обычно пользуются т. н. ф-лой Эрнтинсона:

$$\frac{1}{\tau_p} = C (\epsilon_B / \hbar) N a_B^3, \quad \delta \leq \epsilon_B, \quad (14)$$

где $a_B = \hbar^2 e / me^2$ — боровский радиус, $C = 20$.

В металлах возмущение δV ильно зависит от сочетания атомов примеси и матрицы, поэтому к. л. общие ф-лы для τ_p получить не удаётся. Обычно сечение рассеяния $\sigma \approx a_0^3$, однако оно сильно возрастает при резонансном рассеянии электронов на примесных атомах с незаполненными *d*- и *f*-оболочками, когда на примеси существуют виртуальные уровни энергии (см. *Кондо эффект*).

Экспериментальные методы. Сказанное выше относилось к рассеянию носителей внутри одной зоны (долины) с энергетич. спектром носителей, вырожденным только по ориентации спина. В более сложных ситуациях (вырожденные зоны, многодолинные полупроводники) трудно определить теоретически, какой механизм рассеяния доминирует в той или иной области темп-р и энергий носителей. Поэтому осн. источником сведений о механизме Р. н. з. является эксперимент. Механизм рассеяния импульса обычно определяют по измерению *подавляемости носителей заряда* $\mu = (e/m)\tau_p$ и по ширине линии циклотронного резонанса $\Delta\omega_c = 1/\tau_p$. Входящее сюда τ_p усреднено по энергии. Для невырожденного полупроводника усреднение сводится к замене δ на T . Поэтому, изучая температурные зависимости μ или $\Delta\omega_c$, можно отличить рассеяние на примесях, когда $\mu \propto T^{3/2}$, от рассеяния на акустич. фононах, когда $\mu \propto T^{-1/2}$ для деформационного или $\mu \propto T^{1/2}$ для поляризационного рассеяний.

Механизм релаксации энергии раскрывается в экспериментах с *горячими электронами* по зависимости μ или $\Delta\omega_c$ от сильного электрич. поля или по спектрам *горячей люминесценции*.

Лит.: Конзулл Э., Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, пер. с англ., М., 1970; Бир Г. Д., Пикус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972; Уилеу J. D., Mobility of holes in III-V Compounds, в кн.: Semiconductors and semimetals, v. 10, N. Y., 1975, p. 91; Гантмахер В. Ф., Левинсон И. В., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984. *И. Б. Левинсон.*

РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН — образование вторичного излучения, источниками к-рого являются неоднородности вещества, возбуждаемые полем первичной волны. Степень когерентности излучения таких вторичных источников определяется корреляц. связями поля неоднородностей среды. Интерференция вторичных волн вызывает образование сложной дифракц. картины распределения рассеянного поля, зависящей от структуры неоднородностей. Динамика и эволюция поля неоднородностей приводят к соответствующей изменчивости его дифракц. картины, к флуктуациям параметров волны. Для матем. описания рассеяния эл.-магн. волн на случайных неоднородностях в макроскопич. теории используется *Максвелла уравнения*, в к-рых диэлектрич. проницаемость среды $\epsilon(r, t)$ является случайной ф-цией координат и времени. Корреляц. ф-ции случайного поля флуктуаций $\Delta\epsilon(r, t)$ определяют угловой и частотный спектры рассеянного поля, колебания его интенсивности, амплитуды, фазы, поляризации. Так, при распространении плоской волны ср. интенсивность рассеянной в заданном направлении волны характеризу-