

Зонная диаграмма, плотность состояний, распределение Ферми—Дирака и концентрация носителей заряда в собственном (а), донорном (б) и акцепторном (в) полупроводниках при термодинамическом равновесии

# Сильно вырожденные примесные полупроводники

- Донорный

$$\eta = \frac{F - E_c}{kT} > 5$$

$$F_0 = E_c + \frac{\hbar^2}{2m_n^*} \left( \frac{3n_0}{8\pi} \right)^{2/3}$$

$$\begin{aligned} n_0 &= N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\eta_0} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_c \eta_0^{3/2} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_c \left( \frac{F_0 - E_c}{kT} \right)^{3/2} = \\ &= \frac{8\pi}{3} \left( \frac{2m_n^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (F_0 - E_c)^{3/2} \end{aligned}$$

$$p_0 = N_v F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) = N_v e^{-\eta - \varepsilon_i} = N_v e^{(E_v - F)/kT}$$

- Акцепторный

$$F < (E_v - 5kT)$$

$$p_0 = N_v \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (-\eta_0 - \varepsilon_i)^{3/2} = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{2m_p^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - F_0)^{3/2}$$

$$n_0 = N_c F_{1/2}(\eta) = N_c e^{\eta} = N_c e^{-(E_c - F)/kT}$$

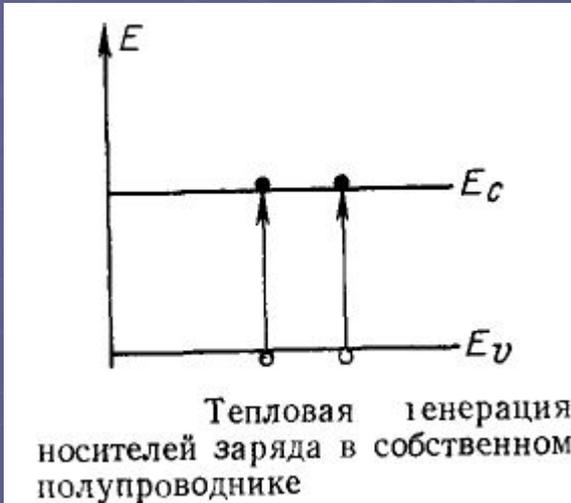
Условие полного вырождения:

$$\eta = \frac{F - E_c}{kT} = \frac{\hbar^2}{2m_n^* kT} \left( \frac{3n_0}{8\pi} \right)^{2/3} \gg 1$$

# Собственный полупроводник

Концентрация свободных носителей:  $n_0 = p_0$

Невырожденный собственный полупроводник:



Положение уровня Ферми:

$$F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}$$

При  $T=0$ :

$$F = \frac{E_c + E_v}{2}$$

Если  $m_p^* = m_n^*$  положение уровня Ферми не зависит от температуры.

Если  $m_p^* > m_n^*$  уровень Ферми сдвигается в сторону  $E_c$

Если  $m_p^* < m_n^*$  уровень Ферми сдвигается в сторону  $E_v$

Собственная концентрация носителей заряда:

$$n_i = (n_0 p_0)^{1/2} = 4,9 \cdot 10^{15} \left( \frac{m_n^* m_p^*}{m_0^2} \right)^{3/4} T^{3/2} e^{-E_g / 2kT}$$

# Вырожденный собственный полупроводник

Собственная концентрация носителей заряда с учетом вырождения п/п:

$$n_i = N_c F_{1/2}(\eta) = N_v e^{-\eta - \varepsilon_i}$$

Положение уровня Ферми:

$$e^{\eta} F_{1/2}(\eta) = \left( \frac{m_p^*}{m_n^*} \right)^{3/2} e^{-\varepsilon_i}$$

## Антимонид индия

Соотношение эффективных масс :  $m_p^* \approx 10 m_n^*$

Ширина запр. зоны:  $E_g = (0,26 - 2,7 \cdot 10^{-4} T) \text{ эВ}$

При  $T=200\text{К}$  уровень Ферми лежит ниже  $E_c$  всего на  $4 \text{ кТ}$ .

При  $T=450\text{К}$  уровень Ферми пересекает уровень  $E_c$  и входит в зону проводимости.



# Механизмы рассеяния электронов и дырок

- Рассеяние на тепловых колебаниях решетки;
- Рассеяние на атомах и ионах примеси;
- Рассеяние на вакансиях, дислокациях и т.д.

Количество рассеянных электронов в единицу времени:

$$n_1 = \sigma N n v_0. \quad n_1 = W n.$$

Эффективное сечение рассеяния:

$$\sigma = \frac{n_1/N}{n v_0} = \frac{W}{N v_0}.$$

Вероятность столкновения (рассеяния):  $W = \sigma N v_0.$   $W = 1/\tau.$

Время и длину свободного пробега можно выразить через эффективное сечение:

$$\tau = \frac{1}{\sigma N v_0} = \frac{l}{v_0} \quad l = \frac{1}{\sigma N}.$$

Вероятность рассеяния на единичном интервале пути

Полная вероятность рассеяния:

$$W = \sum_i W_i.$$

Полная длина свободного пробега:

$$l^{-1} = \sum_i l_i^{-1}.$$

# Уравнение Больцмана

Поведение носителей заряда при термодинамическом равновесии определяется функцией распределения, которая в общем случае зависит от энергии частиц:

$$f_0 = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1}$$

Во внешнем электрическом поле система движущихся частиц определяется функцией  $f=f(k,r,t)$ . Уравнение Больцмана описывает изменение функции распределения во времени:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{ПОЛ}} + \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{СТ}}$$

В равновесии:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0$$

$$\left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{ПОЛ}} = - \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{СТ}}$$

# Время релаксации

В отсутствие электрического поля функция распределения изменяется благодаря наличию соударений электронов с дефектами решетки:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{ст}.$$

Если отклонение распределения носителей заряда от равновесного невелико, то:

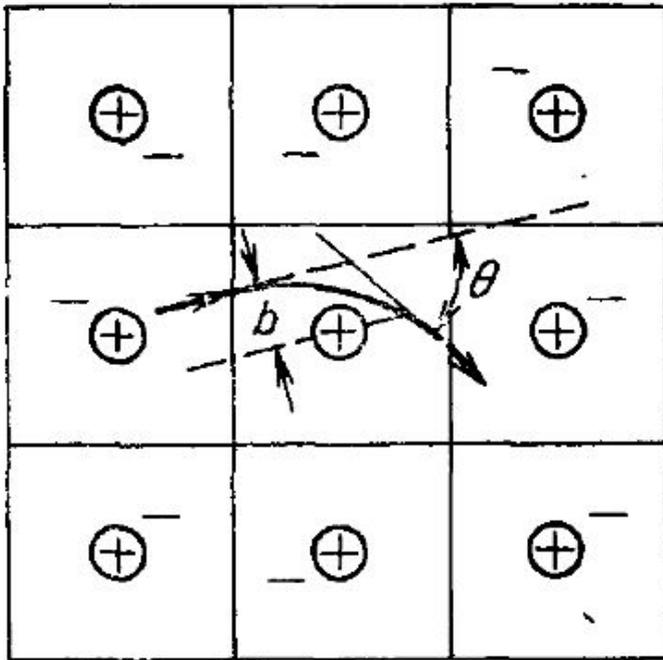
$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{ст} = \frac{f - f_0}{\tau(\mathbf{k})}$$

где  $1/\tau(\mathbf{k})$  — коэффициент пропорциональности,

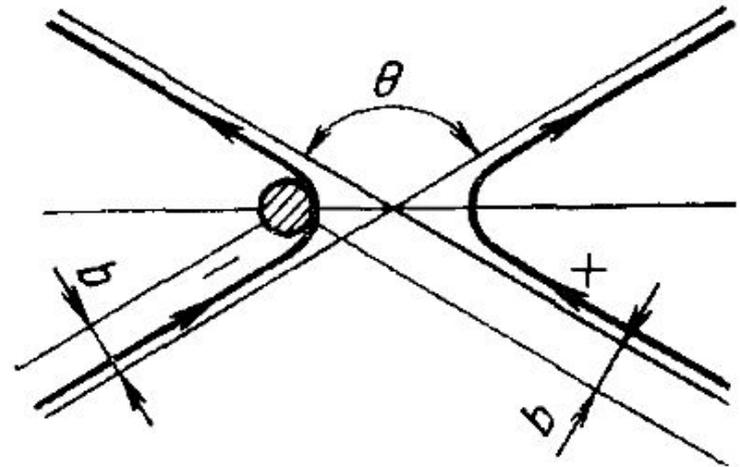
Тогда :

$$f - f_0 = (f - f_0)_{t=0} e^{-t/\tau}.$$

# Рассеяние на ионах примеси



Искривление траектории движения электрона в поле положительного иона примеси

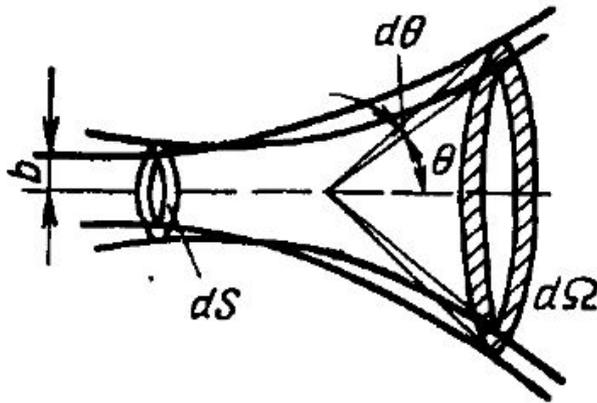


Рассеяние электрона и дырки на положительном ионе примеси

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ионом:

$$U(r) = \pm \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r}$$

# Рассеяние на ионах примеси



Рассеяние электронов точечным несовершенством

Угол рассеяния зависит от прицельного расстояния:

$$b = \frac{Ze^2}{\epsilon_r m^* v^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}$$

Угол между косинусами:

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta.$$

Время релаксации при рассеянии на ионах:

$$\tau_I = \tau_{0I} E^{3/2}$$

Длина свободного пробега:

$$l_I(\mathbf{k}) = \tau_I(\mathbf{k}) v(\mathbf{k}) = \left( \frac{2}{m^*} \right)^{1/2} \tau_{0I} E^2.$$

$$\tau_{0I} = \frac{(2m^*)^{1/2} \epsilon_r^2}{\pi Z^2 e^4 N_I \ln \left[ 1 + \left( \frac{\epsilon_r E}{Ze^2 N_I^{1/3}} \right)^2 \right]}$$

# Рассеяние на атомах примеси и дислокациях

Время релаксации при рассеянии на нейтральных атомах примеси:

$$\tau_A = \frac{e^2 m^{*2}}{20 \epsilon_r \hbar^3} \frac{1}{N_A}$$

Время релаксации при рассеянии на дислокациях кристаллической решетки:

$$\tau_D = \frac{3}{8 R v} \frac{1}{N_D}$$