Твердотельная электроника

Презентации к лекционному курсу

Полупроводниковые диоды

МОСКВА 2012 НИУ «МЭИ»

Уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{q}\frac{\partial \overline{j_n}}{\partial x} \qquad (4.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{q}\frac{\partial \overline{j_p}}{\partial x} \qquad (4.8)$$

Плотности токов электронов и дырок:

$$j_n = j_{n\partial p} + j_{n\partial u\phi} = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \mathrm{E} + q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} \qquad (4.9)$$

$$j_p = j_{p\partial p} + j_{p\partial u\phi} = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \mathrm{E} - q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx} \qquad (4.10)$$

Ток через переход остается постоянным:

$$j_n^{(p)} + j_p^{(p)} = j_n^{(n)} + j_p^{(n)} \qquad (4.11)$$

ПРИНЯТЫЕ ДОПУЩЕНИЯ ПРИ РАСЧЁТЕ ВАХ

- Модель электронно-дырочного перехода одномерная; *p*- и *n*-области имеют бесконечную протяженность.
- Переход тонкий, носители заряда пролетают через ОПЗ без рекомбинации (ОПЗ стянут в линию).
- Обе квазинейтральные области сильно легированы, падением напряжения на них можно пренебречь. Вся внешняя разность потенциалов приложена к *pn*-переходу.
- Рекомбинацию считаем линейной.
- Уровень инжекции мал ($\Delta n_p << p_{p0}$, $\Delta p_n << n_{n0}$).

Но в квазинейтральной области напряженность ***внешнего*** электрического поля равна нулю!

Таким образом, плотность тока в *n*-области определяется диффузионным током дырок, зависящим от их градиента концентрации:

$$\frac{\partial \Delta p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n}{\partial x^2} = 0$$

$$\frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{L_p^2} = 0 \qquad L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$$

Общее решение такого уравнения имеет вид:

$$\Delta p_n = A \cdot \exp\left(-x/L_p\right) + B \cdot \exp\left(x/L_p\right)$$

$$p_n = p_{n0} + \Delta p_n = p_{n0} + A \cdot \exp\left(-x/L_p\right)$$

Концентрация неравновесных дырок на границе ОПЗ при $x=W_n$ равна:

$$p_n\left(W_n\right) = p_{no} \cdot \exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right)$$

При $x=W_n$:

$$A = p_{no} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right) - 1\right] \cdot \exp\left(\frac{W_n}{L_p}\right).$$

Окончательно закон изменения концентрации неравновесных дырок в n-области при $x>W_n$ принимает вид:

$$p_n(x) = p_{n0} + \Delta p_n = p_{n0} + \left[p_n(0) - p_{n0}\right] \cdot \exp\left(-\frac{x - W_n}{L_p}\right) =$$

$$= p_{n0} + p_{n0} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right) - 1\right] \cdot \exp\left(-\frac{x - W_n}{L_p}\right) =$$

$$= p_{n0} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right) - 1\right] \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{x - W_n}{L_p}\right)\right]$$

$$j_p = j_{p_{диф}} = -q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}$$

$$j_p^{(n)} = \frac{q \cdot D_p \cdot p_{n0}}{L_p} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right) - 1\right] \cdot \exp\left(-\frac{x - W_n}{L_p}\right)$$

На границе ОПЗ при $x = W_n$, получим:

$$j_p^{(n)} \big|_{x=W_n} = \frac{q \cdot D_p \cdot p_{n0}}{L_p} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right) - 1\right].$$

Аналогично для p-области при $x < -W_p$:

$$n_p(x) = n_{p0} + n_{p0} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right) - 1\right] \cdot \exp\left(\frac{x + W_p}{L_n}\right) =$$

$$= n_{p0} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right) - 1\right] \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{x + W_p}{L_n}\right)\right]$$

$$j_n^{(p)} = \frac{q \cdot D_n \cdot n_{p0}}{L_n} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right) - 1\right] \cdot \exp\left(\frac{x + W_p}{L_n}\right)$$

Решение уравнения для ВАХ

На границе ОПЗ при $x = -Wp$ справедливо выражение:

$$j_n^{(p)}\,\Big|_{x=-W_p} = \frac{q\cdot D_n \cdot n_{p0}}{L_n}\cdot\left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right)-1\right] \qquad (4.15)$$

=> $$j = q\cdot\left(\frac{D_n\cdot n_{p0}}{L_n}+\frac{D_p\cdot p_{n0}}{L_p}\right)\cdot\left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right)-1\right] = J_s\cdot\left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right)-1\right] \qquad (4.16)$$

где $j_s = j_{sn} + j_{sp} = \dfrac{q\cdot D_n\cdot n_p}{L_n}+\dfrac{q\cdot D_p\cdot p_n}{L_p} =$

$$= q\cdot n_i^2\cdot\left(\frac{D_n}{L_n\cdot N_a}+\frac{D_p}{L_p\cdot N_d}\right) = q\cdot\left(\frac{n_p\cdot L_n}{\tau_n}+\frac{p_n\cdot L_p}{\tau_p}\right) \qquad (4.17)$$

ВАХ тонкого *pn*-перехода описывается уравнением:

$$j = q \cdot \left(\frac{D_n \cdot n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p \cdot p_{n0}}{L_p} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T} \right) - 1 \right] = J_s \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T} \right) - 1 \right].$$

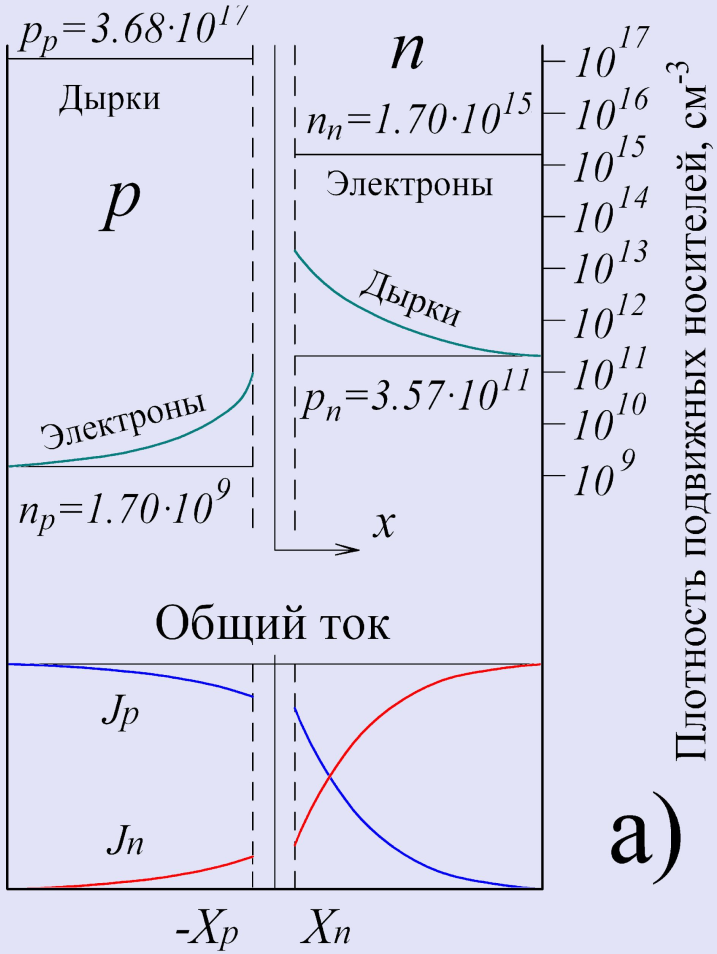
известным как **формула Шокли**.

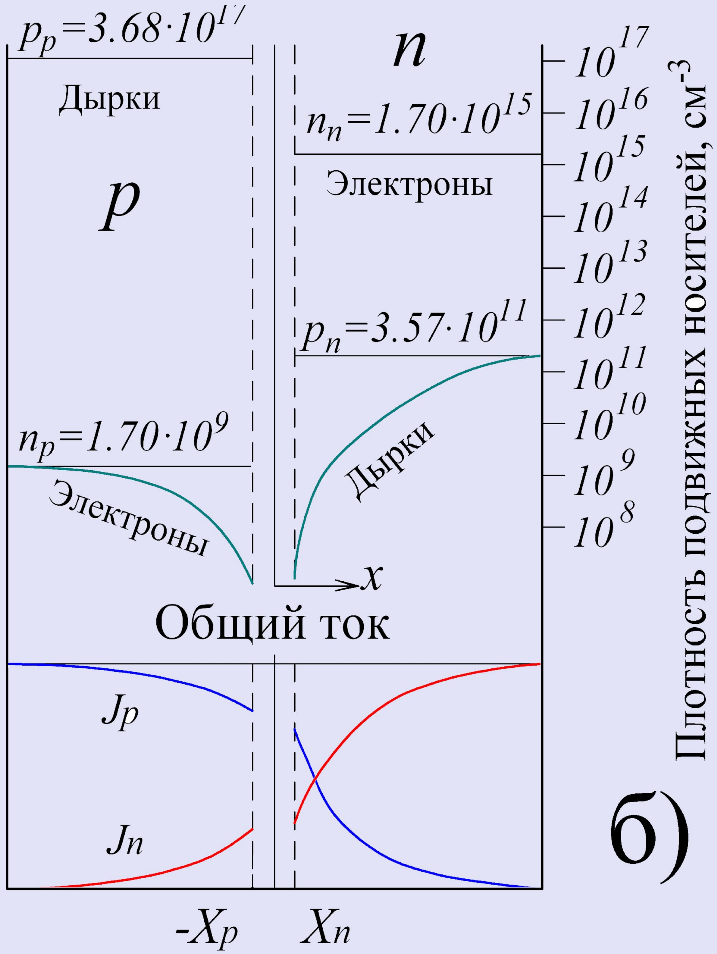
где

$$j_s = j_{sn} + j_{sp} = \frac{q \cdot D_n \cdot n_p}{L_n} + \frac{q \cdot D_p \cdot p_n}{L_p} = q \cdot n_i^2 \cdot \left(\frac{D_n}{L_n \cdot N_a} + \frac{D_p}{L_p \cdot N_d} \right) =$$

$$= q \cdot \left(\frac{n_p \cdot L_n}{\tau_n} + \frac{p_n \cdot L_p}{\tau_p} \right)$$

Распределение носителей в p-n переходе





$$j_p^{(n)} = -\frac{q \cdot D_p \cdot p_{n0}}{L_p} \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)$$

$$j_n^{(p)} = -\frac{q \cdot D_n \cdot n_{p0}}{L_n} \cdot \exp\left(\frac{x}{L_n}\right)$$

$$j_s = j_{sn} + j_{sp} = \frac{q \cdot D_n \cdot n_p}{L_n} + \frac{q \cdot D_p \cdot p_n}{L_p}.$$

Расчет для кремниевого *p-n*-перехода

Пусть $p_{po} = N_a = 10^{18}$ см$^{-3}$, $n_{no} = N_d = 10^{15}$ см$^{-3}$

Тогда $n_{po} = 10^{2}$ см$^{-3}$, $p_{no} = 10^{5}$ см$^{-3}$

При прямом смещении:

Пусть $V_{см} = 0.6$ В , тогда $\exp\left(\frac{V_{см}}{\varphi_T}\right) = \exp\left(\frac{600}{26}\right) \approx 10^{10}$

$$p_n(W_n) = p_{no} \cdot \exp\left(\frac{V_{см}}{\varphi_T}\right) = 10^{15} \text{ см}^{-3}$$ и равна n_{no}

$$n_p(W_p) = n_{po} \cdot \exp\left(\frac{V_{см}}{\varphi_T}\right) = 10^{12} \text{ см}^{-3}$$

При обратном смещении:

Уже при $V_{см} = -3 \cdot \varphi_T = -78$ мВ $\quad \exp(-3) \approx 0.05$

т.е. граничные концентрации составляют 5% от исходных.

$$n_{po} << \Delta n_p \quad \text{и} \quad p_{no} << \Delta p_n$$

$$p_n(x) \approx p_{n0} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T} \right) - 1 \right] \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p} \right)$$

$$n_p(x) \approx n_{p0} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\varphi_T} \right) - 1 \right] \cdot \exp\left(\frac{x}{L_n} \right)$$

$$j_{pS} = -\frac{q \cdot D_p \cdot p_{n0}}{L_p} \qquad j_{nS} = -\frac{q \cdot D_n \cdot n_{p0}}{L_n}$$

$D_p = 2.5$ см^2/с $\qquad D_n = 25$ см^2/с

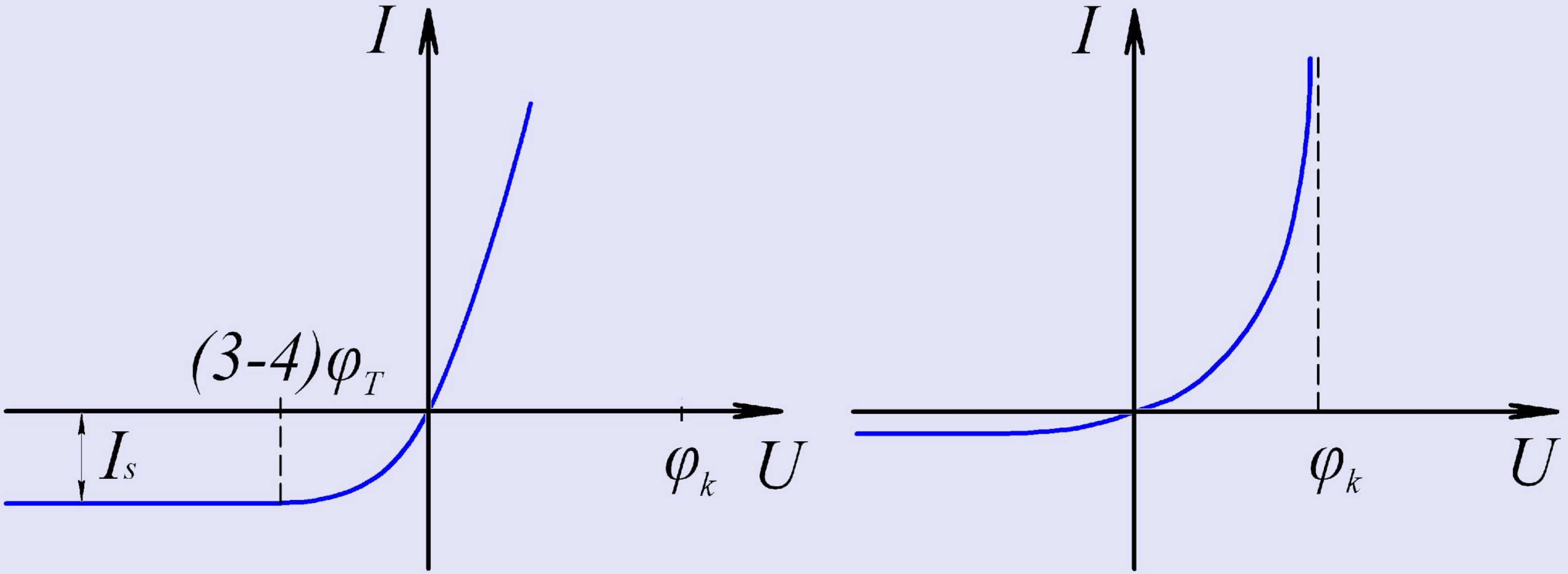
$L_p = 14 \cdot 10^{-4}$ см $\qquad L_n = 20 \cdot 10^{-4}$ см

$j_{pS} = 0.3 \cdot 10^{-10}$ А/см^2 $\qquad j_{nS} = 2 \cdot 10^{-13}$ А/см^2

$$j_p \approx j_{pS} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right)\right] = 0.3 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{10} = 0.3 \ \text{А/см}^2$$

$$j_n \approx j_{nS} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right)\right] = 2.3 \cdot 10^{-13} \cdot 10^{10} = 2 \cdot 10^{-3} \text{А/см}^2$$

ВАХ p-n-перехода



Оценим, насколько справедливо в нашем примере предположение, что напряжение смещения приложено только к *pn*-переходу. Для полученного полного тока определим падение напряжения на толще *n*- и *p*-областей, приняв длину *n*-области l_n =0,01 см, длину *p*-области за 1 мкм=10^{-4} см. Проводимости $\sigma_n = q \cdot \mu_n \cdot n$, $\sigma_p = q \cdot \mu_p \cdot p$. Подвижности μ_n и μ_p зависят от концентраций примеси в полупроводниках, исходя из данных, приведенных в литературе: μ_n = 300 см^2/В·с, μ_p =100 см^2/В·с.

$\sigma_n = q \cdot \mu_n \cdot n =$ $1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{15} \cdot 300 = 4{,}8 \cdot 10^{-2} (Ом \cdot см)^{-1}$

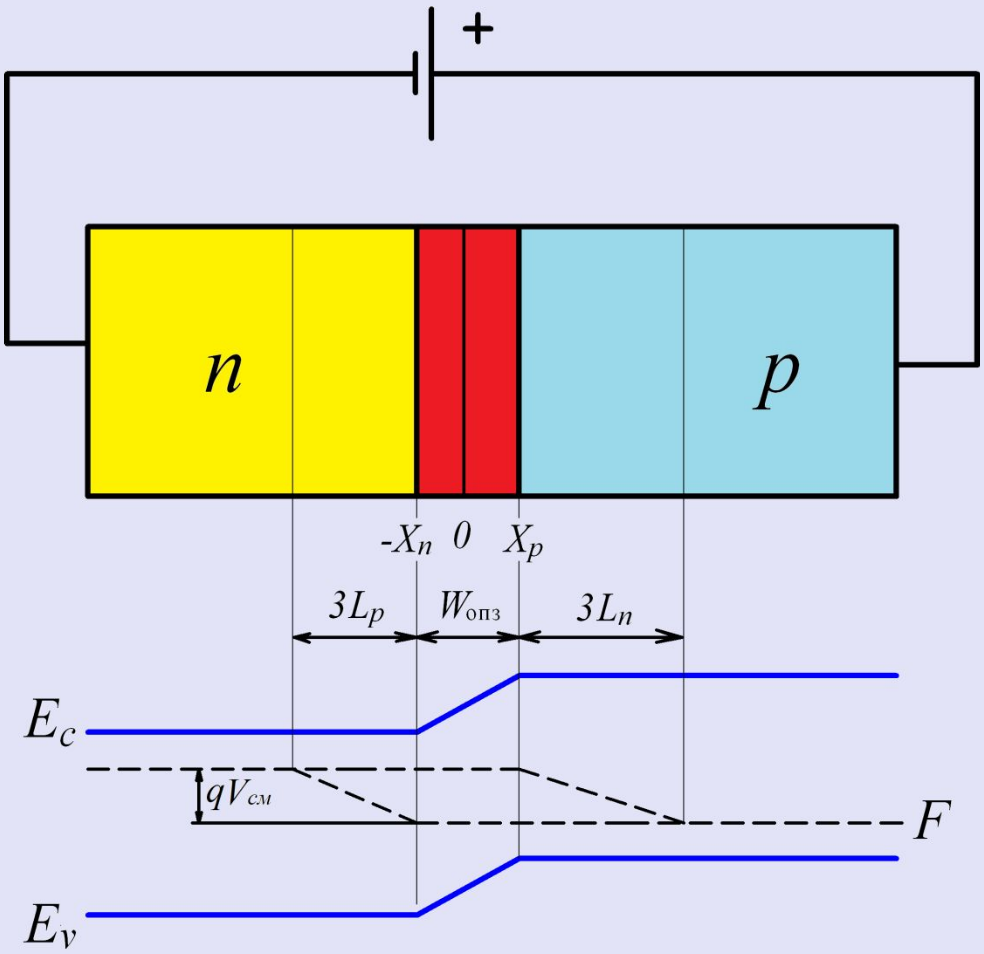
$\sigma_p = q \cdot \mu_p \cdot p =$ $1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{18} \cdot 100 = 16 (Ом \cdot см)^{-1}$

Падение напряжения на *n*- и *p*-слоях

$$V_n = \frac{j}{\sigma_n} \cdot l_n \cong \frac{0{,}3 \cdot 10^2 \cdot 0{,}01}{4{,}8} = 0{,}0625 B$$

$$V_p = \frac{j}{\sigma_p} \cdot l_p \cong \frac{0{,}3 \cdot 10^2 \cdot 10^{-4}}{16} = 0{,}0002 B$$

Прямое смещение p-n-перехода



Ширина ОПЗ:

$$W_{np} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s}{q} \cdot \left(\phi_k - V_{см}\right) \cdot \frac{N_d + N_a}{N_d \cdot N_a}}$$

Концентрация дырок:

$$p_n\left(\chi_n\right) = p_p \cdot \exp\left(-\frac{\left(\phi_k - V_{см}\right)}{\phi_T}\right) =$$

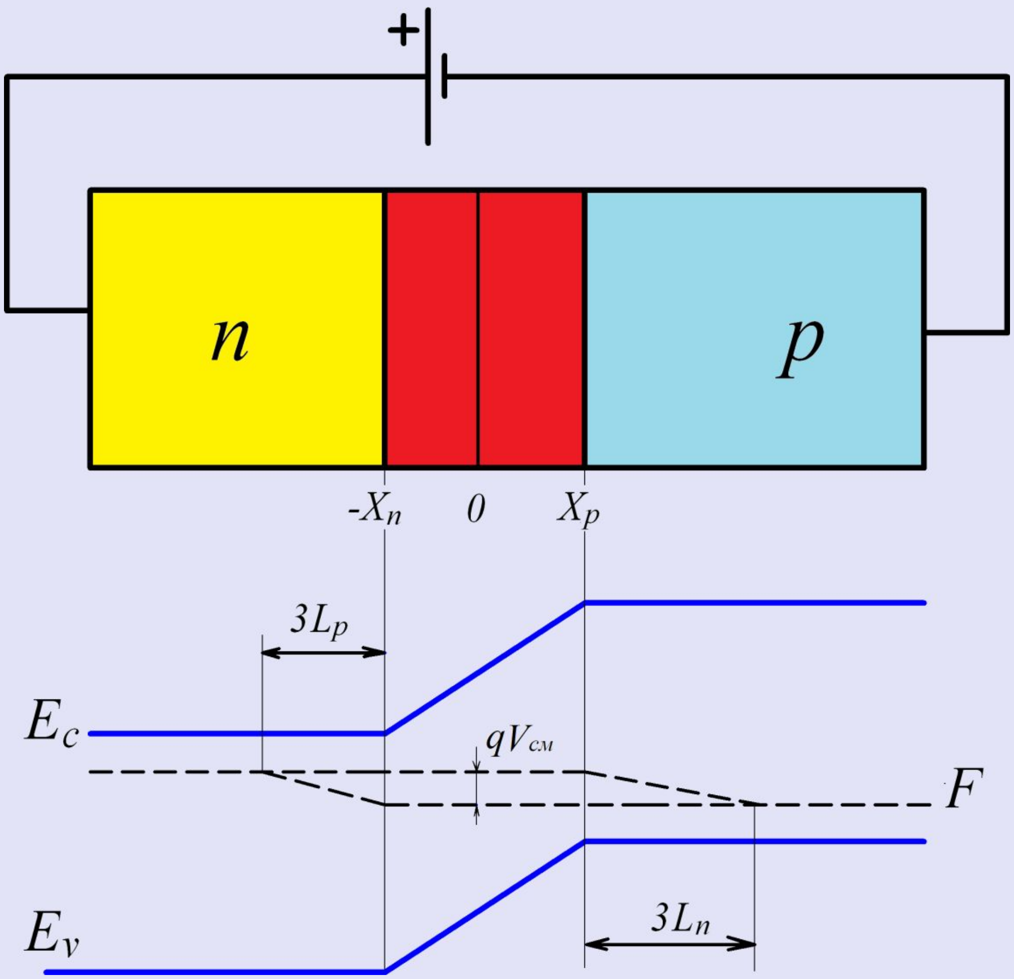
$$= p_{no} \cdot \exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right)$$

Избыточные концентрации:

$$\Delta p_n\left(\chi_n\right) = p_n - p_{n0} = p_{no} \cdot \exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T} - 1\right)$$

$$\Delta n_p\left(-\chi_p\right) = n_{po} \cdot \exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T} - 1\right)$$

Обратное смещение p-n-перехода



Ширина ОПЗ:

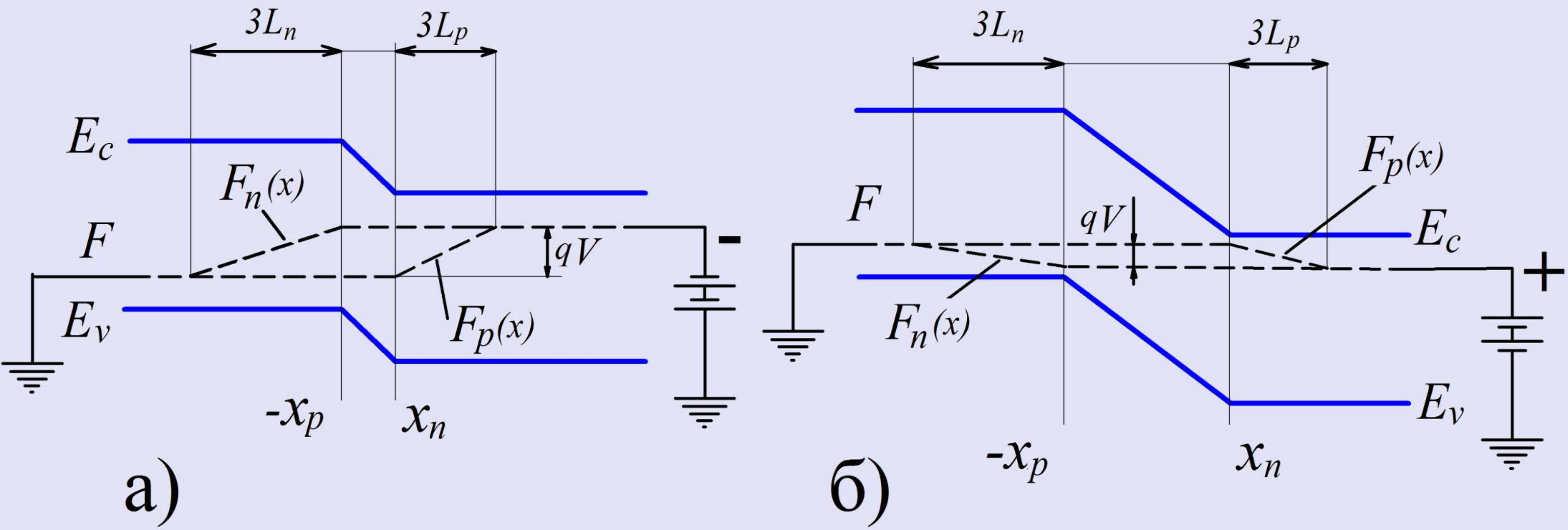
$$W_{обр} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s}{q} \cdot (\phi_k + V_{см}) \cdot \frac{N_d + N_a}{N_d \cdot N_a}}$$

Концентрация дырок:

$$p_n(\chi_n) = p_p \cdot \exp\left(-\frac{(\phi_k + V_{см})}{\phi_T}\right) =$$

$$= p_{no} \cdot \exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right)$$

Энергетические диаграммы при прямом и обратном смещении *p-n*-перехода



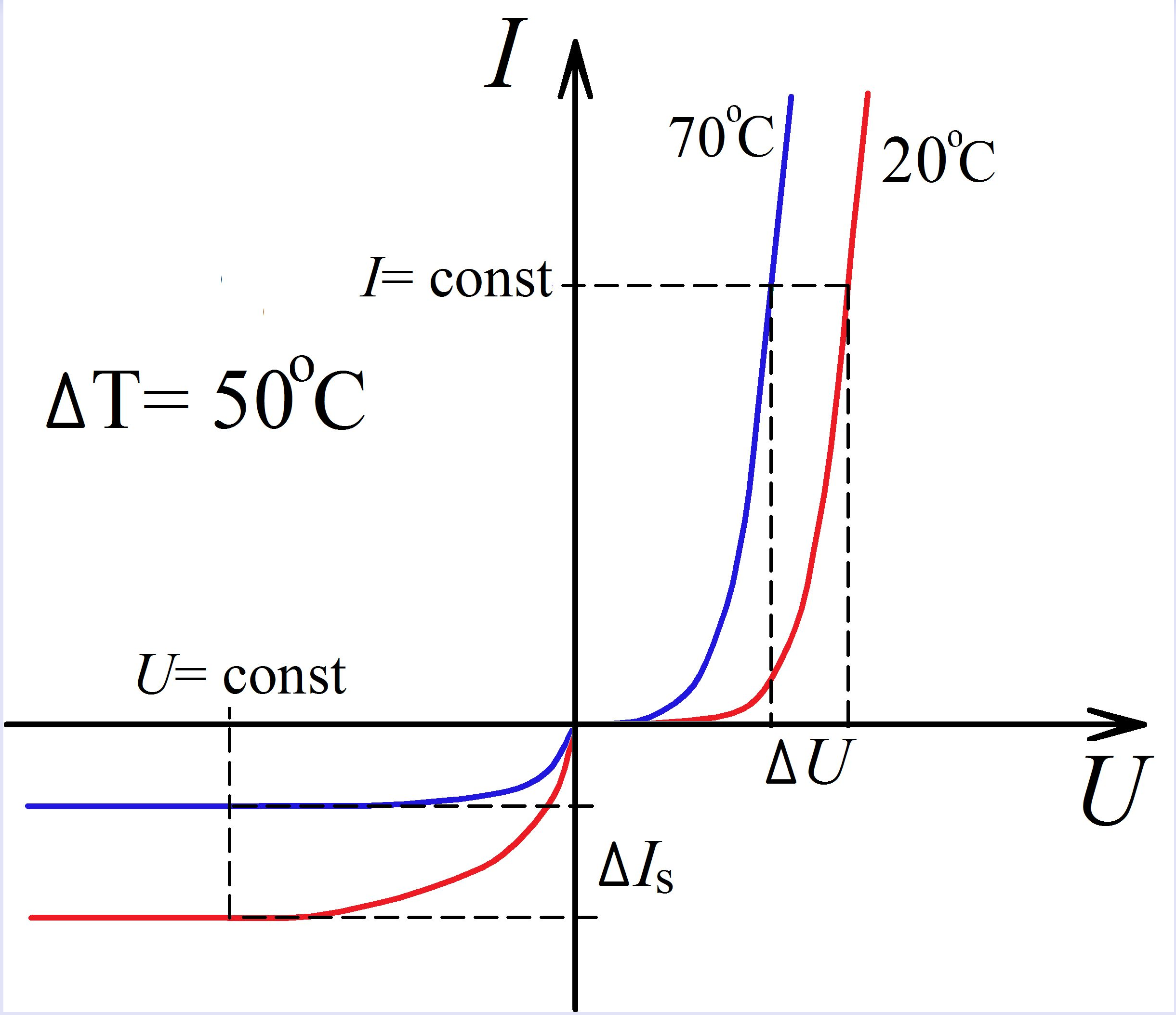
Влияние различных факторов на ВАХ *pn*-перехода

$$n_i = \sqrt{N_c(T) \cdot N_v(T)} \cdot \exp\left(- \frac{-E_g(T)}{2kT} \right)$$

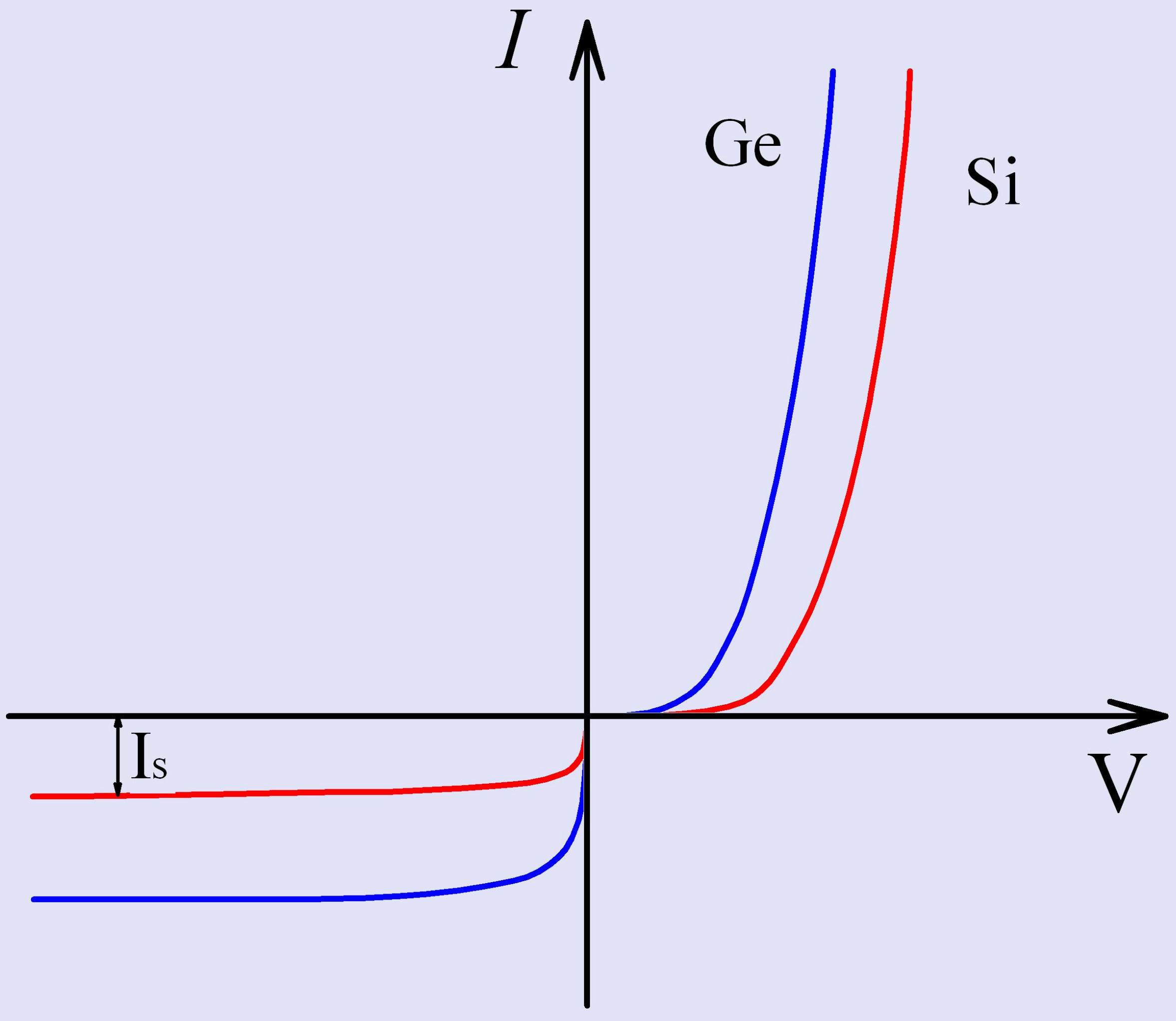
$$j_s = j_{sn} + j_{sp} = \frac{q \cdot D_n \cdot n_p}{L_n} + \frac{q \cdot D_p \cdot p_n}{L_p} = q \cdot n_i^2 \cdot \left(\frac{D_n}{L_n \cdot N_a} + \frac{D_p}{L_p \cdot N_d} \right).$$

$$\phi_k = \phi_T \ln \frac{N_d \cdot N_a}{n_i^2}$$

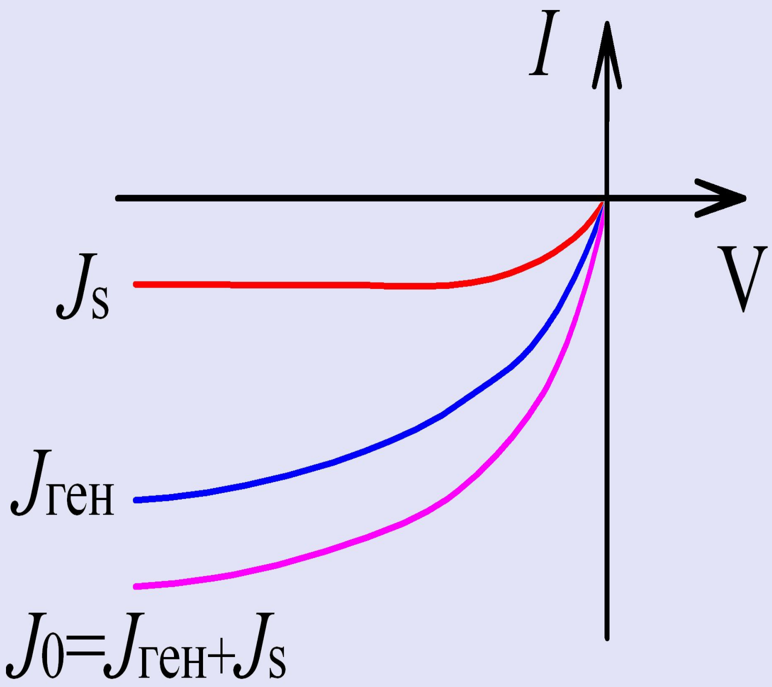
Влияние температуры на ВАХ



ВАХ кремниевого и германиевого диодов



Влияние генерации-рекомбинации на ВАХ



Ширина ОПЗ:

$$W_{np} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s}{q} \cdot (\phi_k - V_{см}) \cdot \frac{N_d + N_a}{N_d \cdot N_a}}$$

Ток генерации-рекомбинации:

$$J_{ГЕН} = J_{GR0} \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{m \cdot \phi_T} \right) - 1 \right] \qquad (4.18)$$

$$J_{GR0}(V_{см}) = \frac{q \cdot n_i \cdot W(V_{см})}{\tau_{ЭФФ}},$$

$$\tau_{ЭФФ} = 2 \cdot \sqrt{\tau_n \cdot \tau_p} \left(\frac{E_t - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{\tau_p}{\tau_n} \right)$$

$$\tau_{eff} \cong \sqrt{\tau_n \cdot \tau_p} \cdot \ln \frac{\tau_p}{\tau_n}, \; если \; E_t \cong E_i$$

– прямое смещение *pn*-перехода:

$$\tau_{np} = \sqrt{\tau_n \cdot \tau_p}$$

– обратное смещение *pn*-перехода:

$$\tau_{обр} = \tau_n + \tau_p$$

Емкостные свойства *pn*-перехода

К расчету емкости p-n-перехода

При нулевом смещении на рп-переходе:

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{q}\phi_k\,\frac{N_d + N_a}{N_d N_a}}$$

$$W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{q}\phi_k\cdot\frac{N_a}{(N_d + N_a)N_d}};\quad W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{q}\phi_k\cdot\frac{N_d}{(N_d + N_a)N_a}}$$

При обратном смещении:

$$W_{обр} = \sqrt{\frac{2\cdot\varepsilon_0\cdot\varepsilon_s}{q}\cdot(\phi_k + V_{см})\cdot\frac{N_d + N_a}{N_d\cdot N_a}}$$

$$W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{q}\cdot(\phi_k + V_{см})\cdot\frac{N_a}{(N_d + N_a)N_d}};\quad W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{q}\cdot(\phi_k + V_{см})\cdot\frac{N_d}{(N_d + N_a)N_a}}$$

Из формулы для плоского конденсатора:

$$C_{бар} = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s \cdot S}{W} = S \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s \cdot q}{2 \cdot \left(\phi_k + V_{см}\right)} \cdot \frac{N_d \cdot N_a}{N_d + N_a}}$$

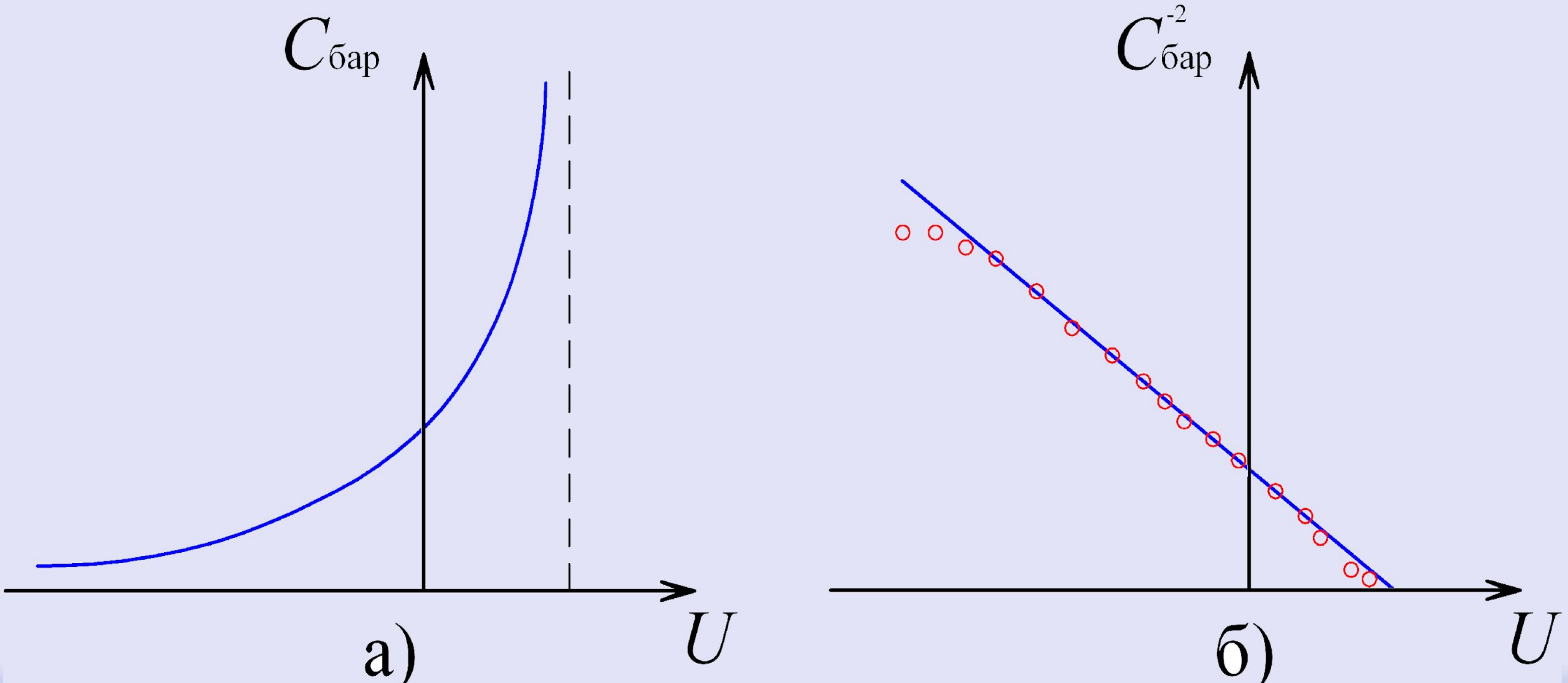
При
Na>>Nd:

$$C_{бар} = S \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s \cdot q}{2 \cdot \left(\phi_k + V_{см}\right)} \cdot N_d}$$

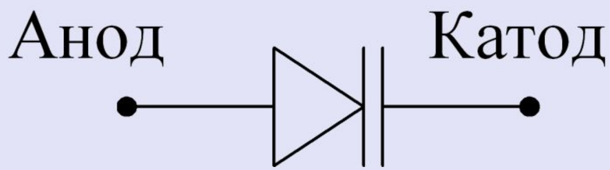
Барьерная емкость диода

Для ступенчатого *pn*-перехода с площадью *S*:

$$C_{бар} = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s \cdot S}{W(V_{см})} = S \cdot \sqrt{\frac{q \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_s}{2 \cdot (\phi_k - V_{см})} \cdot \frac{N_d \cdot N_a}{N_d + N_a}}$$



Емкость *pn*-перехода может изменяться в значительных пределах, что позволило использовать это свойство в *варикапах*.



Варикап – нелинейный управляемый конденсатор, емкость которого изменяется в зависимости от обратного напряжения. В варикапах используется барьерная емкость, не зависящая от частоты вплоть до миллиметрового диапазона, имеющая малый температурный коэффициент емкости.

Варикап обладает высокой стабильностью параметров во времени. В радиоэлектронных устройствах варикапы применяют в усилителях, умножителях частоты, смесителях, детекторах и в схемах с электронной настройкой.

Диффузионная емкость *pn*-перехода

$$C_{диф} = \frac{dQ}{dV}$$

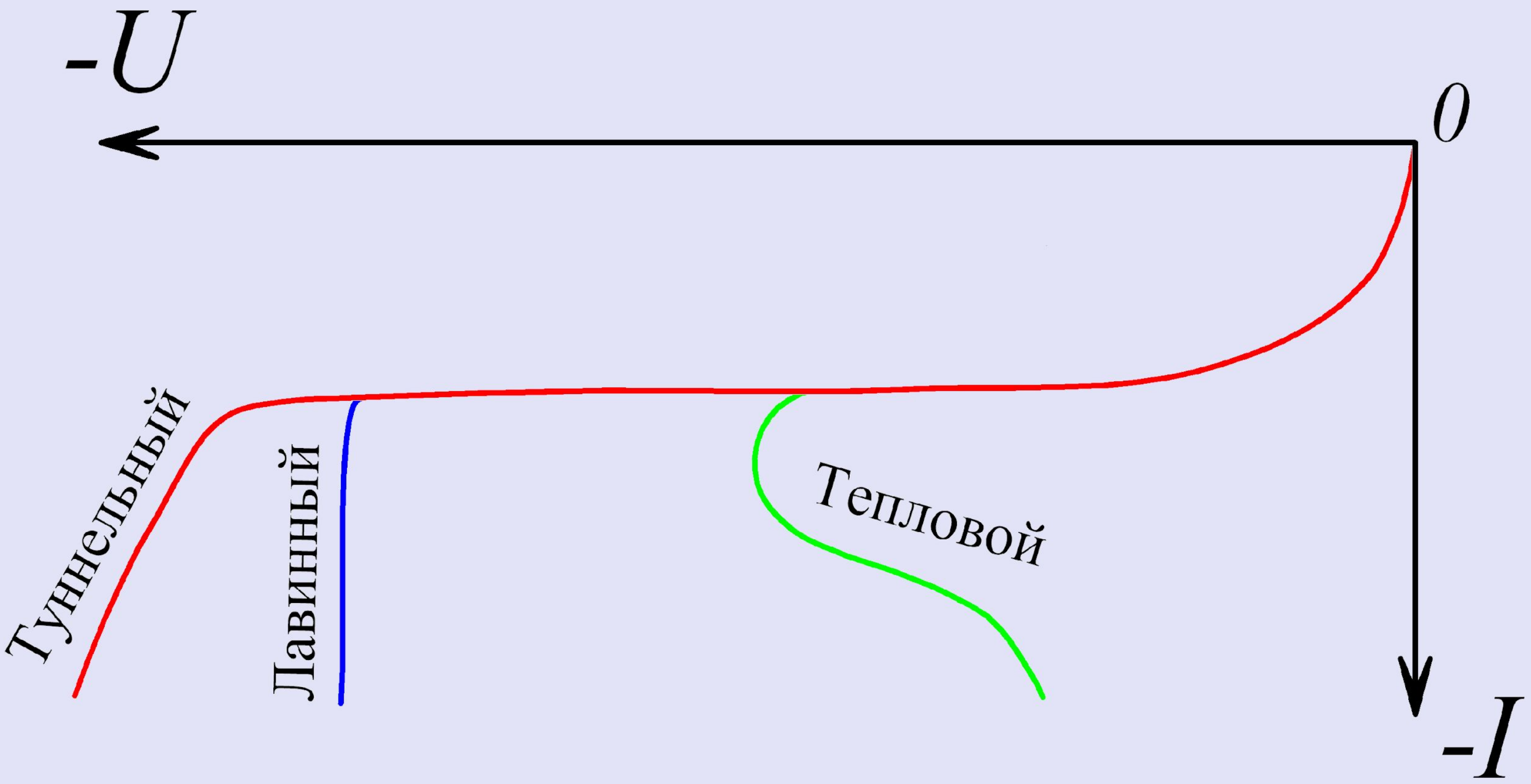
где Q – инжектированный заряд.

$$C_{диф} = \frac{(I_p\tau_p + I_n\tau_n)}{\phi_T} = S\,\frac{j_p\tau_p + j_n\tau_n}{\phi_T}$$

Полная емкость pn-перехода равна сумме барьерной и диффузионной емкостей. При прямых напряжениях барьерная емкость много меньше диффузионной, а при обратных напряжениях она значительно превышает ее. Соотношения между барьерной и диффузионной емкостью определяют *частотные зависимости pn*-перехода.

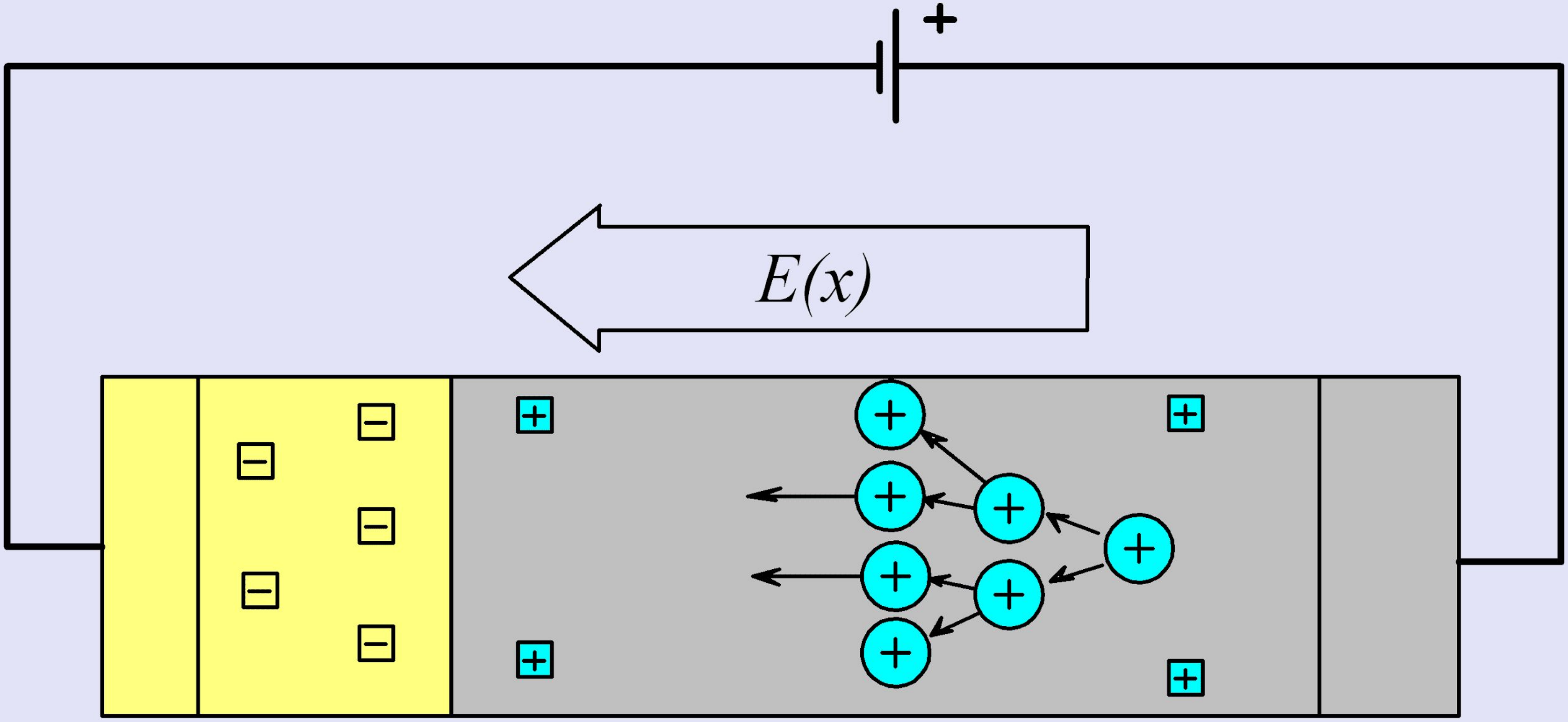
Пробой *p-n*-перехода

Обратная ВАХ при различных видах пробоя

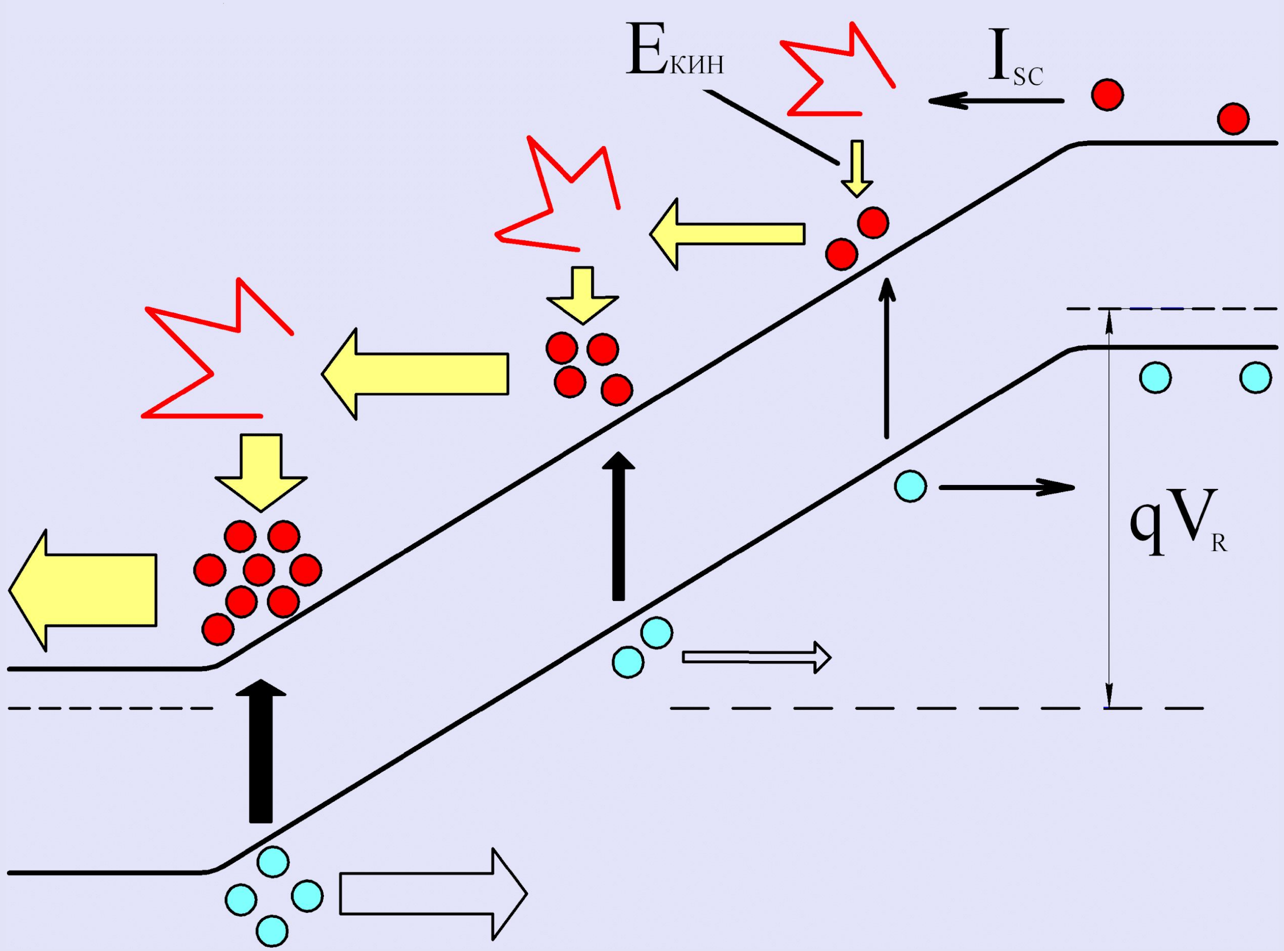


Схема, иллюстрирующая лавинный пробой

$$q \cdot l_{св} \cdot \text{E}_{пр} \geq E_g \qquad W >> l_{св}$$



Лавинный пробой



Коэффициент лавинного умножения ***M***, определяемый как *количество актов лавинного умножения в области сильного электрического поля*, для которого справедливо следующее эмпирическое *соотношение Миллера*:

$$M = \frac{J}{J_0} \approx \left[1 - \left(\frac{V_{см}}{V_{проб}} \right)^n \right]^{-1}$$

Напряжение лавинного пробоя зависит от степени легирования *p*- и *n*-областей. Так, например для резкого кремниевого *p-n*-перехода зависимость напряжения пробоя от степени легирования *n*-области имеет вид:

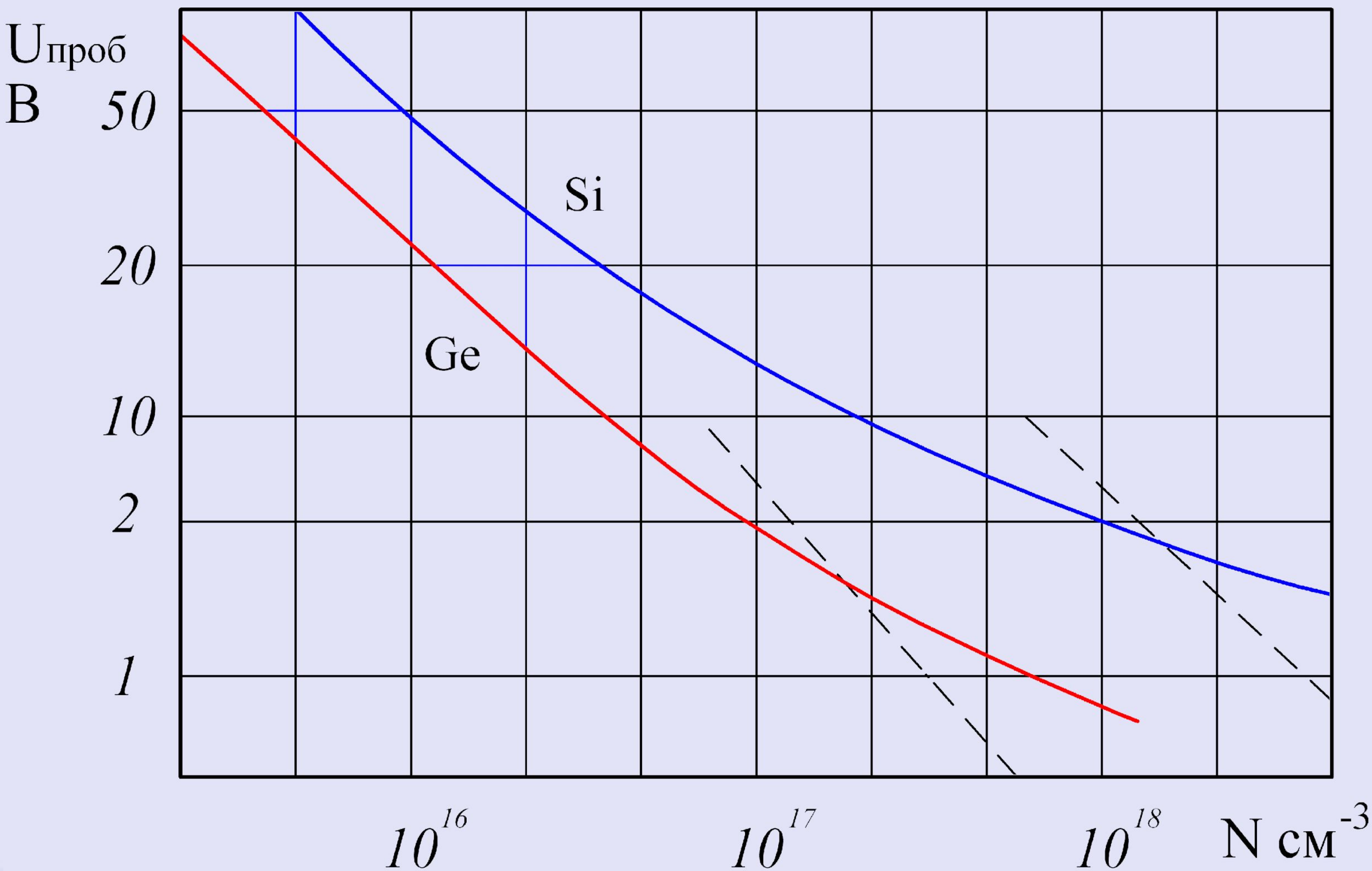
$$V_{проб} \approx 60 \cdot \left(\frac{E_g}{1.1}\right)^{3/2} \cdot \left(\frac{N}{10^{16}}\right)^{-3/4}$$

Напряжение лавинного пробоя кремниевого *pn*-перехода с *линейным* распределением примеси (то есть при изменении примеси по линейному закону) определяется формулой:

$$V_{проб} \approx 60 \cdot \left(\frac{E_g}{1.1}\right)^{1,2} \left(\frac{a}{3 \cdot 10^{20}}\right)^{-0,4},$$

где a – градиент концентрации примеси

Зависимость напряжения лавинного пробоя от концентрации примеси в низколегированной области для резкого *pn*-перехода

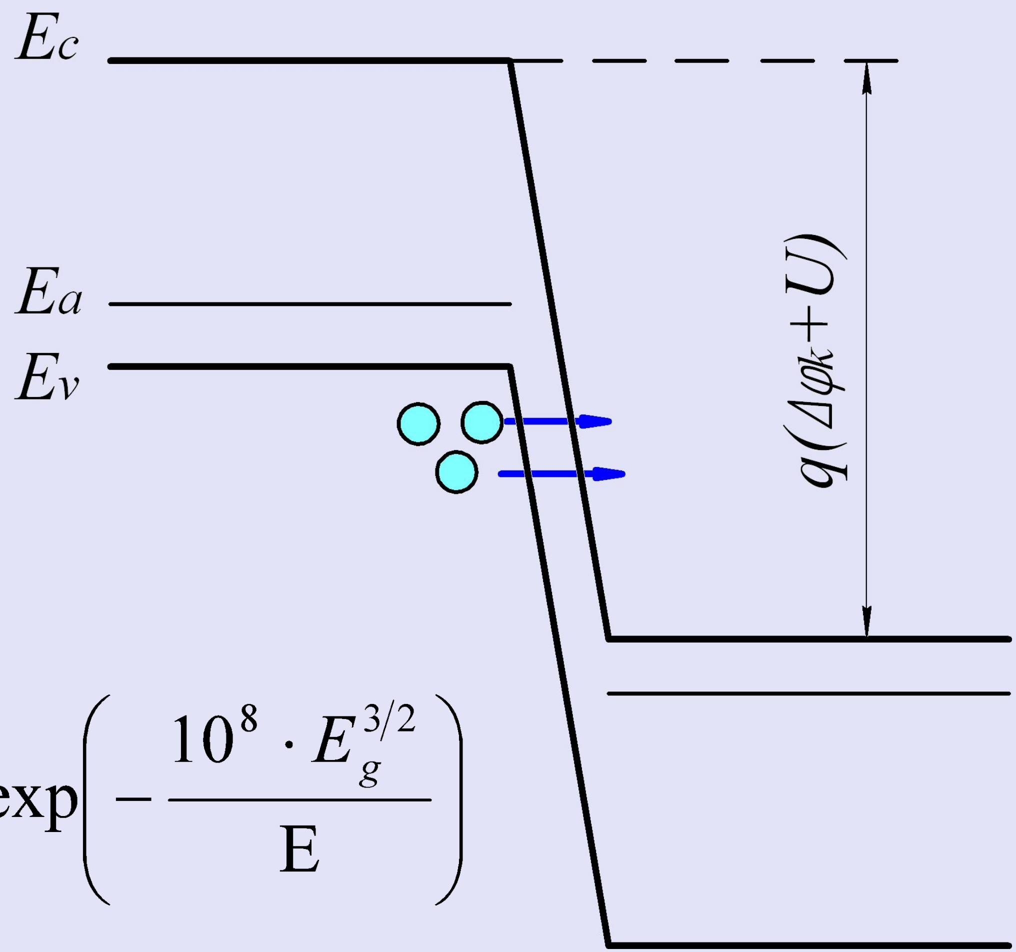


Температурная зависимость напряжения лавинного пробоя определяется уменьшением длины свободного пробега носителей заряда с *увеличением* температуры.

При этом величина напряжения пробоя увеличивается, так как энергию, необходимую для разрыва ковалентных связей носители могут набрать при *больших* напряжениях.

Туннельный
пробой *pn*-перехода

Зонная диаграмма сильнолегированного p-n-перехода при обратном смещении



$$I_{ТУН} = A \cdot V_{см}^{2} \cdot \exp\left(-\frac{10^{8} \cdot E_g^{3/2}}{\mathrm{E}}\right)$$

Чтобы этот эффект имел место, электрическое поле должно быть настолько сильным, чтобы обеспечить такой наклон зон, при котором заполненные электронами уровни валентной зоны оказались напротив незаполненных энергетических уровней разрешенной зоны, а ширина потенциального барьера сравнима с длиной волны де Бройля электрона.

Напряжение туннельного пробоя сравнительно слабо зависит от температуры. Однако с *ростом* температуры ширина запрещенной зоны германия и кремния уменьшается, вероятность туннелирования возрастает, и величина критической напряженности поля уменьшается. Поэтому напряжение туннельного пробоя *уменьшается*.

Поскольку напряжение, при котором возникает лавинный и туннельный пробой достаточно стабильно, этот эффект используется для создания приборов, падение напряжения на которых остается стабильным при изменении тока – *стабилитронов*.

Тепловой пробой *pn*-перехода

При увеличении обратного напряжения увеличивается мощность, рассеиваемая в переходе в виде тепла, поэтому для *pn*-переходов со сравнительно высокими обратными токами возможен разогрев.

Начавшийся разогрев, в свою очередь, приведет к увеличению обратного тока. Таким образом, в *pn*-переходе возникает положительная обратная связь, ведущая к возникновению тепловой неустойчивости – *тепловому пробою*.

Влияние сопротивления базы на ВАХ

падение напряжения на базе:

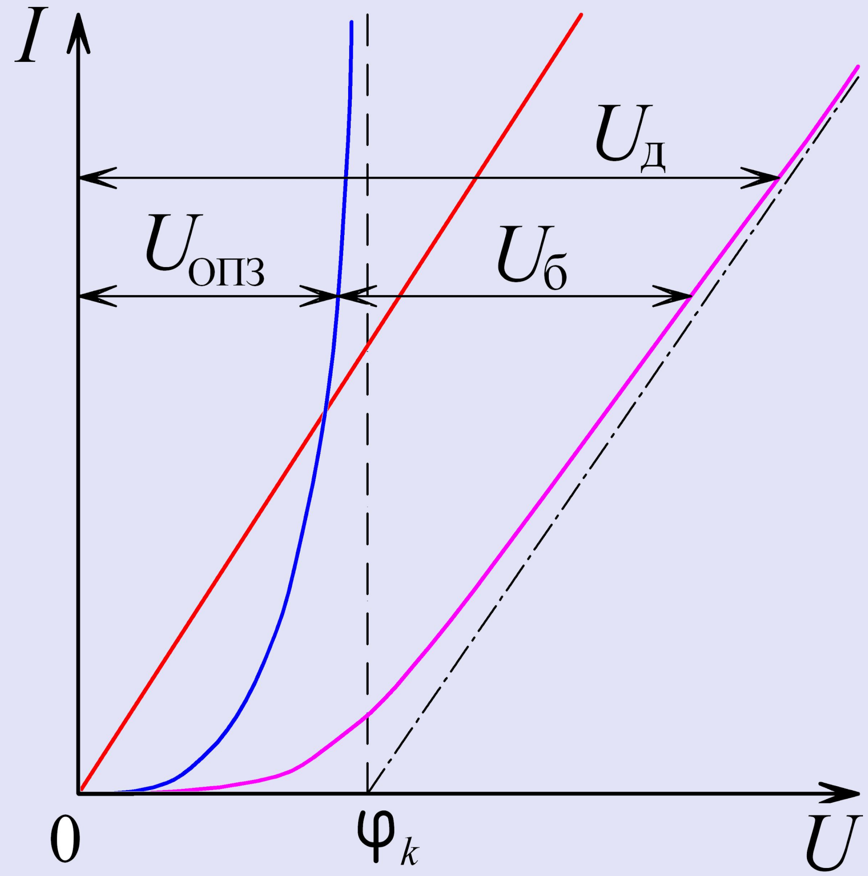
$$U_б = Ir_б$$

$$r_б = \rho_n W_n / S$$

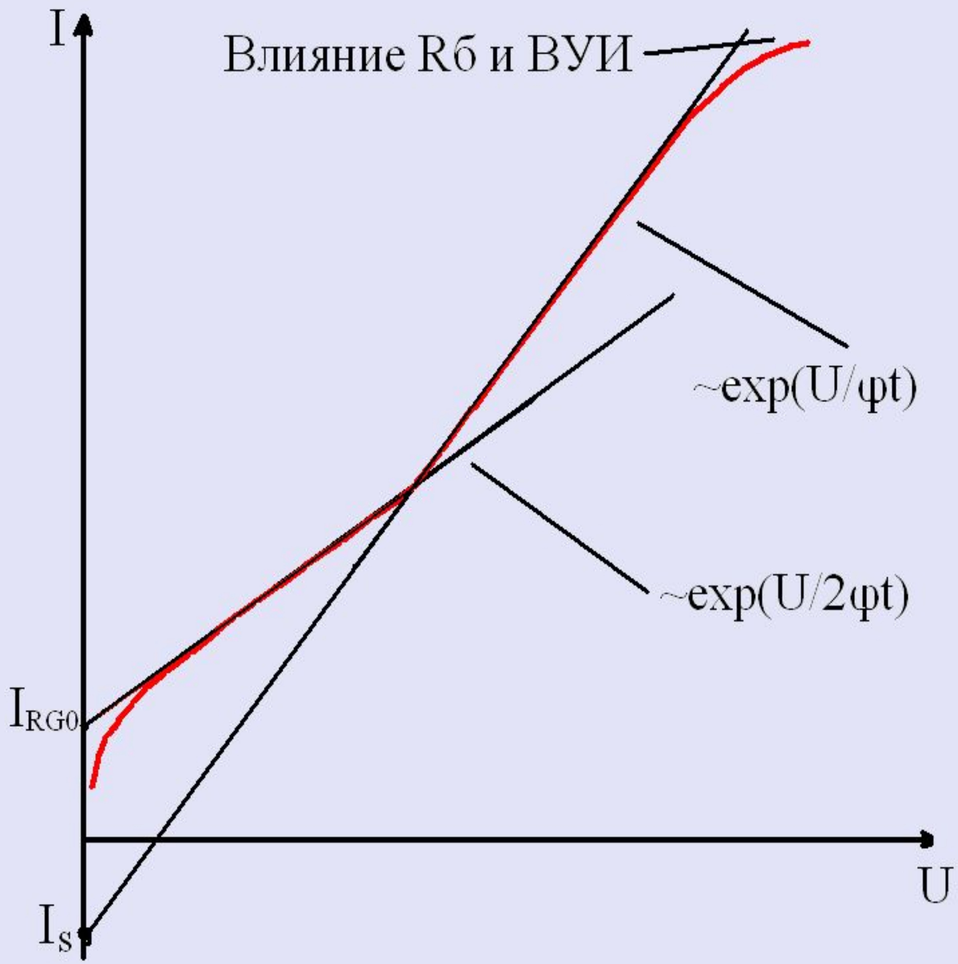
где $\rho_n = \dfrac{1}{\sigma_n} = \dfrac{1}{q\mu_n n}$

$$U = \varphi_T \ln\left(I / I_S + 1\right)$$

$$U_Д = U + U_б = \varphi_T \ln\left(I / I_S + 1\right) + Ir_б$$



Прямая ВАХ в полулогарифмическом масштабе



Толщина базы $l_n - W_n(V_{см})$, в свою очередь, влияет на закон распределения инжектированных носителей и диффузионных токов.

Экспоненциальное распределение, представленное в формулах справедливо для ***длинной*** базы, то есть при

$$l_n - W_n(V_{см}) >> L_p$$

В случае короткой базы:

$$p_n(x) = p_{n0} + \Delta p_{n0} \cdot \frac{sh\dfrac{x_n - W_n - x}{L_p}}{sh\dfrac{x_n - W_n}{L_p}}$$

$$p_n(x) = p_{n0} + \Delta p_{n0} \cdot \left(1 - \frac{x}{x_n - W_n}\right)$$

Характеристическое сопротивление диода

Различают два вида характеристического сопротивления диодов: *дифференциальное сопротивление* r_d и *сопротивление по постоянному току* R_D.

Дифференциальное сопротивление определяется как

$$r_d = \frac{dV_{см}}{dI} = \left[\frac{dI}{dV_{см}}\right]^{-1} =$$

$$= \left[\frac{I_s}{\phi_T} \cdot \exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T}\right) - \frac{I_s}{\phi_T} + \frac{I_s}{\phi_T}\right]^{-1} = \left[\frac{I + I_s}{\phi_T}\right]^{-1} = \frac{\phi_T}{I + I_s}$$

Сопротивление по постоянному току R_D

Определяется как отношение приложенного напряжения к протекающему току через диод:

$$R_D = \frac{V_{см}}{I} = \frac{V_{см}}{I_s \cdot \left[\exp\left(\frac{V_{см}}{\phi_T} \right) - 1 \right]}$$

На прямой ВАХ сопротивление $R_D > r_d$, на обратной – $R_D < r_d$.

В точке вблизи нулевого значения напряжения $V_{см} \ll kT/q$ значения сопротивлений совпадают.

Действительно, разложив экспоненту, получаем:

$$R_D = \phi_T \cdot \frac{1}{I_s} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{I_s} = r_d$$

Переходные процессы в полупроводниковых диодах

При быстрых изменениях напряжения на полупроводниковом диоде значение тока через диод, соответствующее статической ВАХ, устанавливается не сразу. Процесс установления тока при таких переключениях называют *переходным процессам*.

Переходные процессы в полупроводниковых диодах связаны с накоплением носителей в базе диода при его прямом включении и их рассасывании в базе при быстром изменении полярности напряжения на диоде. Так как электрическое поле в базе обычного диода отсутствует, то движение неосновных носителей в базе определяется законами диффузии и происходит относительно медленно. В результате кинетика накопления носителей в базе и их рассасывание влияют на *динамические свойства* диодов в режиме переключения.

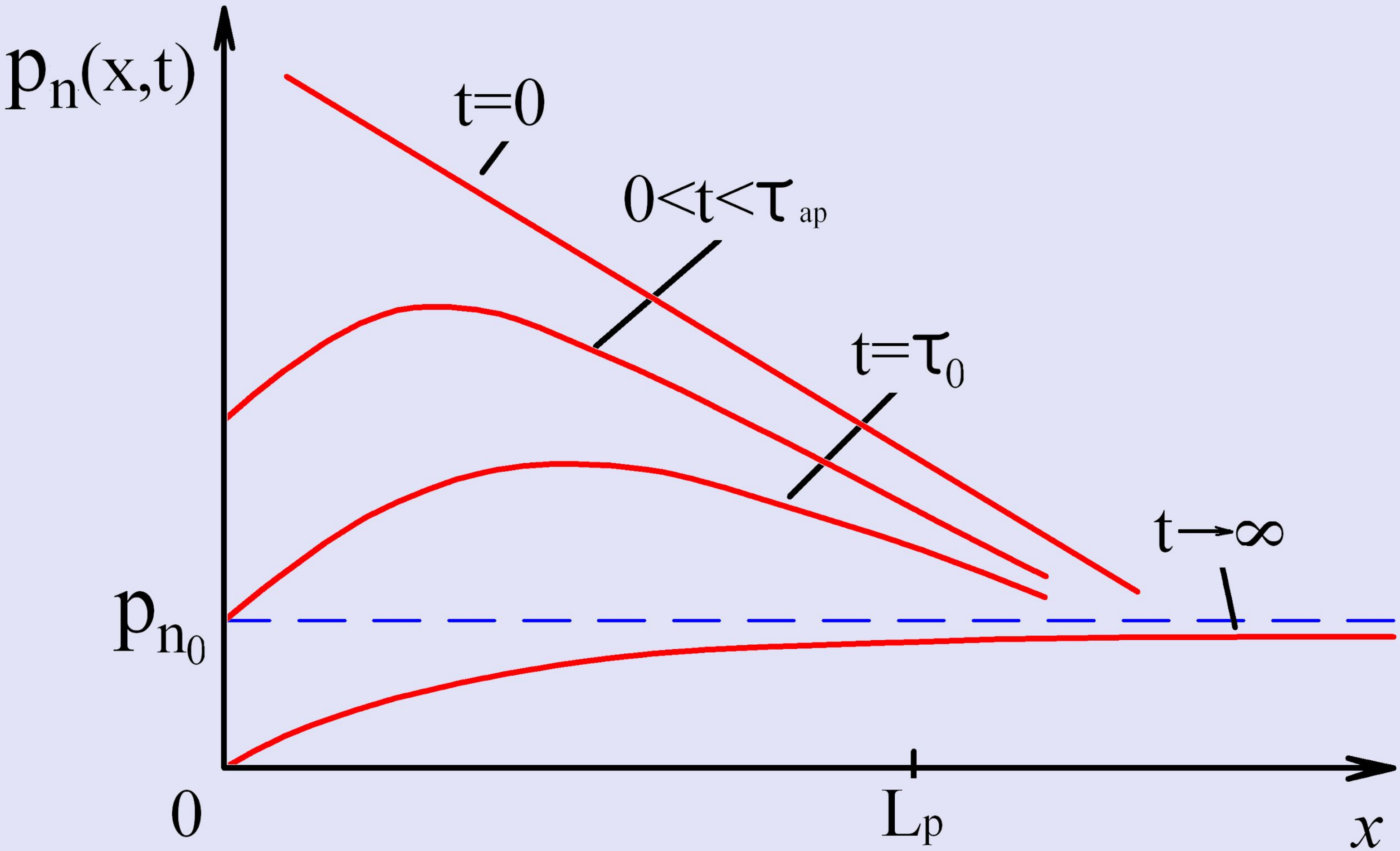
При $t = 0$ $$p_n(x) = (p_{n1} - p_{n0}) \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) + p_{n0}$$

С течением времени концентрация неравновесных носителей будет убывать, следовательно, будет убывать и обратный ток.

За время τ0, называемое *временем восстановления обратного сопротивления* или *временем рассасывания*, обратный ток придет к значению, равному току насыщения.

При $t \to \infty$ $$p_n = p_{n0}\left(1 - \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)\right)$$

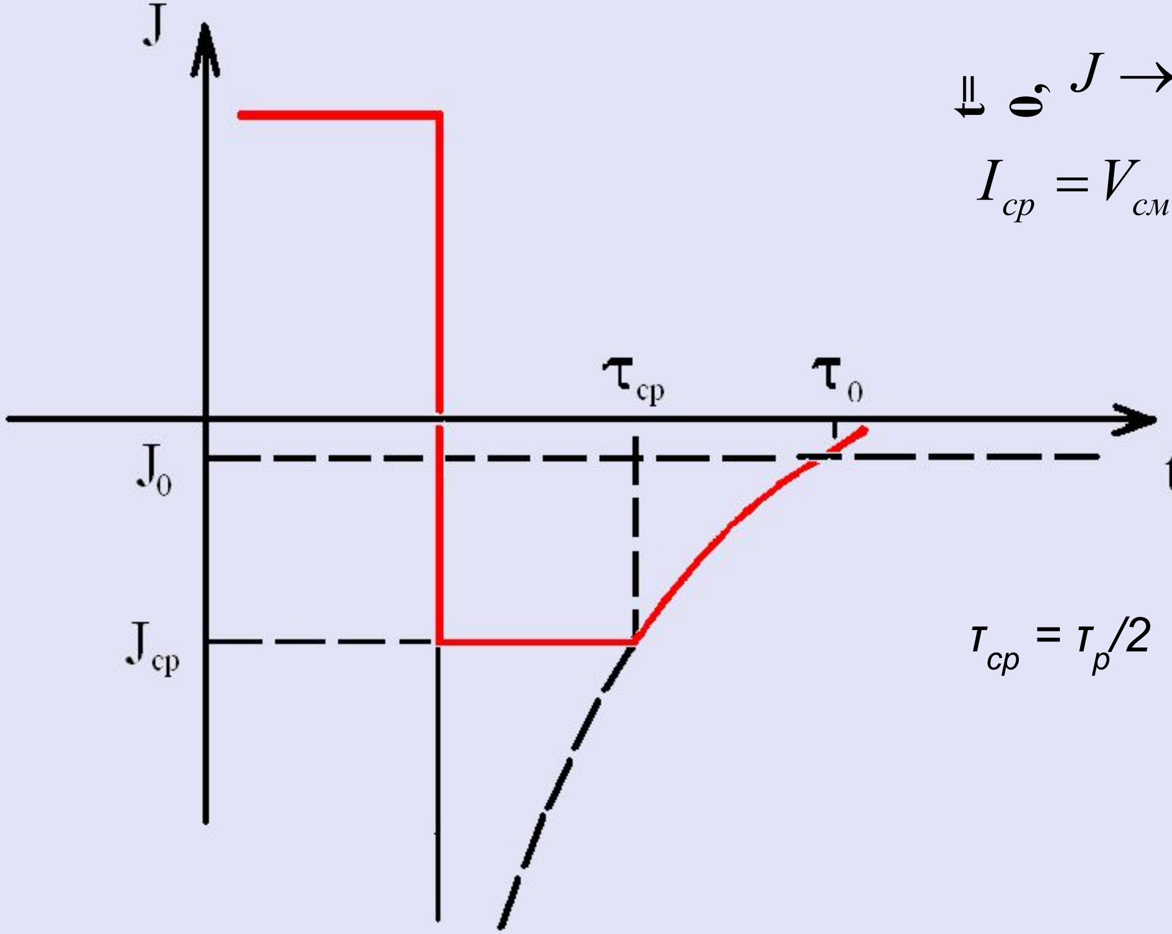
Координатные зависимости *p(x,t)* в различные моменты времени



Обратный ток обусловлен только диффузией дырок к границе ОПЗ *p*-*n*-перехода:

$$j = -qD_p \frac{dp_n}{dx}\Big|_{x=0}$$

Зависимость обратного тока при переключении диода



$t = 0$, $J \to \infty$

$$I_{ср} = V_{см} / r_{б}$$

$\tau_{cp} = \tau_p/2$

Полупроводниковые диоды

В данном разделе будут рассмотрены следующие типы полупроводниковых диодов:

- выпрямительные диоды на основе *pn*-перехода
- стабилитроны, варикапы
- туннельные и обращенные диоды

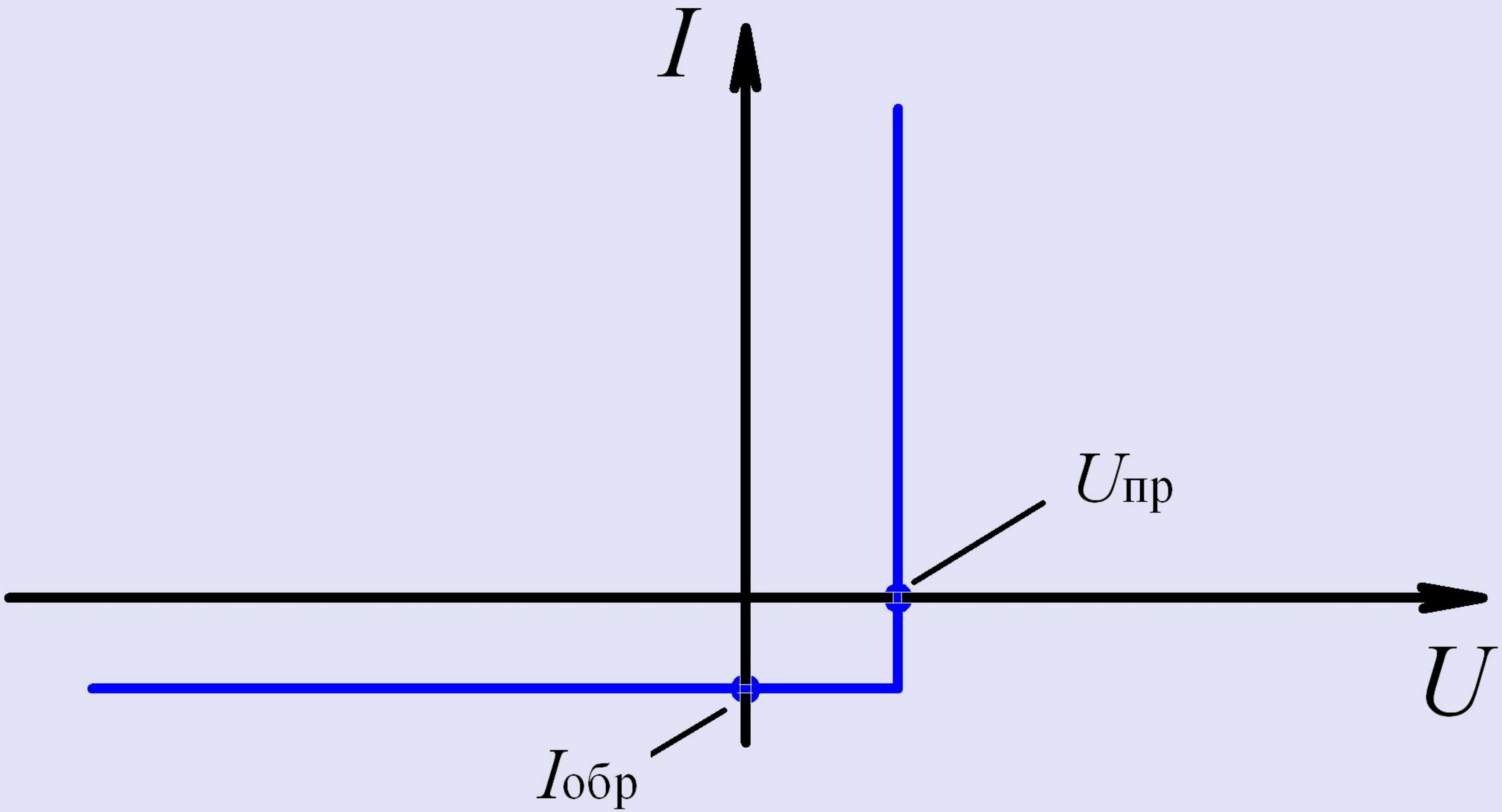
Выпрямительные диоды

Основная задача выпрямительного диода – выпрямление переменного (в частности синусоидального) тока, то есть выделение постоянной его составляющей.

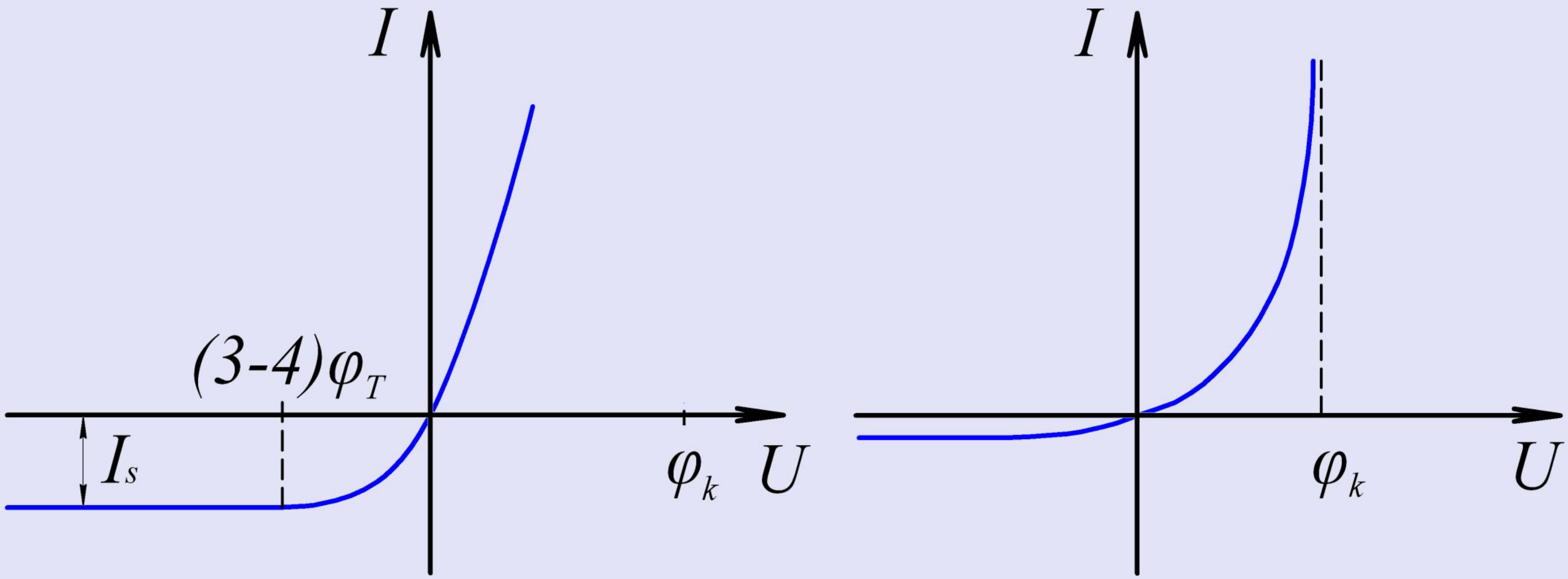
Применяется в цепях управления и коммутации, для развязок в электрических цепях, ограничения выбросов напряжений в цепях с индуктивными элементами, а также в цепях, где необходимы вентильные элементы и не предъявляется жестких требований к временным и частотным параметрам.

Выпрямительные или вентильные свойства полупроводникового диода определяются его ВАХ

ВАХ идеализированного выпрямляющего устройства

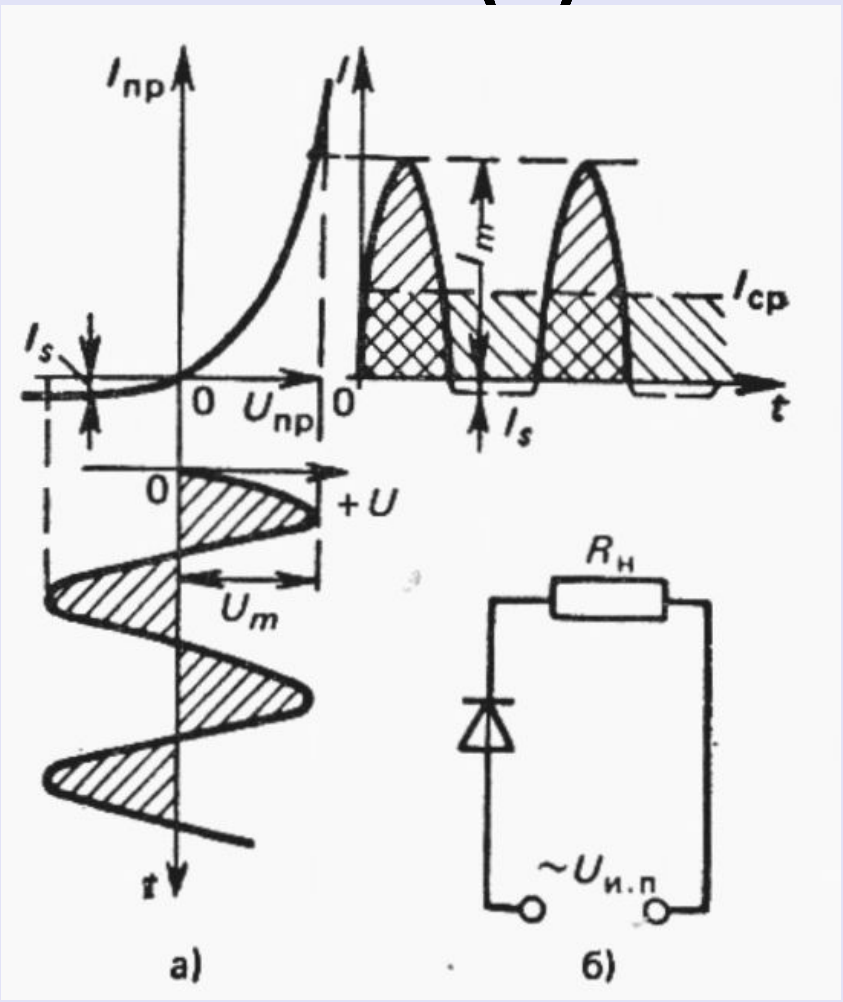


ВАХ реального *pn*-перехода



Выпрямительный, или силовой, диод – прибор, предназначенный для выпрямления переменного тока. Их применяют в цепях управления и коммутации, для развязок в электрических цепях, ограничения выбросов напряжений в цепях с индуктивными элементами, а также в цепях, где необходимы вентильные элементы и не предъявляется жестких требований к временным и частотным параметрам.

Графики напряжения и выпрямленного тока (а). простейшая выпрямительная схема (б)

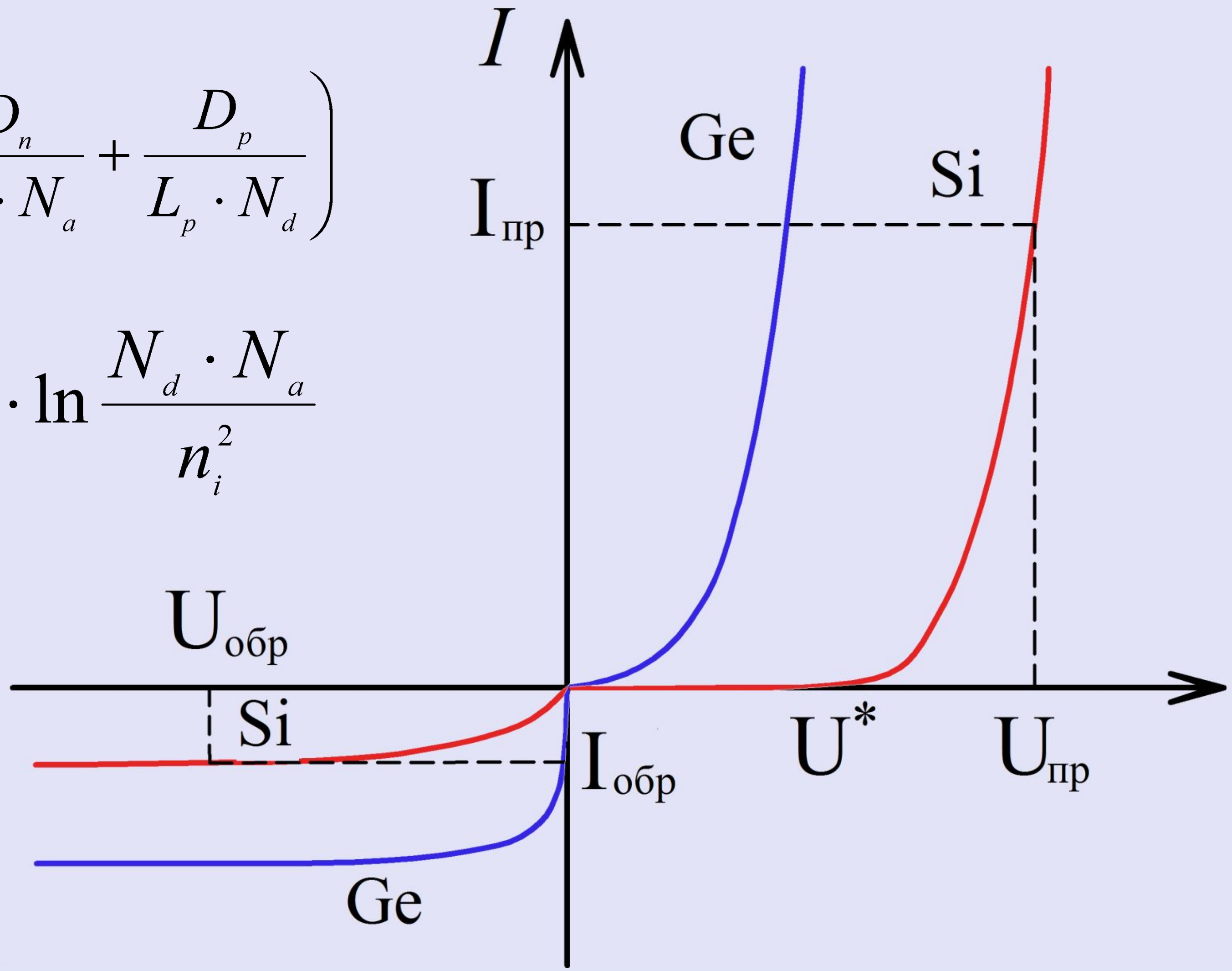


Качественное сравнение ВАХ германиевого и кремниевого диода

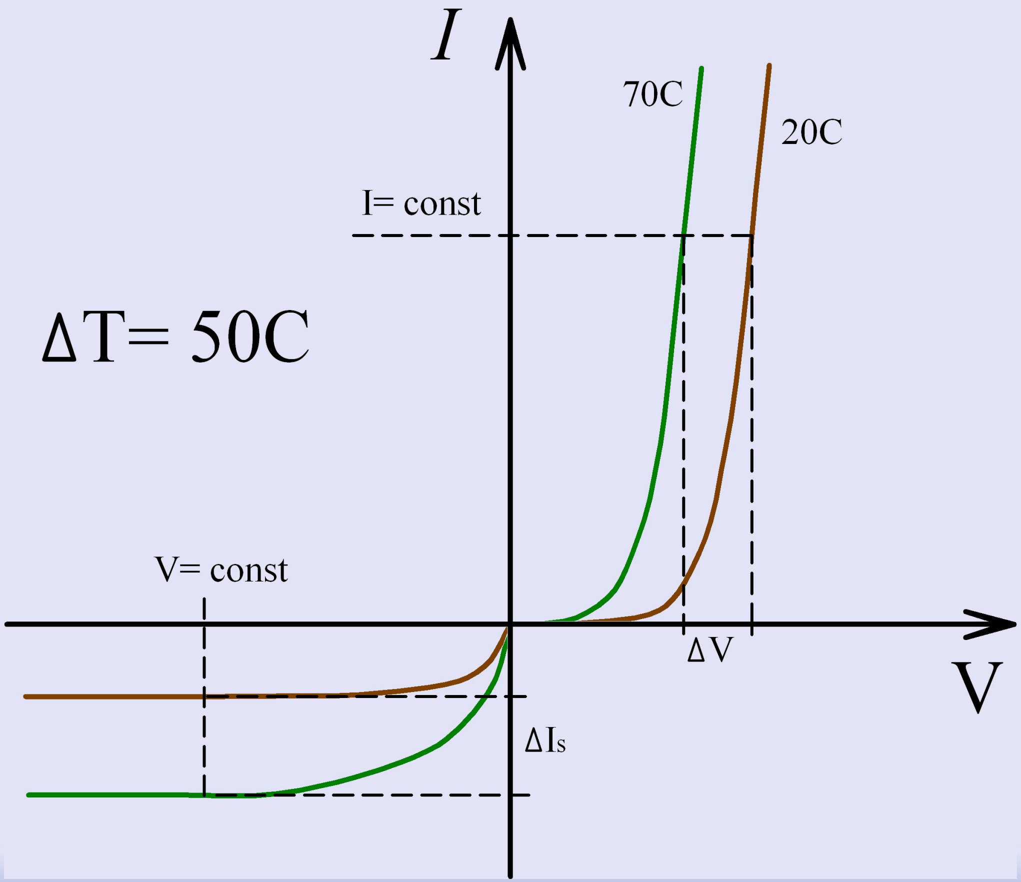
(масштабы прямого и обратного токов различны)

$$j_s = q \cdot n_i^2 \cdot \left(\frac{D_n}{L_n \cdot N_a} + \frac{D_p}{L_p \cdot N_d} \right)$$

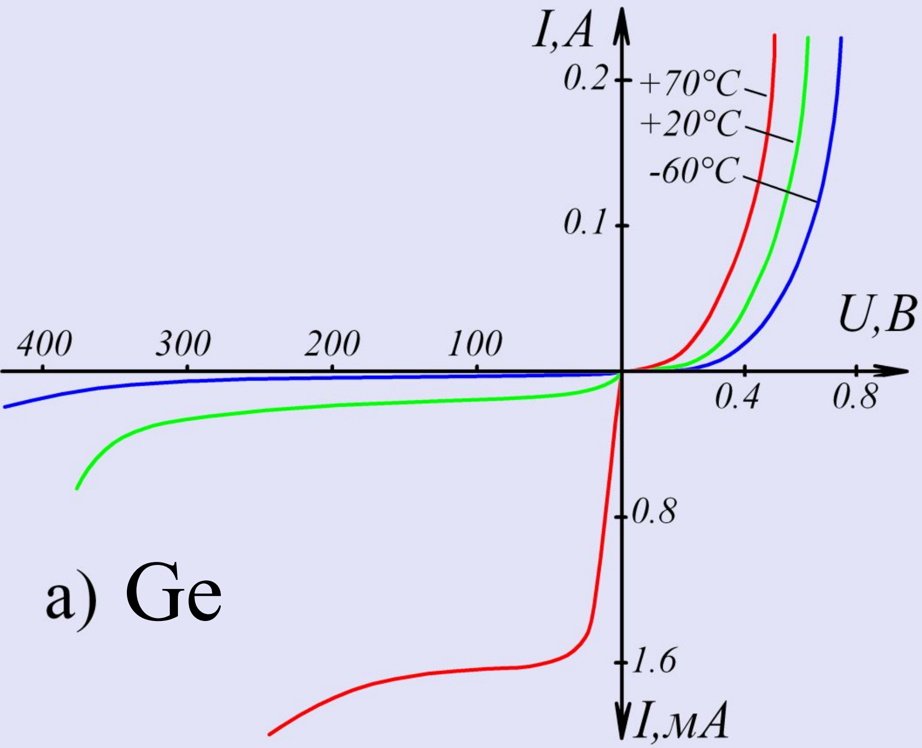
$$q \cdot \phi_k = kT \cdot \ln \frac{N_d \cdot N_a}{n_i^2}$$



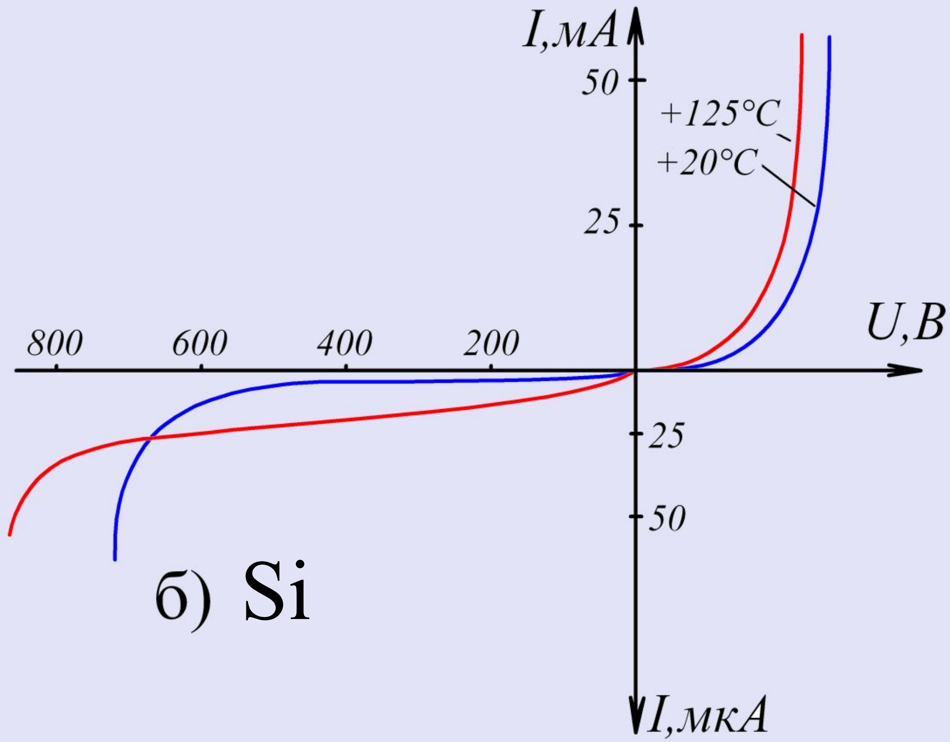
При повышении температуры изменяются практически все электрофизические свойства полупроводников, поэтому изменяются и параметры полупроводниковых приборов, в частности, значение контактной разности потенциалов уменьшается, а ток насыщения растет.



Изменение температуры диода может произойти не только вследствие изменения температуры окружающей среды, но и за счет саморазогрева *pn*-перехода при больших плотностях протекающего через него токов.

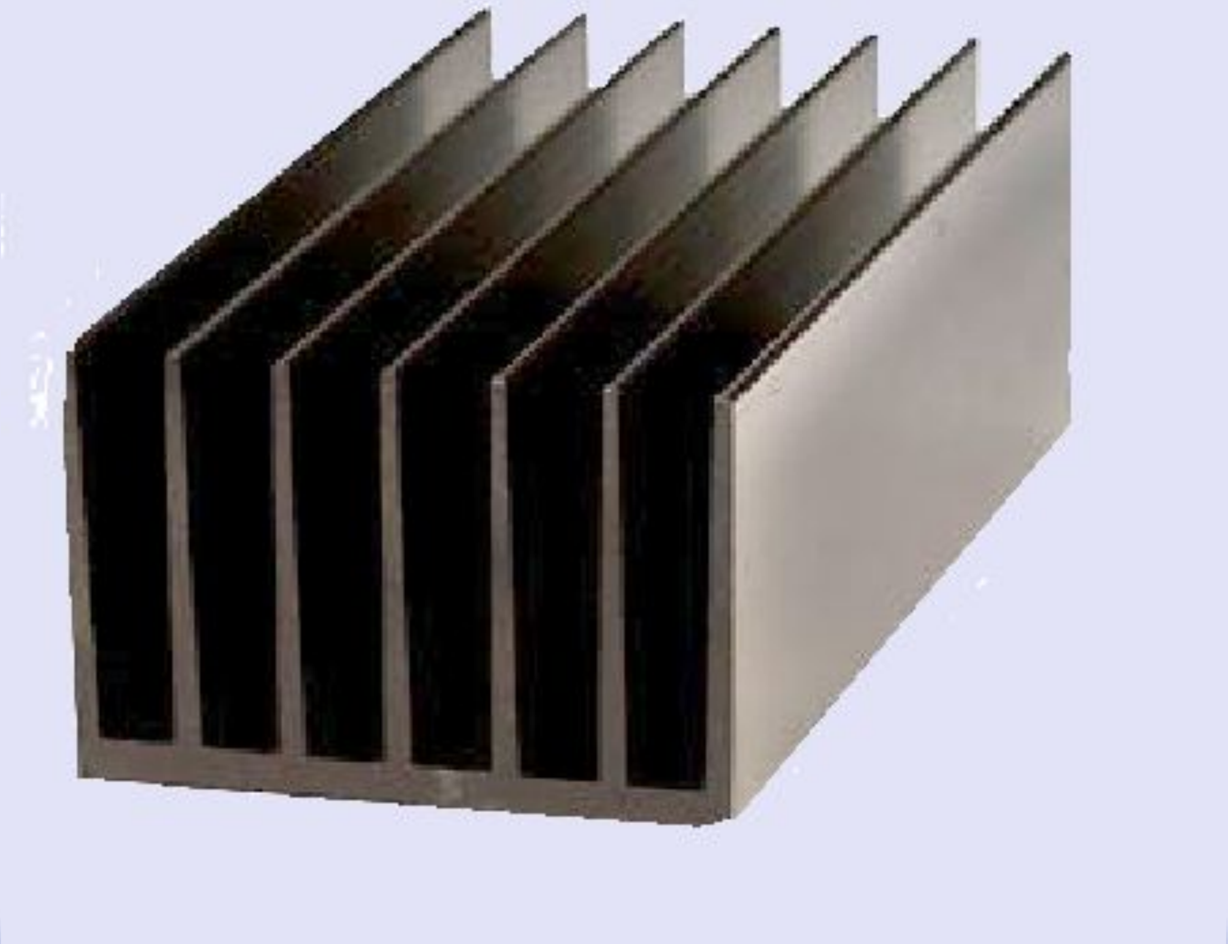


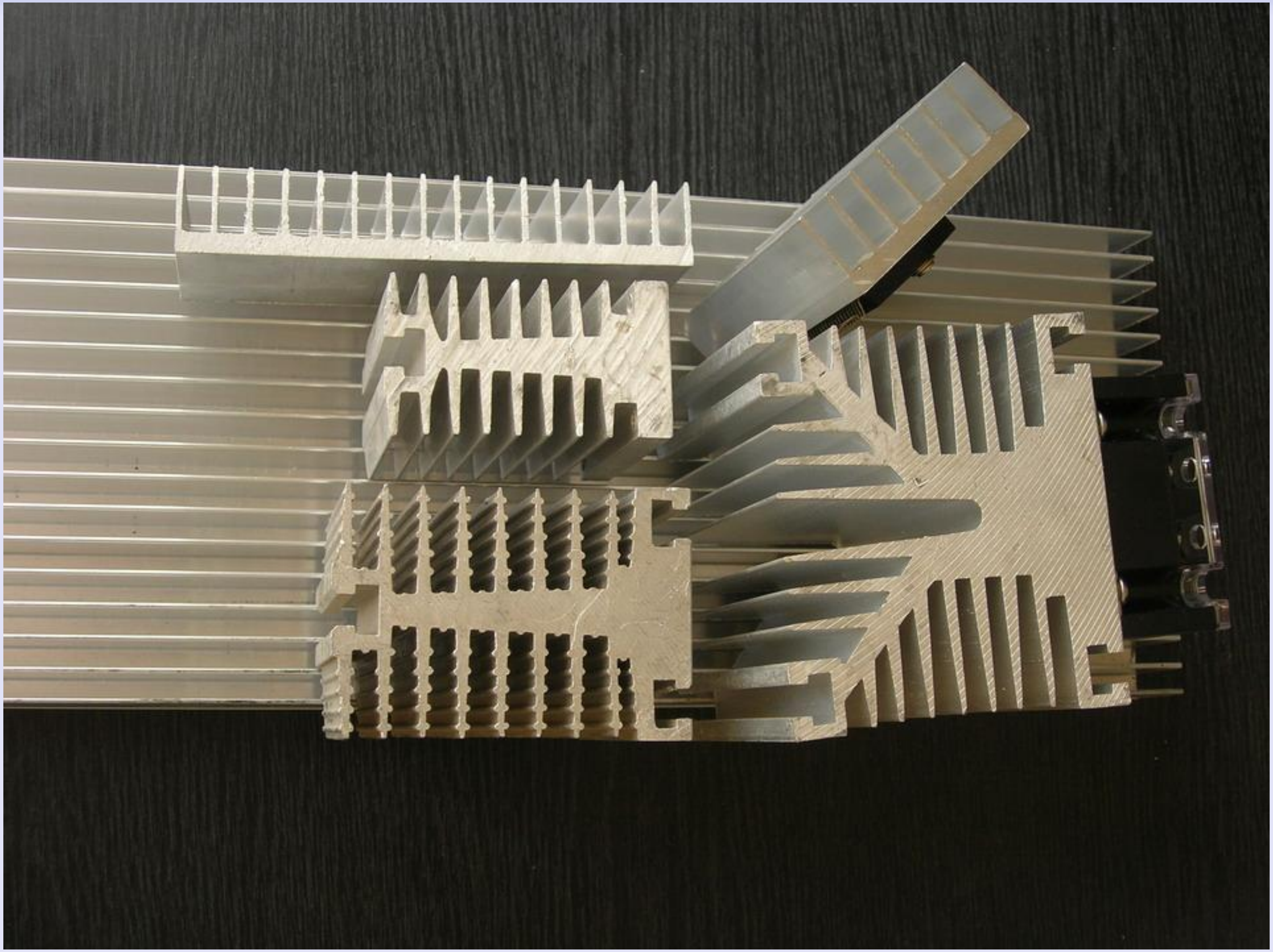
а) Ge



б) Si

Снижение влияния температуры добиваются путем введения специальных конструктивных элементов корпусов – радиаторов



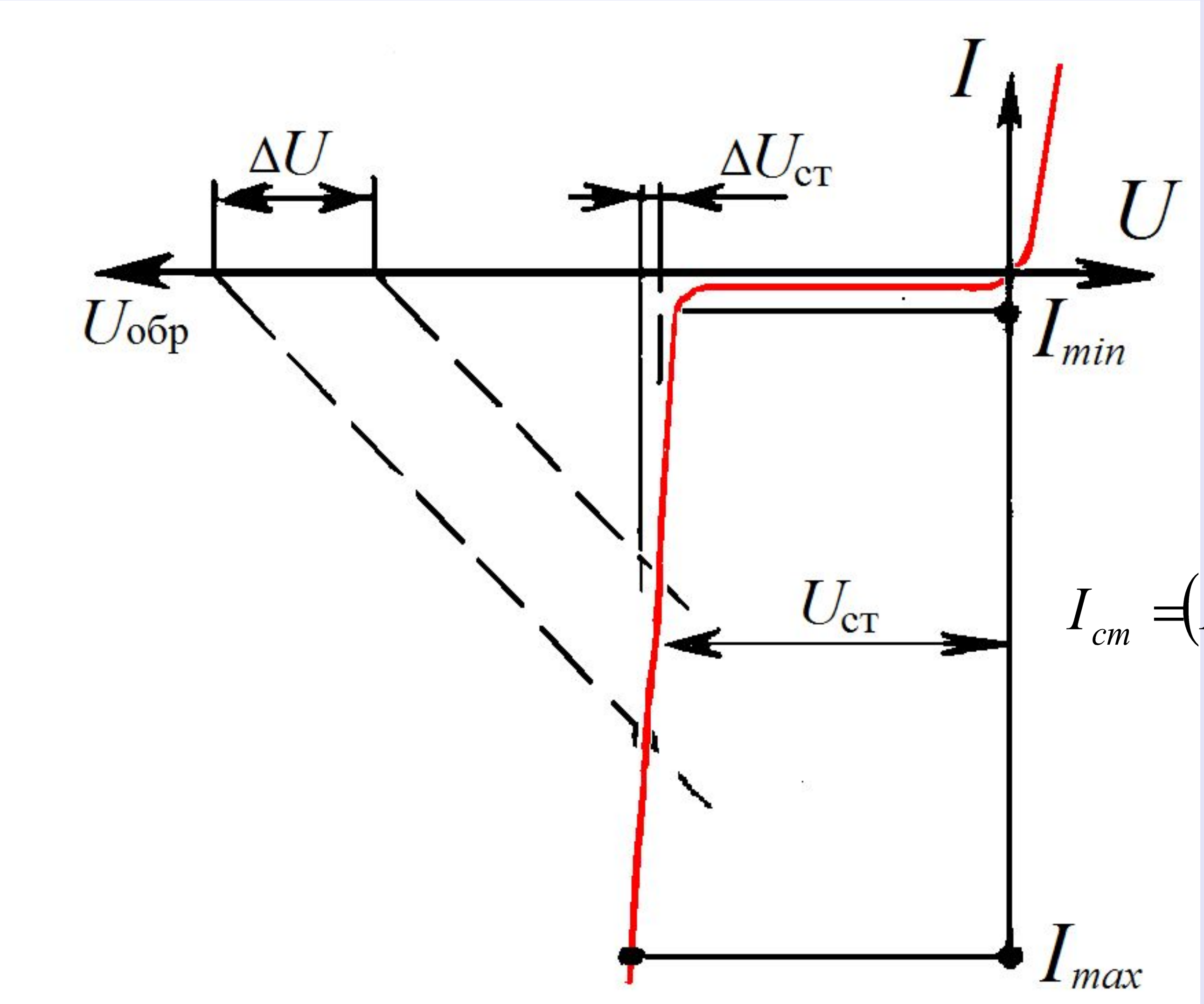


Стабилитроны

Стабилитрон (опорный диод) – полупроводниковый диод, предназначенный для стабилизации напряжения.

Стабилитроны используют также в качестве ограничителей постоянного или импульсного напряжения, элементов межкаскадной связи, источников эталонного напряжения и др.

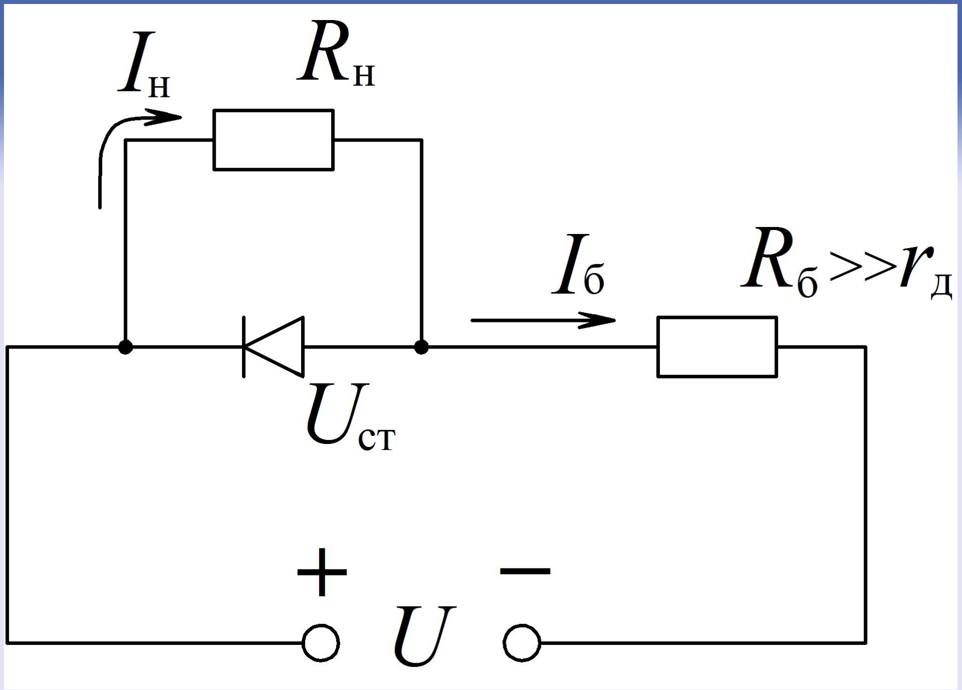
ВАХ стабилитрона



$$I_{cm} = \left(I_{\max} - I_{\min}\right)/2$$

Основными характеристиками стабилитрона являются ток $I_{ст}$ и напряжение $U_{ст}$ стабилизации, дифференциальное напряжение стабилитрона $r_д$ и температурная зависимость этих параметров.

Основное назначение стабилитрона – стабилизация напряжения на нагрузке ($R_н$), при изменяющемся напряжении во внешней цепи. В неразветвленную часть цепи включают балластный резистор R_0, сопротивление которого должно быть существенно больше дифференциального сопротивления стабилитрона .



$$U_н = U_{ст}$$

$$I_Б = I_н + I_{ст}$$

$$U = I_н \cdot R_н + I_Б \cdot R_Б = U_{ст} + I_Б \cdot R_Б$$

$$\frac{U - U_{ст}}{R_Б} = \frac{U_{ст}}{R_н} + I_{ст} \qquad U_{ст} = \left(U - I_{ст} R_Б\right) / \left(1 + \frac{R_Б}{R_н}\right)$$

$$U = U_{ст} \cdot \left(\frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_Б}\right) \cdot R_Б + I_{ст} \cdot R_Б$$

В режиме короткого замыкания $(U_{ст} = 0)$

$$I_{ст} = I_{КЗ} = \frac{U_{п}}{R_{Б}}$$

$$U_{ст} = U_{XX} = \frac{U_{п.} R_{н}}{R_{н} + R_{Б}}$$

Нестабильность выходного напряжения вызывается двумя основными причинами: нестабильностью входного напряжения $U_{\text{п}}$ и нестабильностью входного тока (нестабильностью сопротивления нагрузки Rн).

$$\Delta U = \Delta U_{ст} + R_{Б}\left(\Delta I_{н} + \Delta I_{ст}\right) =$$

$$= \Delta U_{ст} + R_{Б}\left(\frac{\Delta U_{ст}}{R_{н}} + \frac{\Delta U_{ст}}{r_{d}}\right)$$

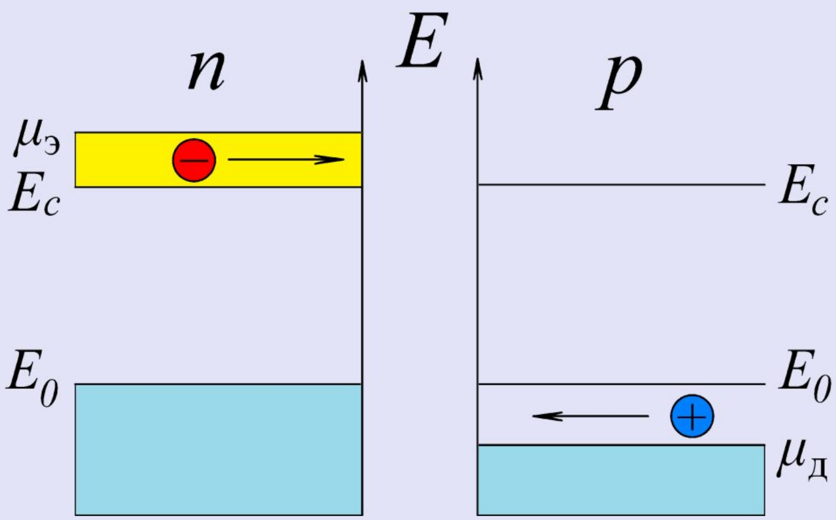
$$\Delta U_{ст} = \frac{\Delta U}{1 + R_{Б}/R_{н} + R_{Б}/r_{d}}$$

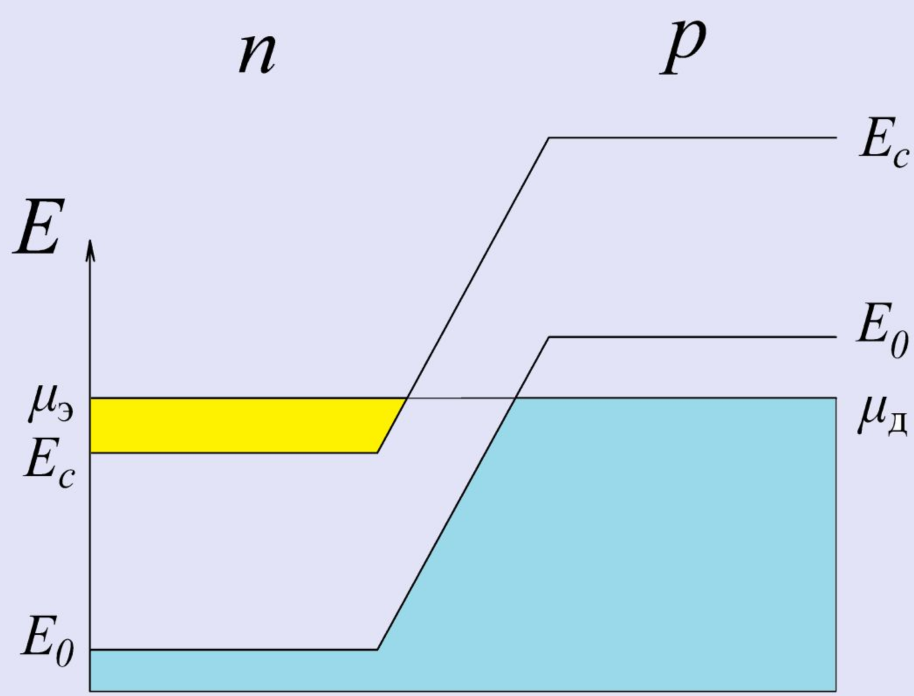
Туннельные диоды

Туннельный диод был предложен в 1958 году Лео Исаки, который в 1973 году получил Нобелевскую премию по физике за открытие эффекта туннелирования электронов, применяемого в этих диодах.

Туннельным диодом называют полупроводниковый диод на основе $p+n+$-перехода с сильнолегированными областями, на прямом участке ВАХ которого наблюдается N-образная зависимость тока от напряжения.

Энергетические диаграммы сильно-легированных полупроводников



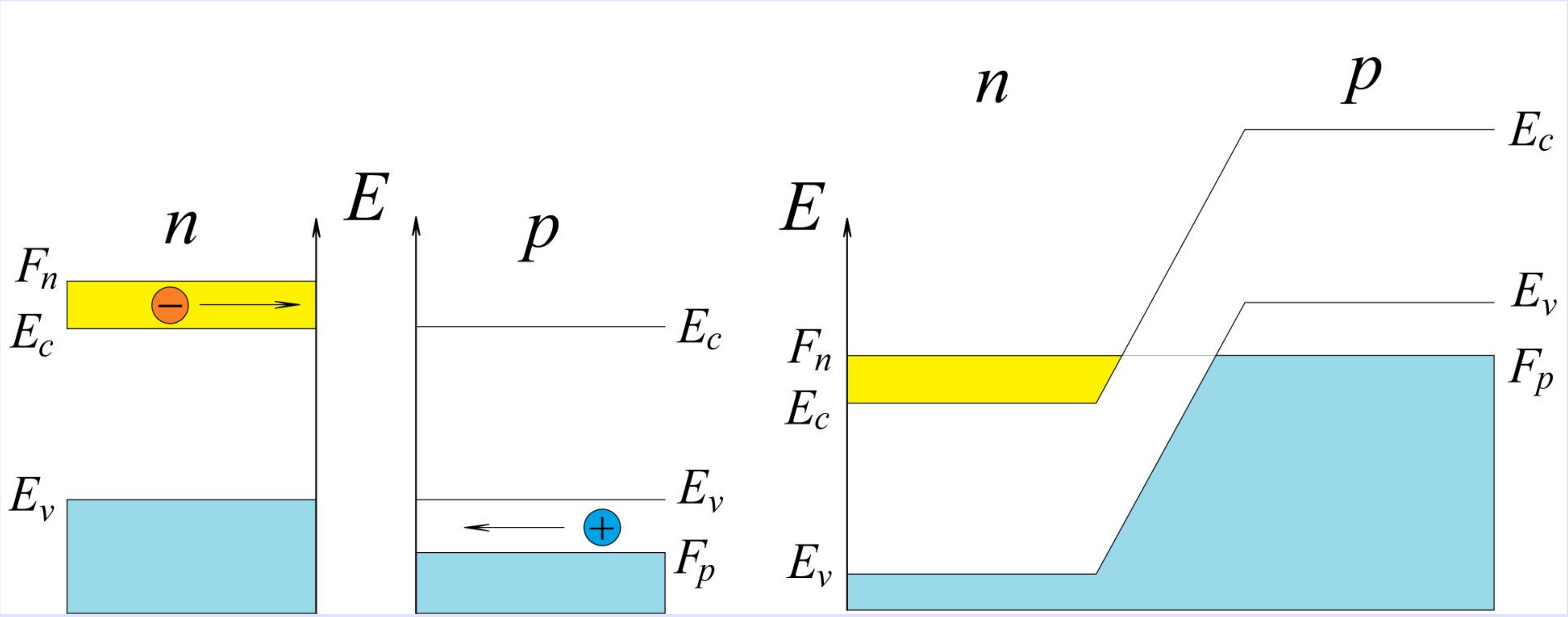


$$W = \sqrt{\frac{4\varepsilon_S\varepsilon_0\varphi_0}{qN_d}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_S\varepsilon_0 E_g}{qN_d}} = \sqrt{\frac{2\cdot 10^{-12}\cdot 1.1}{1.6\cdot 10^{19}}} \approx 10^{-6}\ \text{см}$$

$$E = kT = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad \mathrm{E} = \frac{\hbar^2 (2\pi)^2}{2m \cdot \lambda^2} = kT$$

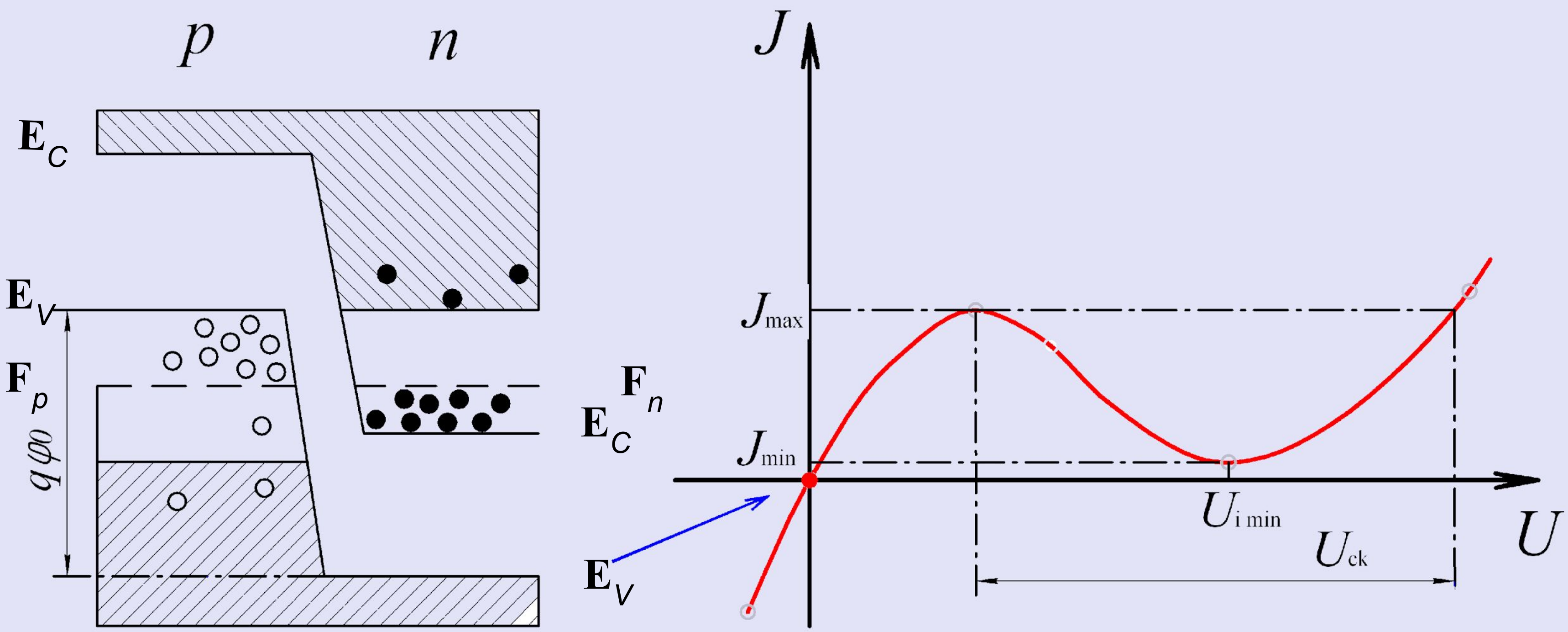
$$\lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2m \cdot kT}}$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{\left(6.63 \cdot 10^{-34}\right)^2}{2 \cdot 9.1 \cdot 10^{-31} \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}} \approx 76\ \mathrm{A}$$

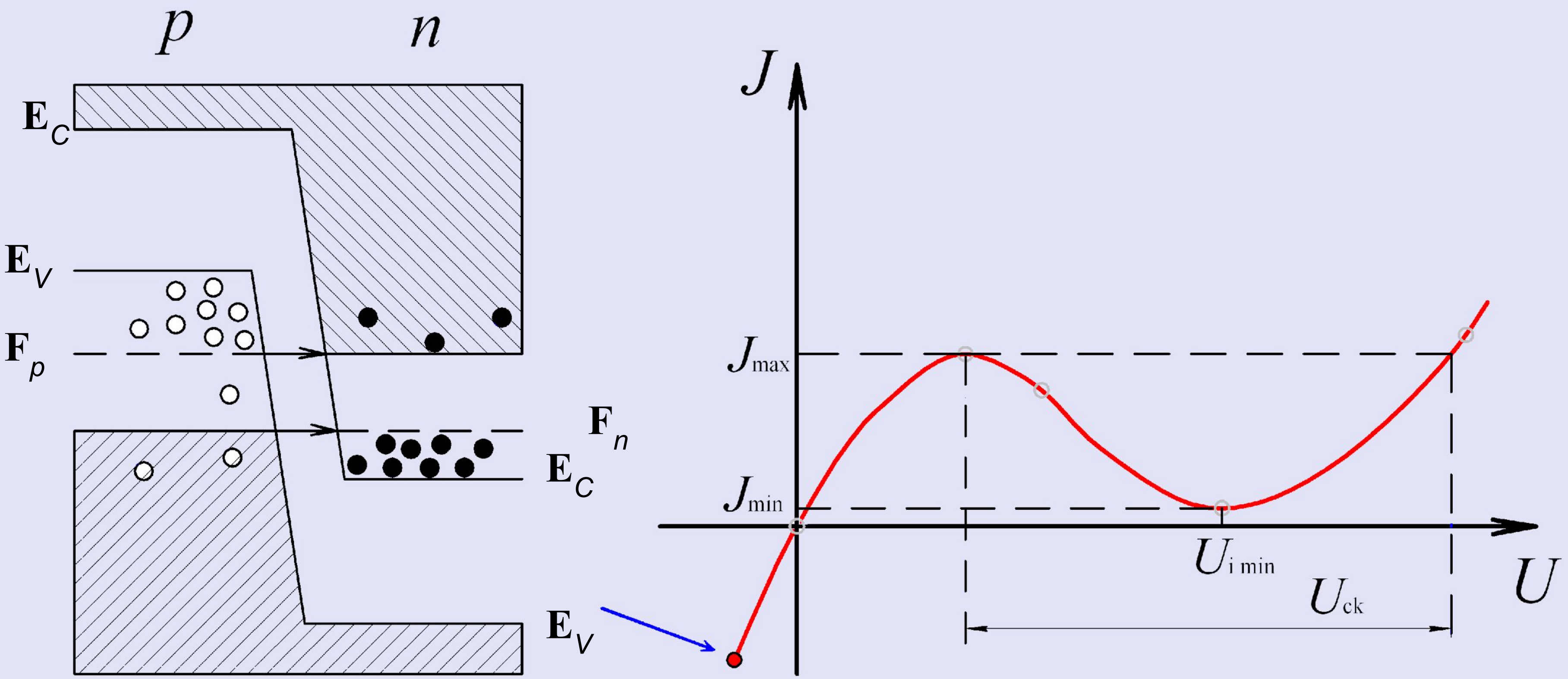


n
E
p
F_n
E_c
E_v
E_c
E_v
F_p
n
p
E
E_c
E_v
F_n
E_c
F_p
E_v

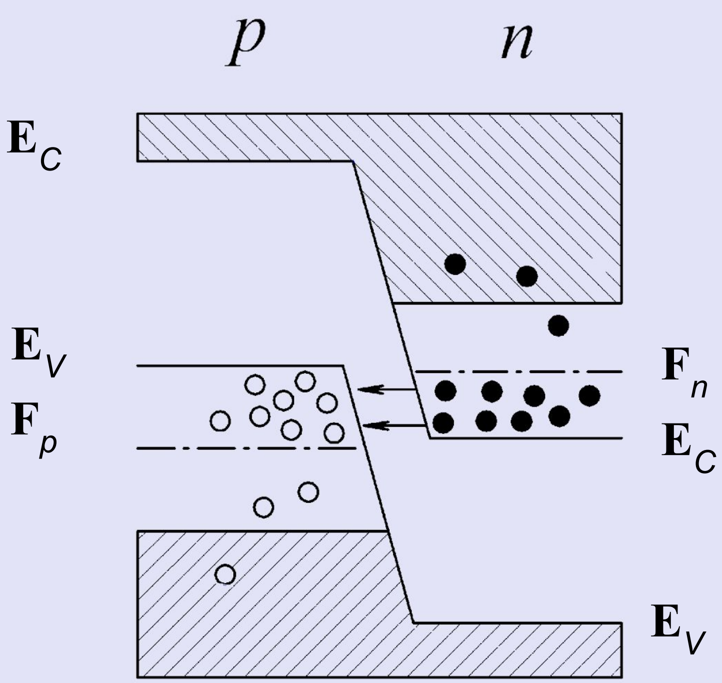
ВАХ туннельного диода

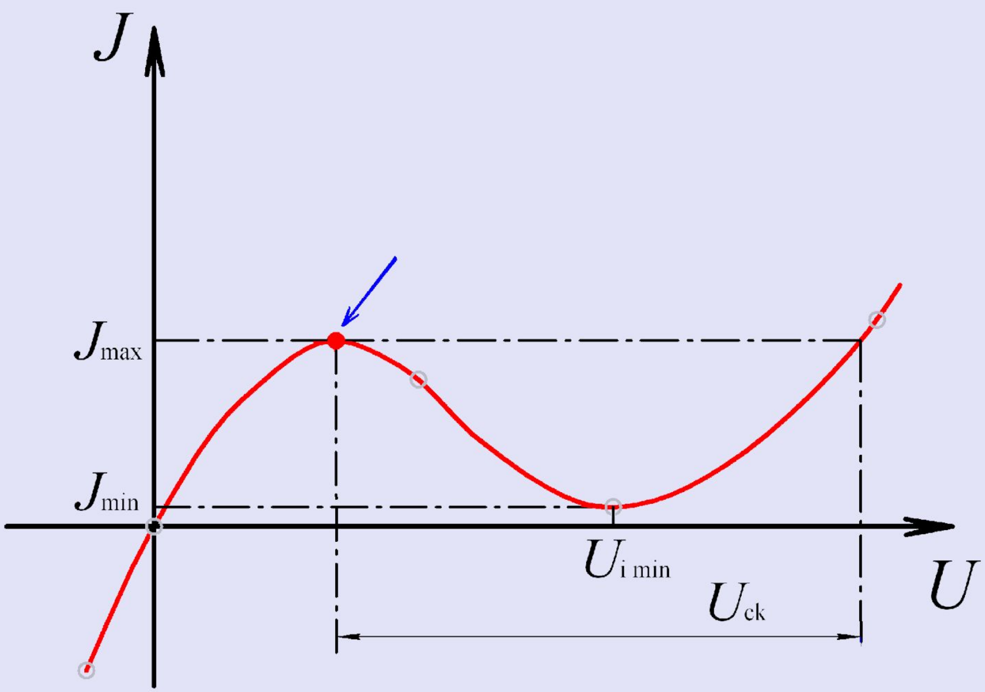


ВАХ туннельного диода

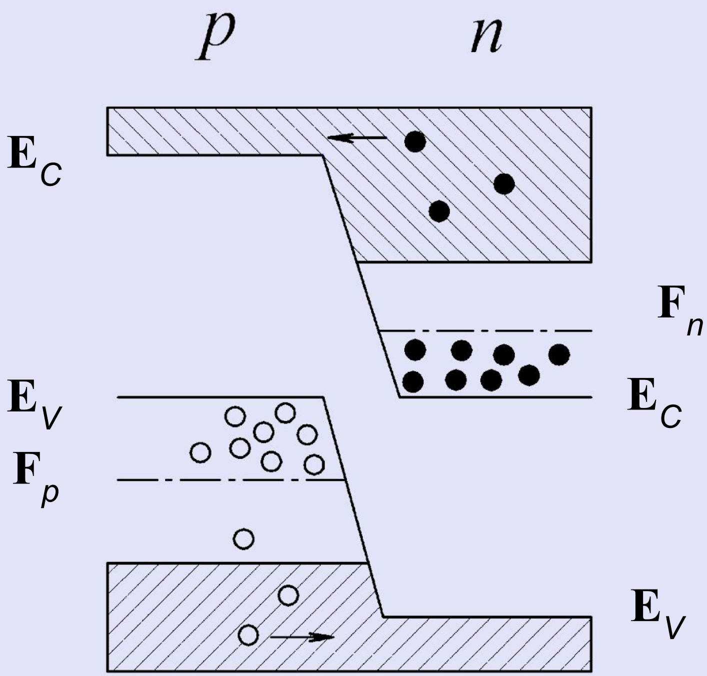


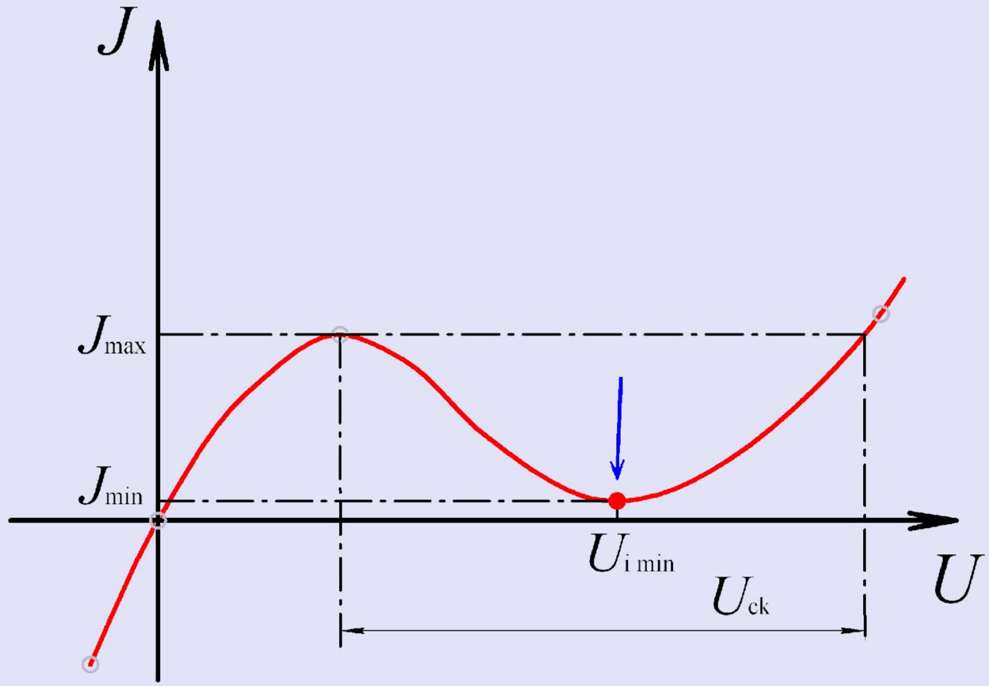
ВАХ туннельного диода



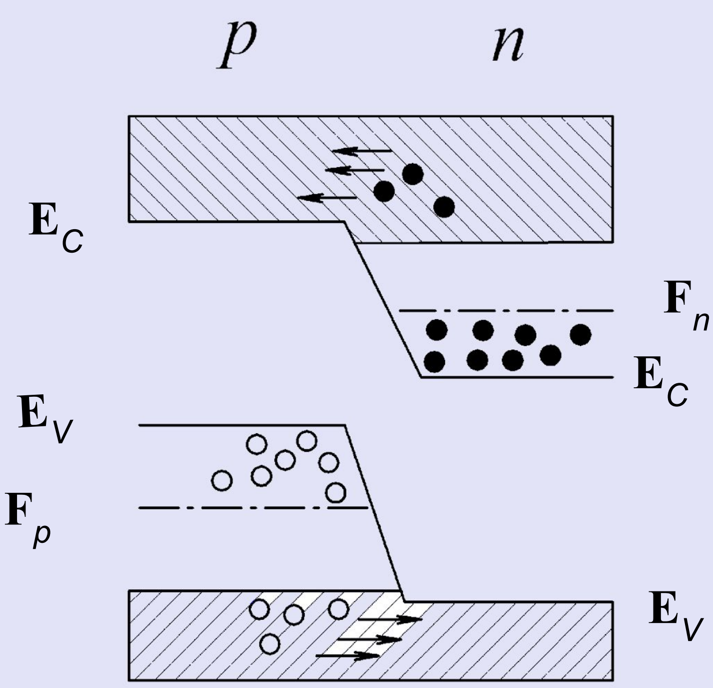


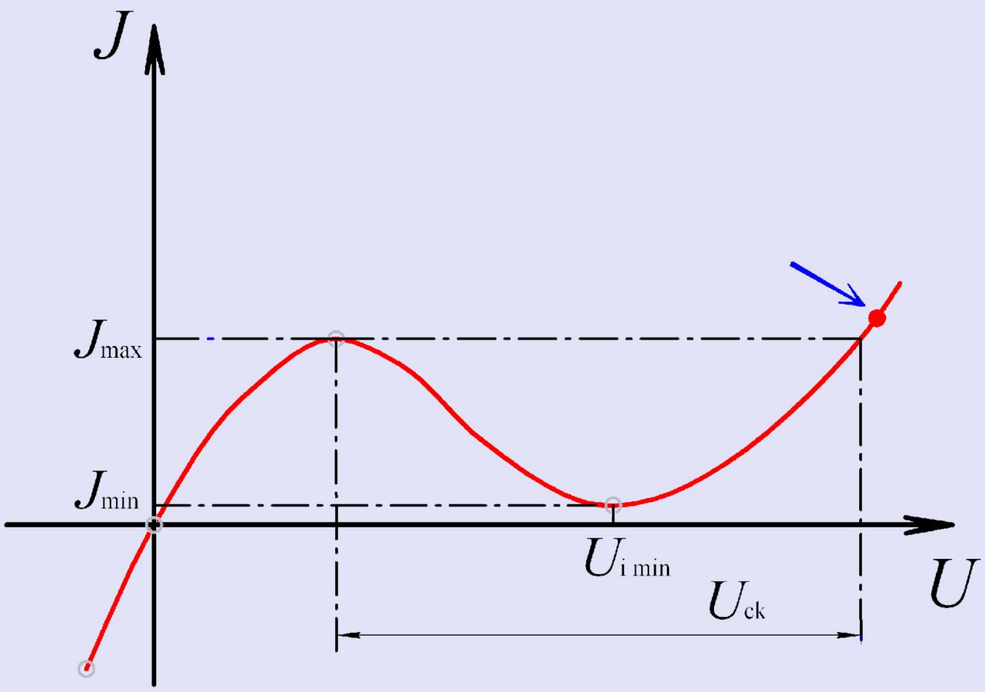
ВАХ туннельного диода



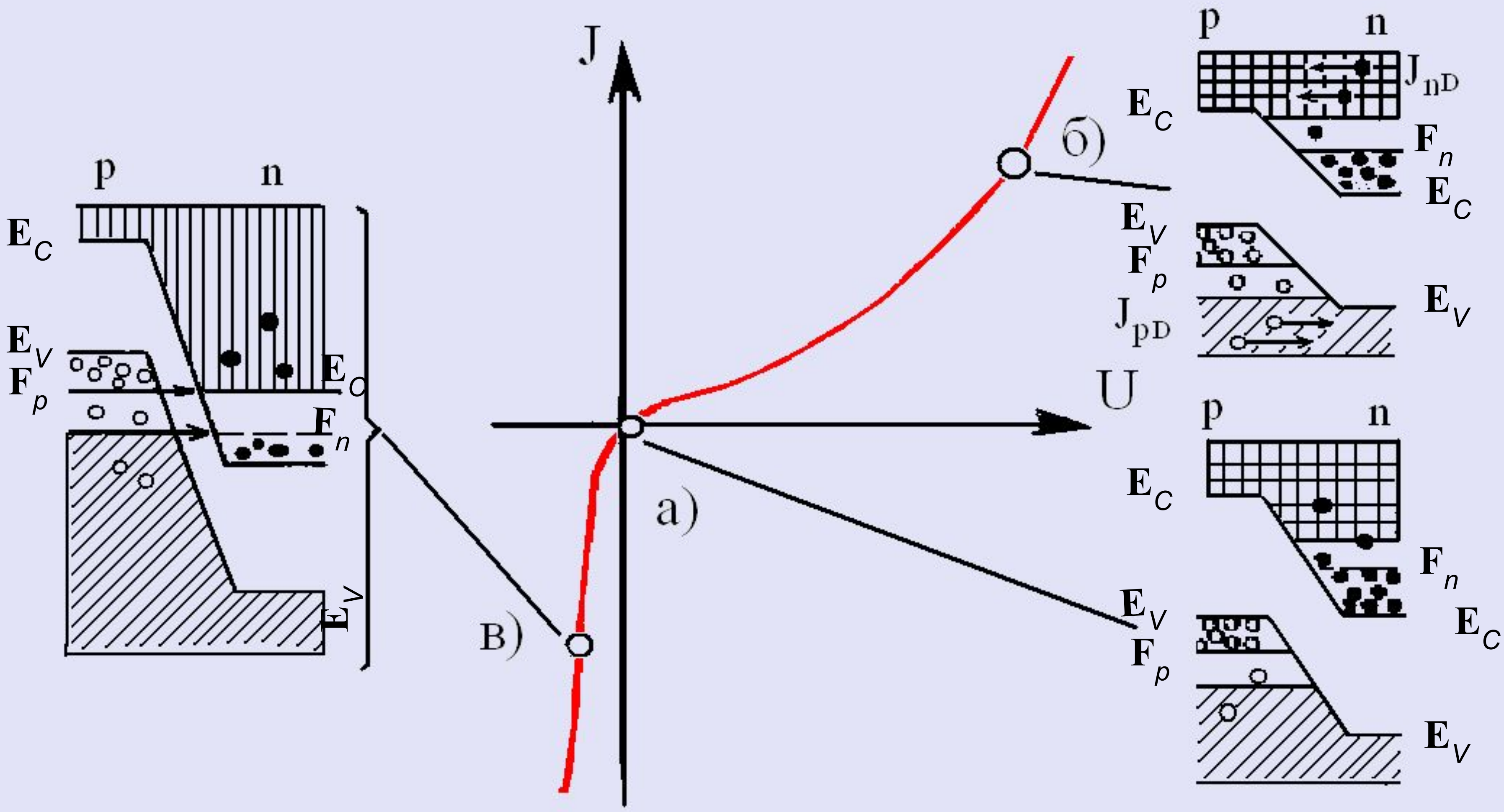


ВАХ туннельного диода





Обращенный диод



Расчет ВАХ барьера Шоттки

Расчет ВАХ барьера Шоттки

При приложении напряжения:

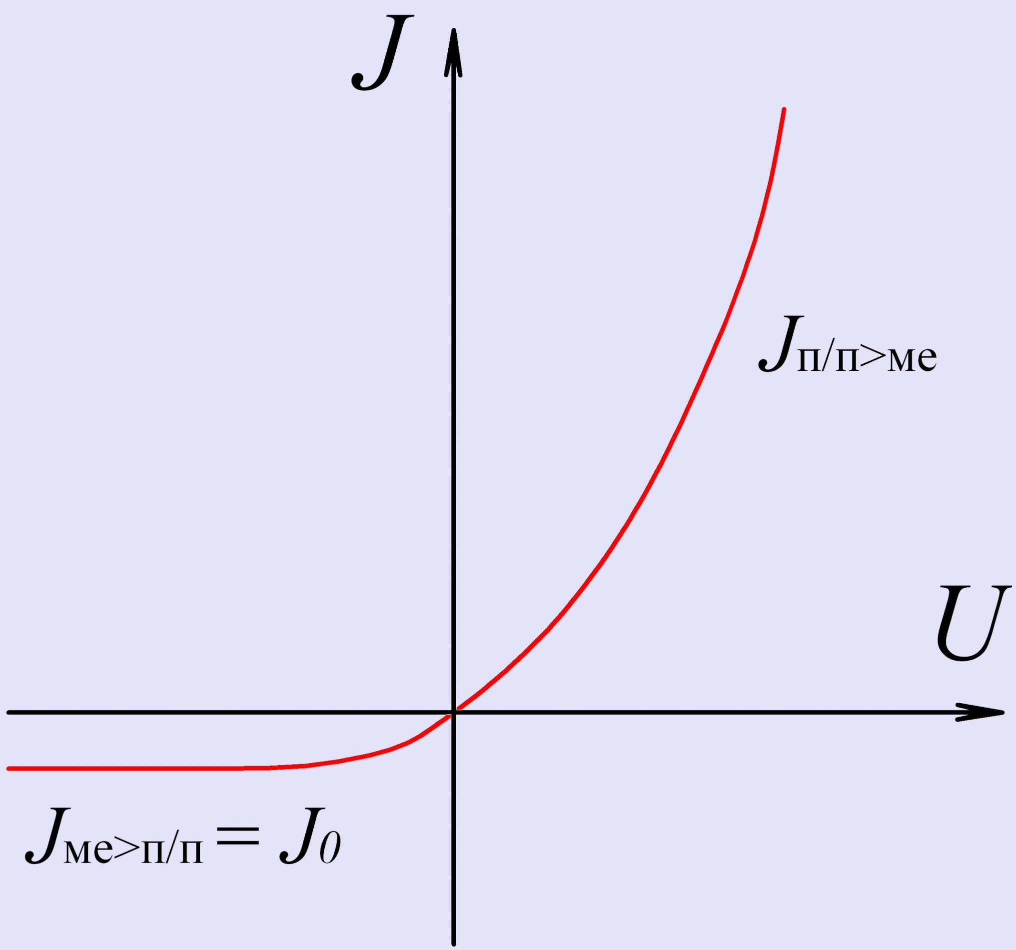
$$W = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \left(\phi_k \pm V_{\text{см}}\right)}{q \cdot N_d}} \qquad J = J_{\text{п.п}} - J_{\text{м}} = J_{\text{s}} \cdot \left(e^{-\frac{V}{\phi_T}} - 1 \right)$$

где

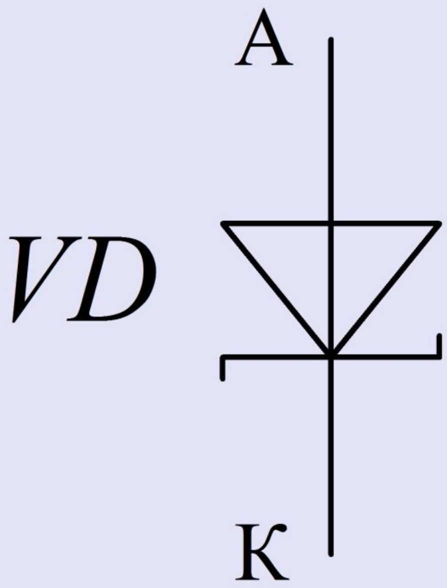
$$J_{\text{s}} = A \cdot T^2 \cdot e^{\frac{U_b}{\phi_T}}$$

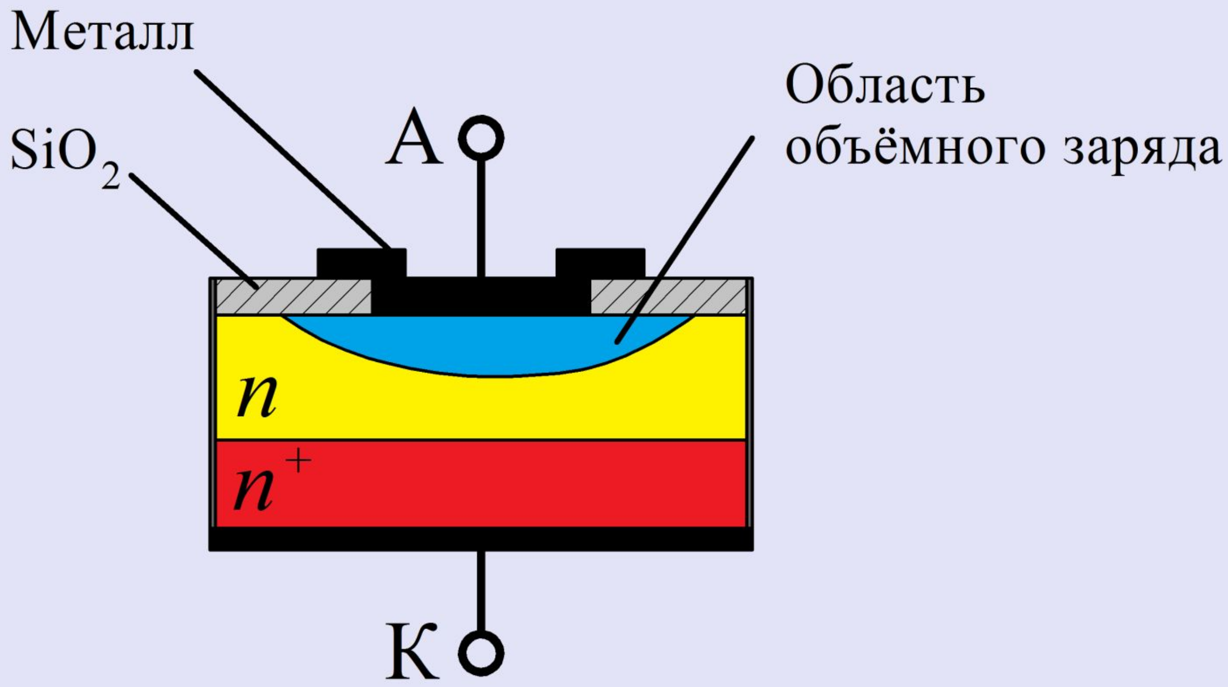
$$A = \frac{4\pi \cdot m_n^* \cdot q \cdot k^2}{h^3} = 120 \cdot \frac{m_n^*}{m_0} \left[\frac{\text{А}}{\text{см}^2 K^2} \right]$$ - Постоянная Ричардсона

ВАХ диода Шоттки



Диод Шоттки





- Диоды Шоттки характеризуются быстрой рекомбинацией инжектированных носителей (время жизни носителей крайне мало), а значит и высоким быстродействием.

- Благодаря минимальному сопротивлению базы и отсутствию процессов накопления и рассасывания избыточных зарядов, быстро-действие получается достаточно высоким: граничная частота $f_{гр} = 10^{10}$ Гц .