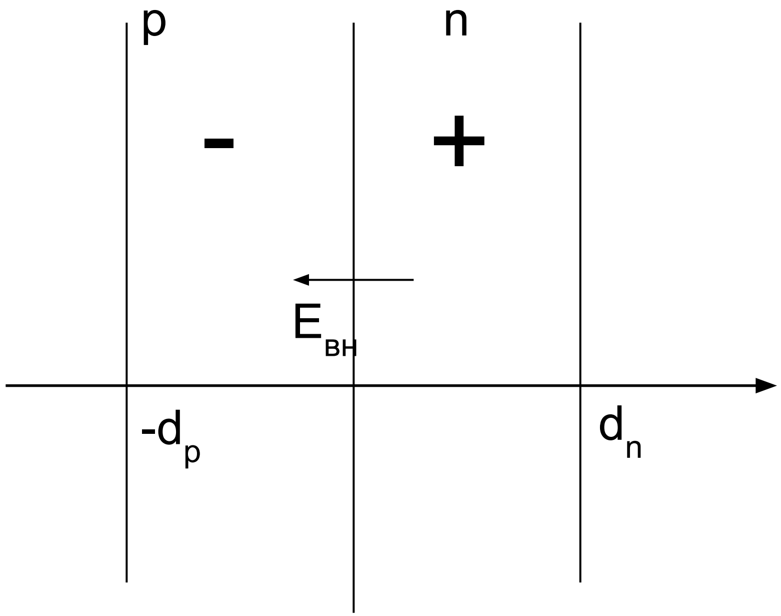
Контактные явления

Часть II.

Электронно-дырочный переход
(p-n переход)



Вследствие рекомбинации возникают обедненные слои в n- и p-областях. Возникает барьер, препятствующий переходу электронов из n-области (основные носители) и не мешающий переходу электронов из p-области (неосновные носители). В равновесии выравниваются токи основных и неосновных носителей.

Аналогично для дырок. Возникает барьер, препятствующий переходу дырок из p-области (основные носители) и не мешающий переходу дырок из n-области (неосновные носители). В равновесии выравниваются токи основных и неосновных носителей.

$$j_n = e\mu_n n\left(-\frac{d\varphi}{dx}\right) + eD_n\frac{dn}{dx}$$

$$\text{В равновесии}\;\; j_n = 0 \Rightarrow eD_n\frac{dn}{dx} = e\mu_n n\frac{d\varphi}{dx}$$

$$\frac{1}{n}\frac{dn}{dx} = \frac{\mu_n}{D_n}\frac{d\varphi}{dx} \Rightarrow \frac{d\ln n}{dx} = \frac{\mu_n}{D_n}\frac{d\varphi}{dx} \Rightarrow n(x) = C\exp\left(\frac{\mu_n}{D_n}\varphi(x)\right)$$

$$\text{Невыр.}\; n/n \Rightarrow \frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{T} \Rightarrow n(x) = C\exp\left(\frac{e\varphi(x)}{T}\right)$$

$$\text{Отсчит. потенциал от глубины}\; n-\text{области} \quad \varphi(x \ge d_n) = 0$$

$$n(d_n) = n_n \Rightarrow C = n_n \Rightarrow n(x) = n_n\exp\left(\frac{e\varphi(x)}{T}\right)$$

В области p – также есть электроны в результате тепловой генерации.

Однако там они неосновные носители

$$n(x \le -d_p) = n_p;\; \varphi(x \le -d_p) = \varphi_0 - \text{скачок потенциала на}\; p-n\; \text{переходе}$$

$$n_p = n_n\exp\left(\frac{e\varphi_0}{T}\right) \Rightarrow \varphi_0 = \frac{T}{e}\ln\left(\frac{n_p}{n_n}\right)$$

$n_p p_p = n_i^2$, *where* n_i – *концентрация носителей в основном полупроводнике*

$$\varphi_0 = \frac{T}{e}\ln\left(\frac{n_i^2}{p_p n_n}\right)$$

$$p_p = n_p + N_A^-$$

В области p электроны – неосновные носители

$$\varphi_0 = \frac{T}{e}\ln\left(\frac{n_i^2}{p_p n_n}\right)$$

$$N_A^- = p_p - n_p$$

Акцепторы ионизованы $\varepsilon_A \ll T \Rightarrow N_A^- = n_A$

В области p *электроны – неосновные носители* $p_p \gg n_p \Rightarrow p_p \approx n_A$

$$N_D^+ = n_n - p_n$$

Доноры ионизованы $\varepsilon_D \ll T \Rightarrow N_D^+ = n_D$

В области p *дырки – неосновные носители* $n_n \gg p_n \Rightarrow n_n \approx n_D$

$$\varphi_0 = \frac{T}{e}\ln\left(\frac{n_i^2}{n_D n_A}\right)$$

$Ge\ T = 300\ \ n_i \approx 10^{13};\ n_A = 10^{16};\ n_A = 10^{14}$

$$\varphi_0 = 0.026 \cdot \ln\left(10^{-4}\right) = -0.24\ B$$

$$j_p = e\mu_p p\left(-\frac{d\varphi}{dx}\right) - eD_p\frac{dp}{dx}$$

В равновесии $j_p = 0 \Rightarrow eD_p\dfrac{dp}{dx} = -e\mu_p p\dfrac{d\varphi}{dx}$

$$\frac{1}{p}\frac{dp}{dx} = -\frac{\mu_p}{D_p}\frac{d\varphi}{dx} \Rightarrow \frac{d\ln p}{dx} = -\frac{\mu_p}{D_p}\frac{d\varphi}{dx} \Rightarrow p(x) = C\exp\left(-\frac{\mu_p}{D_p}\varphi(x)\right)$$

Невыр. $n/n \Rightarrow \dfrac{\mu_p}{D_p} = \dfrac{e}{T} \Rightarrow n(x) = C\exp\left(-\dfrac{e\varphi(x)}{T}\right)$

Отсчит. потенциал от глубины n*−области* $\varphi(x \geq d_n) = 0$

$$n(d_n) = p_n \Rightarrow C = p_n \Rightarrow p(x) = p_n\exp\left(-\frac{e\varphi(x)}{T}\right)$$

Найдем распределение потенциала и ширину p-n-перехода

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon}\rho;\ \rho = e\left(N_D^+ + p - N_A^- - n\right)$$

$$\textit{Примеси ионизованы}\ \varepsilon_D, \varepsilon_A >> T \Rightarrow N_D^+ = n_D, N_A^- = n_A$$

$$p - n\ \textit{переход} - \textit{сильно обедненный слой.}\ p = n = 0$$

$$\rho(x) = e\left(n_D - n_A\right)$$

Пространственная зависимость потенциала сильно зависит от пространственной зависимости легирования

$$I)\ \textit{резкий}\ p - n - \textit{переход}$$

$$\rho(x) = e\begin{cases} -n_A = const, & x < 0 \\ n_D = const, & x > 0 \end{cases}$$

$$-d_p < x < 0; \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e n_A}{\varepsilon}; \quad \varphi(-d_p) = \varphi_0; \left.\frac{d\varphi}{dx}\right|_{x=-d_p} = 0$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{4\pi e n_A}{\varepsilon}x + C$$

$$\left.\frac{d\varphi}{dx}\right|_{x=-d_p} = 0 \Rightarrow C = \frac{4\pi e n_A}{\varepsilon}d_p$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{4\pi e n_A}{\varepsilon}\left(x + d_p\right) \Rightarrow \varphi(x) = \frac{2\pi e n_A}{\varepsilon}\left(x + d_p\right)^2 + C$$

$$\varphi(-d_p) = \varphi_0 \Rightarrow \varphi(x) = \varphi_0 + \frac{2\pi e n_A}{\varepsilon}\left(x + d_p\right)^2$$

$$0 < x < d_p; \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi e n_D}{\varepsilon}; \quad \varphi(d_n) = 0; \left.\frac{d\varphi}{dx}\right|_{x=d_n} = 0$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{4\pi e n_D}{\varepsilon}x + C$$

$$\left.\frac{d\varphi}{dx}\right|_{x=d_n} = 0 \Rightarrow C = \frac{4\pi e n_D}{\varepsilon}d_n$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{4\pi e n_D}{\varepsilon}\left(x - d_n\right) \Rightarrow \varphi(x) = -\frac{2\pi e n_D}{\varepsilon}\left(x - d_n\right)^2 + C$$

$$\varphi(d_n) = 0 \Rightarrow \varphi(x) = -\frac{2\pi e n_D}{\varepsilon}\left(x - d_p\right)^2$$

$$p-\textit{область}\ -d_p<x<0:\quad \varphi_p(x)=\varphi_0+\frac{2\pi e n_A}{\varepsilon}\left(x+d_p\right)^2$$

$$n-\textit{область}\ 0<x<d_n:\quad \varphi_n(x)=-\frac{2\pi e n_A}{\varepsilon}\left(x-d_n\right)^2$$

$$\varphi_p(0)=\varphi_n(0)\Rightarrow\varphi_0+\frac{2\pi e n_A}{\varepsilon}d_p^2=-\frac{2\pi e n_D}{\varepsilon}d_n^2$$

$$\left.\frac{d\varphi_p}{dx}\right|_{x=0}=\left.\frac{d\varphi_n}{dx}\right|_{x=0}\Rightarrow\frac{4\pi e n_A}{\varepsilon}d_p=\frac{4\pi e n_D}{\varepsilon}d_n\Rightarrow d_p=\frac{n_D}{n_A}d_n$$

$$d_p=\left(\frac{n_D}{n_A}\right)^{1/2}d_n\to\varphi_0+\frac{2\pi e n_A}{\varepsilon}d_p^2=-\frac{2\pi e n_D}{\varepsilon}d_n^2$$

$$\frac{2\pi e^2}{\varepsilon}\frac{n_D}{n_A}\left(n_D+n_A\right)d_n^2=U_0\Rightarrow d_n=\sqrt{\frac{\varepsilon U_0}{2\pi e^2 n_D n_A\left(n_D+n_A\right)}}\cdot n_A$$

$$d=d_n+d_p=\left(1+\frac{n_D}{n_A}\right)d_n=\left(\frac{n_A+n_D}{n_A}\right)d_n$$

$$d=\sqrt{\frac{\varepsilon U_0\left(n_D+n_A\right)}{2\pi e^2 n_D n_A}};\ U_0=-e\varphi_0$$

$$d=\sqrt{\frac{\varepsilon U(-d_p)\left(n_D+n_A\right)}{2\pi e^2 n_D n_A}}$$

Если к p-n переходу приложено положительное напряжение (плюс к p-области, минус к n-области), барьер понижается. При этом ширина p-n перехода уменьшается (носители поджимаются к p-n переходу). Зависимость ширины от высоты барьера – нелинейная => ВАХ – нелинейная

Если к p-n переходу приложено отрицательное напряжение (минус к p-области, плюс к n-области), барьер повышается. При этом ширина p-n перехода растет.

$$p-\text{область}-d_p<x<0: \quad \varphi_p(x)=\varphi_0+\frac{2\pi e n_A}{\varepsilon}\left(x+d_p\right)^2$$

$$n-\text{область}\,0<x<d_n: \quad \varphi_n(x)=-\frac{2\pi e n_A}{\varepsilon}\left(x-d_n\right)^2$$

Падение напряжения на $p-$области

$$u_p=\varphi_p(d_p)-\varphi_p(0)=\frac{2\pi e n_A}{\varepsilon}d_p^2$$

Падение напряжения на $n-$области

$$u_n=\varphi_p(0)-\varphi_p(d_n)=-\frac{2\pi e n_D}{\varepsilon}d_n^2$$

$$\left|\frac{u_p}{u_n}\right|=\frac{n_A}{n_D}\left(\frac{d_p}{d_n}\right)^2=\leftarrow\frac{d_p}{d_n}=\frac{n_D}{n_A}\Rightarrow\left|\frac{u_p}{u_n}\right|=\frac{n_D}{n_A}$$

$$\frac{d_p}{d_n} = \frac{n_D}{n_A}; \quad \left|\frac{u_p}{u_n}\right| = \frac{n_D}{n_A}$$

$$Сиильн\ легированная\ n - область\ n_D >> n_A$$

$$d_p >> d_n; \quad |u_p| << |u_n|$$

$$Сиильн\ легированная\ p - область\ n_D << n_A$$

$$d_n >> d_p; \quad |u_n| << |u_p|$$

$II)$ *плавный* $p-n$ *переход*

$$\rho(x) = e\left[n_D(x) - n_A(x)\right] = \begin{cases} \alpha \cdot x, -d/2 < x < d/2 \\ 0, elsewise \end{cases}$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi\alpha}{\varepsilon} \cdot x \Rightarrow \frac{d\varphi}{dx} = -\frac{2\pi\alpha}{\varepsilon} \cdot x^2 + C$$

$$\left.\frac{d\varphi}{dx}\right|_{x=-d/2} = 0 \Rightarrow C = \frac{\pi\alpha}{2\varepsilon} \cdot d^2$$

$$\varphi(x) = -\frac{2\pi\alpha}{3\varepsilon} \cdot x^3 + \frac{\pi\alpha}{2\varepsilon} \cdot d^2 x + C$$

$$\varphi(d/2) = 0 \Rightarrow C = -\frac{\pi\alpha}{6\varepsilon} \cdot d^3 \Rightarrow \varphi(x) = \frac{\pi\alpha}{\varepsilon}\left[-\frac{2}{3} \cdot x^3 + \frac{d^2}{2} x - \frac{1}{6} \cdot d^3\right]$$

$$\varphi(-d/2) = \varphi_0 \Rightarrow d = \left(\frac{3\varepsilon U_0}{\pi e \alpha}\right)^{1/3}$$

$$\text{Резкий переход } d = \sqrt{\frac{\varepsilon U_0 (n_D + n_A)}{2\pi e^2 n_D n_A}}$$

$$p - \text{область} -d_p < x < 0: \quad \varphi_p(x) = \varphi_0 + \frac{2\pi e n_A}{\varepsilon}\left(x + d_p\right)^2$$

$$n - \text{область } 0 < x < d_n: \quad \varphi_n(x) = -\frac{2\pi e n_A}{\varepsilon}\left(x - d_n\right)^2$$

$$\text{Плавный переход } d = \left(\frac{3\varepsilon U_0}{\pi e \alpha}\right)^{1/3}$$

$$\varphi(x) = \frac{\pi\alpha}{\varepsilon}\left[-\frac{2}{3}\cdot x^3 + \frac{d^2}{2}x - \frac{1}{6}\cdot d^3\right]$$

Структура p-n перехода сильно зависит от пространственного распределения легирующих примесей

Статическая ВАХ p-n перехода

Прямое напряжения (плюс на p-область, минус на n-область).

Понижается барьер для электронов, переходящих из n-области в p-область. Возрастает поток электронов из n-p. Поток электронов из p в n меняется слабо. Возникает нескомпенсированный поток электронов из n в p (из p-n течет электронный ток)

Аналогично, понижается барьер для дырок, переходящих из p-области в n-область. Возрастает поток дырок из p в n. Поток дырок из n в p меняется слабо. Возникает нескомпенсированный поток дырок из p в n (из p в n течет дырочный ток)

Происходит явление инжекции неосновных носителей заряда.
Из n-области дополнительный электроны переходят в p-область. Там они становятся избыточными неравновесными носителями и рекомбинируют с дырками. Поскольку время рекомбинации – конечное, то избыточные электроны успевают проникать на некоторое расстояние в глубь p-области (за пределы границы контактного слоя).
Аналогично, происходит инжекция дырок в n-область

Для простоты будем считать, что рекомбинация является слабой, так что ей можно пренебречь внутри контактного слоя.

$$j_n(d_n) \approx j_n(-d_p); \quad j_p(d_n) \approx j_p(-d_p)$$

$$j = -e\mu n \frac{d\varphi}{dx} + \mu T \frac{dn}{dx}$$

$$n(x) = \exp\left(\frac{e\varphi(x)}{T}\right)\left[n_n - \frac{j}{\mu T}\int_x^{d_n} d\xi \exp\left(-\frac{e\varphi(\xi)}{T}\right)\right]$$

$$x \le -d_p: \quad \left|\frac{j}{\mu T}\int_x^{d_n} d\xi \exp\left(-\frac{e\varphi(\xi)}{T}\right)\right| \le \left|\frac{j}{\mu T}\int_{-d_p}^{d_n} d\xi \exp\left(-\frac{e\varphi_0}{T}\right)\right| = \frac{jd}{\mu T}\exp\left(-\frac{e\varphi_0}{T}\right) << n_n$$

$$n(x) = n_n \exp\left(\frac{e\varphi(x)}{T}\right)$$

$$n(-d_p) = n_n \exp\left(\frac{e\varphi_0 + eu}{T}\right) = n_p \exp\left(\frac{eu}{T}\right)$$

$u > 0 \Rightarrow$ *на границе* $-d_p$ *появляются дополнительные носители, которые затем диффундируют в глубь* $p-$*области*

$$j_n(-d_p) = e\mu_n n(-d_p)E(-d_p) + eD_n \left.\frac{dn}{dx}\right|_{x=-d_p}$$

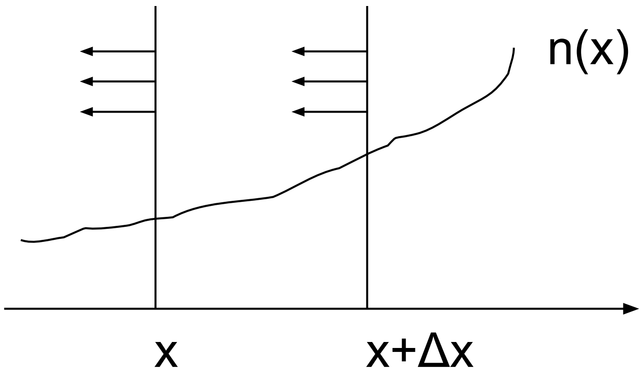
$$j_n(d_n) = e\mu_n n(d_n)E(d_n) + eD_n \left.\frac{dn}{dx}\right|_{x=d_n}$$

В n-области много электронов. Поэтому даже небольшое электрическое поле вызывает существенный дрейфовый ток. Поэтому дрейфовым током здесь можно пренебречь

$$j_n(d_n) \approx e\mu_n n(d_n)E(d_n)$$

$$n(-d_p) = n_p \exp\left(\frac{eu}{T}\right) << n_n \Rightarrow e\mu_n n(-d_p)E(-d_p) << j_n(d_n)$$

$$j_n(-d_p) \approx j_n(d_n) \Rightarrow j_n(-d_p) \approx eD_n \left.\frac{dn}{dx}\right|_{x=-d_p}$$ - Практически весь ток - диффузионный



$$\frac{\partial n}{\partial t} S\Delta x = \frac{j_n(x+\Delta x)}{e} S - \frac{j_n(x)}{e} S + g_{nT} S\Delta x - r_n S\Delta x$$

$$j_n(x+\Delta x) \approx j_n(x) + \frac{\partial j_n(x)}{\partial x}\Delta x$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} S\Delta x = \left(\frac{1}{e}\frac{\partial j_n(x)}{\partial x} + g_{n,T} - r_n\right) S\Delta x$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e}\frac{\partial j_n(x)}{\partial x} + g_{n,T} - r_n$$

$$j_n = eD_n \frac{\partial n(x)}{\partial x}$$

$$r_n = \gamma n p$$

$$\Rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + g_{n,T} - \gamma n p$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + g_{n,T} - \gamma np$$

Сттационарая ситуация $\Rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} = 0$

В глубине полупровод. теповая генерация и рекомбинация компенсируют друг друга

$$g_{n,T} = \gamma n_p p_p$$

Тепловая генерация одинакова по всему объему $\Rightarrow x \ge -d_p$

$$D_n \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + \gamma n_p p_p - \gamma n p_p = 0$$

$$\frac{d^2 n(x)}{dx^2} = \frac{1}{L_n^2}\left[n - n_p\right], \quad L_p = \frac{1}{\sqrt{D_n \gamma p_p}}$$

$$\left.\begin{aligned} R_n &= \frac{n - n_p}{\tau_n} \\ R_n &= g_T - r = \gamma p_p \left(n - n_p\right) \end{aligned}\right| \Rightarrow \tau_n = \frac{1}{\gamma p_p} \Rightarrow L_p = \frac{1}{\sqrt{D_n \tau_n}}$$

$$n(x) = n_p + C \exp\left(\frac{x}{L_n}\right)$$

$$n(x) = n_p + C\exp\left(\frac{x}{L_n}\right) \rightarrow j_n(-d_p) = eD_n \left.\frac{dn}{dx}\right|_{x=-d_p}$$

$$j_n(-d_p) = \frac{eD_n}{L_n} C\exp\left(-\frac{d_p}{L_n}\right) = \frac{eD_n}{L_n}\left[n(-d_p) - n_p\right]$$

$$n(-d_p) = n_p \cdot \exp\left(\frac{eu}{T}\right) \Rightarrow j_n(-d_p) = \frac{eD_n n_p}{L_n}\left[\exp\left(\frac{eu}{T}\right) - 1\right]$$

Аналогично для дырок на границе $x = d_n$

$$j_p(d_n) = \frac{eD_p p_n}{L_p}\left[\exp\left(\frac{eu}{T}\right) - 1\right]$$

$$j_p(-d_p) \approx j_p(d_n) = \frac{eD_p p_n}{L_p}\left[\exp\left(\frac{eu}{T}\right) - 1\right]$$

$$j = j_n(-d_p) + j_p(-d_p) = j_s \cdot \left[\exp\left(\frac{eu}{T}\right) - 1\right] - \textit{диодная ВАХ}$$

$$j_s = \frac{eD_n n_p}{L_n} + \frac{eD_p p_n}{L_p} - \textit{ток насыщения}$$

P-n переход при переменном напряжении u(t)

Для простоты рассмотрим p-n переход с сильно легированной p-областью p_n>>$n_{n/}$
Тогда ток будет определяться током диффузии дырок в n-область.

При изменении напряжения концентрация дырок на границе x=$d_п$ перехода в n-области устанавливается за время, необходимое дырке для того, чтобы пролететь p-n переход

$$t_{пр} \approx \frac{d}{v_T} \approx \frac{10^{-4}\ см}{10^{7}\ см} = 10\ пс\ при\ T = 300\ K$$

Рассмотрим случай, когда частота изменения напряжения ω<1/tпр. Тогда граничная концентрация будет успевать отслеживать за изменением напряжения и ее мгновенное значение будет совпадать по форме с концентрацией в стационарном случае при напряжении u(t)

$$\delta p(d_n, t) = p_n\left[\exp\left(\frac{eu(t)}{T}\right) - 1\right] \equiv f(t)$$ - Граничное условие при x=d_n

$$В\ глубине\ n - области\ (x \to +\infty)\ p = p_n \Rightarrow \delta p(+\infty, t) = 0$$

$$j_{\partial p,p} << j_{\partial u \phi,p} \Rightarrow \frac{\partial \delta p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} - \frac{\delta p}{\tau_p}$$

Ищем решение в виде ряда Фурье

$$\delta p(x,t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} c_k(x) \exp(i\omega kt) \rightarrow \frac{\partial \delta p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} - \frac{\delta p}{\tau_p}$$

$$\sum_{k=-\infty}^{+\infty} \left[i\omega k c_k(x) - D_p \frac{d^2 c_k(x)}{dx^2} + c_k(x) \right] \exp(i\omega kt) \equiv 0$$

$$D_p \frac{d^2 c_k(x)}{dx^2} + \left[i\omega k + \frac{1}{\tau_p} \right] c_k(x) = 0$$

$$\frac{d^2 c_k(x)}{dx^2} + \frac{1 + i\omega k}{L_p^2} c_k(x) = 0$$

$$\delta p(x \rightarrow +\infty) = 0 \Rightarrow c_k(x \rightarrow +\infty) = 0$$

$$\begin{cases} \dfrac{d^2 c_k(x)}{dx^2} + \dfrac{1+i\omega k}{L_p^2} c_k(x) = 0 \\ c_k(x \to +\infty) = 0 \end{cases} \Rightarrow c_k(x) = A_k \exp\left(-\frac{x-d_n}{\square_k}\right); \quad \frac{1}{\square_k} = \frac{\left(1+i\omega k\tau_p\right)^{1/2}}{L_p}$$

$$\delta p(x,t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k \exp\left(-\frac{x-d_n}{\square_k}\right)\exp\left(i\omega kt\right)$$

Коэффициенты A_k *определяются из граничного условия при* $x = d_n$

$$\delta p(d_n,t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k \exp\left(i\omega kt\right) \to \delta p(d_n,t) = p_n\left[\exp\left(\frac{eu(t)}{T}\right) - 1\right] \equiv f(t)$$

$$\sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k \exp\left(i\omega kt\right) = f(t) \Rightarrow A_k = \frac{\omega}{2\pi}\int_{-\pi/\omega}^{\pi/\omega} dt \exp\left(i\omega kt\right) - \text{фурье} - \text{коэфф. функции } f(t)$$

$$j = j_{\text{диф},p} = -eD_p\left(\frac{\delta p}{\delta x}\right)\Bigg|_{x=d_n} = eD_p \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{A_k}{\square_k}\exp\left(i\omega kt\right)$$

Случай слабого гармонического закона изменения напряжения

$$u(t) = u_0 + \widetilde{u}(t); \quad \widetilde{u}(t) = u_1 \exp(i\omega t)$$

$$\frac{eu_1}{T} << 1 \Rightarrow \exp\left(\frac{e\widetilde{u}}{T}\right) = 1 + \frac{e\widetilde{u}}{T} + \ldots \approx 1 + \frac{e\widetilde{u}}{T}$$

$$f(t) = p_n\left[\exp\left(\frac{eu(t)}{T}\right) - 1\right] = p_n\left[\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) - 1\right] + p_n \frac{e}{T}\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right)u_1 \exp(i\omega t)$$

$$A_k = \frac{\omega}{2\pi}\int_{-\pi/\omega}^{\pi/\omega} dt \exp(i\omega kt) \Rightarrow f(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k \exp(i\omega kt)$$

$$A_0 = p_n\left[\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) - 1\right]; \quad A_1 = p_n \frac{e}{T}\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right)u_1; \quad A_2 = A_3 = \ldots = 0$$

$$j = eD_p \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{A_k}{\mathcal{L}_k}\exp(i\omega kt) = j_0 + \widetilde{j}; \quad \frac{1}{\mathcal{L}_k} = \frac{(1 + i\omega k\tau_p)^{1/2}}{L_p}$$

$$j_0 = \frac{eD_p}{\mathcal{L}_0}A_0 = \frac{eD_p p_n}{L_p}\left[\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) - 1\right] - \textit{ВАХ при стац. напряж. } u_0$$

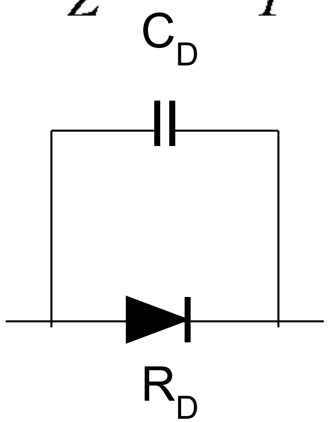
$$\widetilde{j} = \frac{eD_p}{\mathcal{L}_1}A_1 \cdot \exp(i\omega kt) = \frac{eD_p p_n}{L_p}\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right)(1 + i\omega\tau_p)^{1/2}\frac{eu_1}{T} \cdot \exp(i\omega kt)$$

$$\widetilde{j} = j_s \frac{e}{T}\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right)(1 + i\omega\tau_p)^{1/2} \cdot \widetilde{u} \Rightarrow \textit{импенданс } \frac{1}{Z} = S\frac{\widetilde{j}}{\widetilde{u}} = Sj_s \frac{e}{T}\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right)(1 + i\omega\tau_p)^{1/2}$$

$$\frac{1}{Z} = S\frac{\tilde{j}}{\tilde{u}} = Sj_s\frac{e}{T}\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right)\left(1 + i\omega\tau_p\right)^{1/2}$$

$$\left(1 + i\omega\tau_p\right)^{1/2} = \sqrt{\frac{\rho + 1}{2}} + i\sqrt{\frac{\rho - 1}{2}}; \quad \rho = \sqrt{1 + \omega^2\tau_p^2}$$

$$\mathrm{Re}\frac{1}{Z} = Sj_s\frac{e}{T}\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right)\sqrt{\frac{\rho + 1}{2}} > 0 \Rightarrow$$ Проводимость p-n перехода носит емкостный характер (колебания тока опережают колебания напряжения)



P-n переход при малом переменном напряжении можно рассматривать собой активное сопротивление R_D с включенной параллельно ему емкостью C_D

$$R_D = \mathrm{Re}\frac{1}{Z} = Sj_s\frac{e}{T}\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right)\sqrt{\frac{\rho + 1}{2}}$$

$$C_D = \mathrm{Im}\frac{1}{Z} = Sj_s\frac{e}{T}\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right)\sqrt{\frac{\rho - 1}{2}}$$