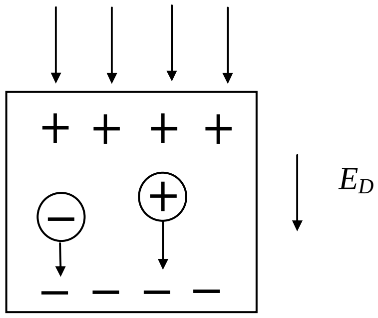
Фотоелектричні та фотомагнітні явища

При освещении полупроводника сильно поглощаемым светом в поверхностном слое избыточная концентрация неравновесных носителей заряда будет больше, чем в объеме, так как туда доходит лишь малая часть падающего на поверхность света. Раз есть *grad* электронов и дырок, то будет происходить диффузия электронов и дырок от поверхности вглубь образца.



По соотношению Эйнштейна $\mu_n \neq \mu_p$, (обычно $\mu_n > \mu_p$), то электроны будут опережать дырки, что приведет к разделению зарядов. На освещенной поверхности будет создаваться положительный заряд, а на неосвещенной - отрицательный. В результате возникнет ε, которое будет компенсировать разницу диффузионных потоков электронов и дырок, а сам эффект возникновения $\vec{\varepsilon}$ в направлении луча сильно поглощаемого света называется эффектом Дембера или кристалл-эффектом. Определим ε_D и э.д.с. Дембера.

$$j_n = qn\mu_n\varepsilon_D + \mu_n kT\frac{dn}{dx}$$

$$j_p = qn\mu_p\varepsilon_D - \mu_p kT\frac{dp}{dx}$$

$$j = j_n + j_p = q(n\mu_n + p\mu_p)\varepsilon_D + kT\left(\mu_n\frac{dn}{dx} - \mu_p\frac{dp}{dx}\right)$$

В случае изолированного полупроводника $j = 0$ и

$$\varepsilon_D = -\frac{kT}{q}\cdot\frac{\mu_n\frac{dn}{dx} - \mu_p\frac{dp}{dx}}{n\mu_n + p\mu_p}$$

Считая, что $\frac{dn}{dx} = \frac{dp}{dx} = \frac{d(\Delta n)}{dx} = \frac{d(\Delta p)}{dx}$ получим

$$\varepsilon_D = -\frac{kT}{q}\cdot\frac{\mu_n-\mu_p}{n\mu_n+p\mu_p}\cdot\frac{dn}{dx}$$

Тогда э.д.с. Дембера между точками x_1 и x_2
(ЗНАКИ ???)

$$V_D = \int_{x_1}^{x_2}\varepsilon_D dx = -\frac{kT}{q}\int_{x_1}^{x_2}\frac{\mu_n-\mu_p}{n\mu_n+p\mu_p}d(\Delta n)$$

Поскольку $\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$ и $\Delta\sigma = q(\mu_n+\mu_p)\Delta n$, то

$$d(\Delta n) = \frac{d(\Delta\sigma)}{q(\mu_n+\mu_p)},\text{ и}$$

$$V_D = -\frac{kT}{q}\cdot\frac{\mu_n-\mu_p}{\mu_n+\mu_p}\int_{x_1}^{x_2}\frac{d(\Delta\sigma)}{\sigma} = -\frac{kT}{q}\cdot\frac{\mu_n-\mu_p}{\mu_n+\mu_p}\cdot\ln\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\ \text{????}$$

Если считать, что $x_1 = 0$ (освещенная поверхность), а $x_2 \geq 3L_D$ - порядка нескольких диффузионных длин, где концентрация $\Delta n = 0$, то

$$\sigma_2 = q(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$$

$$\sigma_1 = q(n_0\mu_n + p_0\mu_p) + q(\mu_n+\mu_p)\Delta n$$

и

$$V_D = -\frac{kT}{q}\cdot\frac{\mu_n-\mu_p}{\mu_n+\mu_p}\ln\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = -\frac{kT}{q}\frac{b-1}{b+1}\ln\left[1+\frac{(b+1)\Delta n}{bn_0+p_0}\right]$$

где $b = \dfrac{\mu_n}{\mu_p}$ и $V_D = \varphi_2 - \varphi_1$

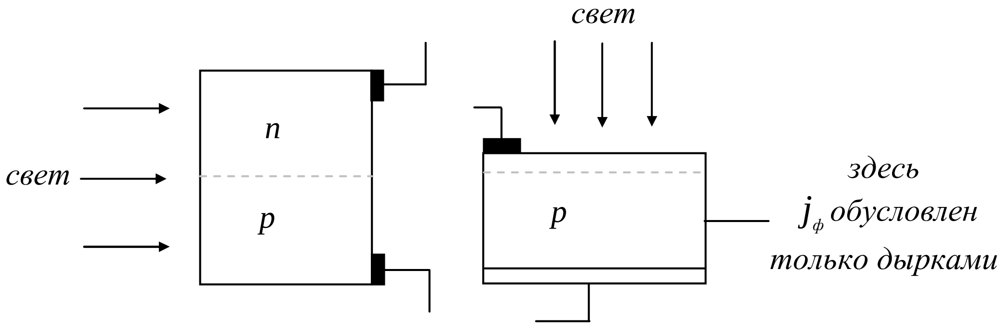
Если $\mu_p = \mu_n$, то $V_D = 0$ (эффект Дембера отсутствует). Однако при монополярной проводимости (например, при $p = 0$)

$$\varepsilon = -\frac{kT}{qn} \cdot \frac{dn}{dx}$$

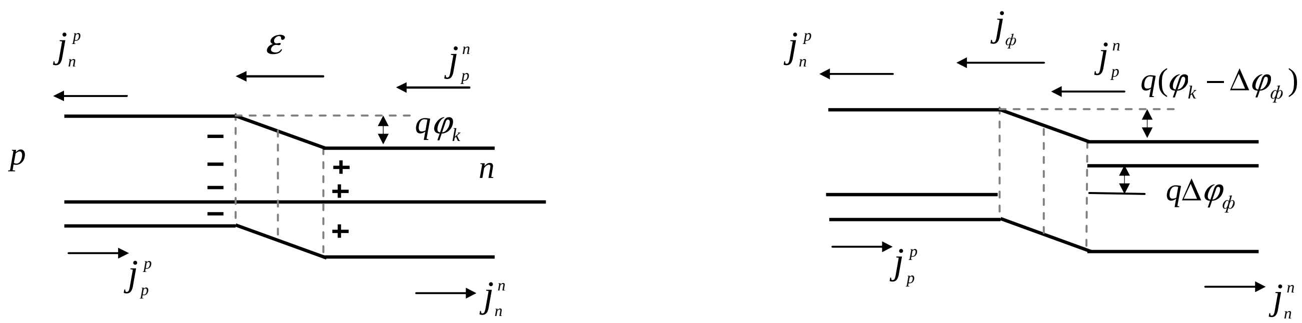
$$V_D = \int_{x_1}^{x_2} \varepsilon dx = \frac{kT}{q} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dn}{n} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_2}{n_1}$$

V_D обычно мала, порядка $\frac{kT}{q}$. Она тем больше, чем больше $(\mu_n - \mu_p)$ и чем меньше σ_0. Это возрастание э.д.с и убывание σ характерно и для других объемных эффектов в неоднородном полупроводнике.

§4. Вентильная фото-э.д.с. (Фотовольтаический эффект в $p-n$ переходе).



Известно, что в термодинамическом равновесии на $p-n$ переходе существует контактная разность потенциалов φ_k, которая создает дрейфовый ток неосновных носителей заряда, уравновешивающий диффузионный ток основных носителей заряда. Если полупроводник вблизи перехода освещается светом с $h\nu > \Delta E_g$, то попадающие в область перехода избыточные неравновесные носители заряда будут разделяться полем ε_k, так что избыточные дырки из n-области будут переводиться в p-область, а избыточные электроны из p-области в n-область.



В результате возникнет добавочный ток – фототок $j_ф$ - совпадающий с направлением тока неосновных носителей заряда. Так как перешедшие в p-область избыточные дырки и перешедшие в n-область избыточные электроны уменьшают соответственно отрицательный объемный заряд в p-области и положительный объемный заряд в n-области , то в результате происходит понижение потенциального барьера на переходе на величину $q\varphi_ф$, вследствие чего ток основных носителей заряда через $p-n$ - переход увеличится, так что

$$j_n^{(n)} = j_{ns} e^{\frac{q\varphi_ф}{kT}} \qquad j_p^{(p)} = j_{ps} e^{\frac{q\varphi_ф}{kT}}$$

Итак, если до освещения ток через переход

$$j = \underbrace{- j_n^{(n)} - j_p^{(p)}}_{j_{осн.}} + \underbrace{j_n^{(p)} + j_p^{(n)}}_{j_{неосн.}} = 0$$

был равен нулю, то при освещении общая алгебраическая сумма токов через переход

$$j = j_ф + j_n^{(p)} + j_p^{(n)} - j_n^{(n)} - j_p^{(p)} = j_ф - j_{ns}(e^{\frac{q\varphi_ф}{kT}} - 1) -$$
$$- j_{ps}(e^{\frac{q\varphi_ф}{kT}} - 1) = j_ф - j_s(e^{\frac{q\varphi_ф}{kT}} - 1)$$

где $j_s = j_{ns} + j_{ps}$. Отсюда

$$j_ф = j + j_s(e^{\frac{q\varphi_ф}{kT}} - 1) \qquad \text{При } (\varphi_ф = 0 \;\; j = j_ф) \tag{1}$$

Отсюда разность потенциалов, созданная на $p-n$ - переходе в следствие облучения

$$\varphi_ф = \frac{kT}{q}\ln\left(1 + \frac{j_ф - j}{j_s}\right) \tag{2}$$

(2) – Уравнение фотодиода для любого режима.

При разомкнутой цепи $j = 0$ и $\varphi_ф$ есть **вентильная фото-э.д.с.**

$$\varphi_{ф\ вент} = \frac{kT}{q}\ln\left(1 + \frac{j_ф}{j_s}\right) \tag{3}$$

(3) – Напряжение на разомкнутой цепи фотодиода.

$\varphi_{фвент}$ - определяется T и $j_ф$, зависящие от интенсивности света. Величину тока короткого замыкания $\vec{j}_ф$ можно оценить как (для $L_{n,p} >> S_0$)

$$j_ф = q(L_n + L_p)VS,$$

где V - скорость генер. , S - площадь перехода.

Величина $j_ф$ определяется числом избыточных носителей заряда созданных светом и дошедших до $p-n$ - перехода. Если обозначить через γ долю непрорекомбинировавших пар носителей заряда, пришедших к $p-n$ - переходу, то если весь свет поглощается

$$j_ф = q\,\gamma\,\beta\,N_0$$

$$\varphi_{вент} = \frac{kT}{q}\ln(1 + \frac{q\,\beta\,\gamma\,N_0}{j_s})$$

$$\varphi_{вент\,\max} = \varphi_k$$

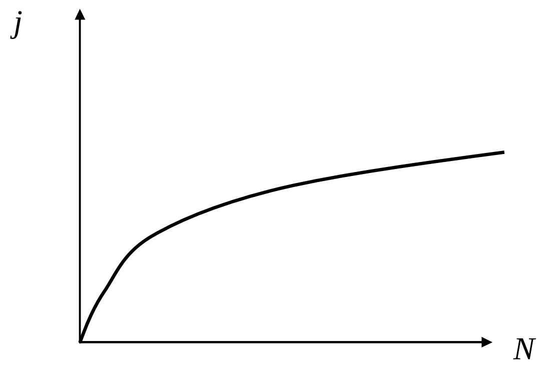
$$\varphi_{k\max} = q\Delta E_g$$

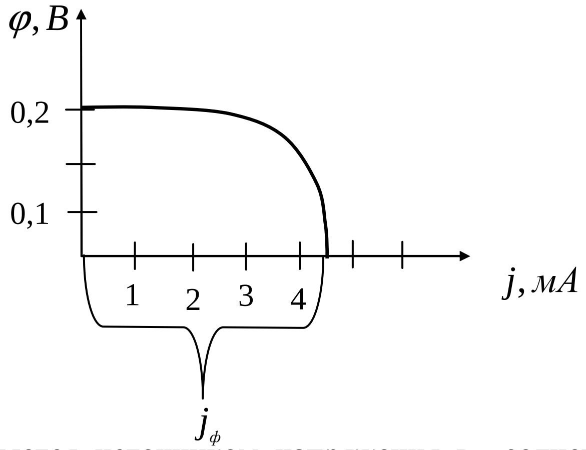
Если $\dfrac{j_\phi}{j_s} >> 1$ (большой уровень возбуждения)

$$\varphi_{вент} = \frac{kT}{q}\ln\frac{q\beta\,\gamma\,N_0}{j_s}$$

При малом уровне возбуждения $\dfrac{j_\phi}{j_s} << 1$, разложив $\ln$ в ряд получим

$$\varphi_{вент} = kT\,\frac{\beta\,\gamma\,N_0}{j_s}, \qquad \text{т.е.} \quad \varphi_{вент} \sim N_0 \qquad (4)$$





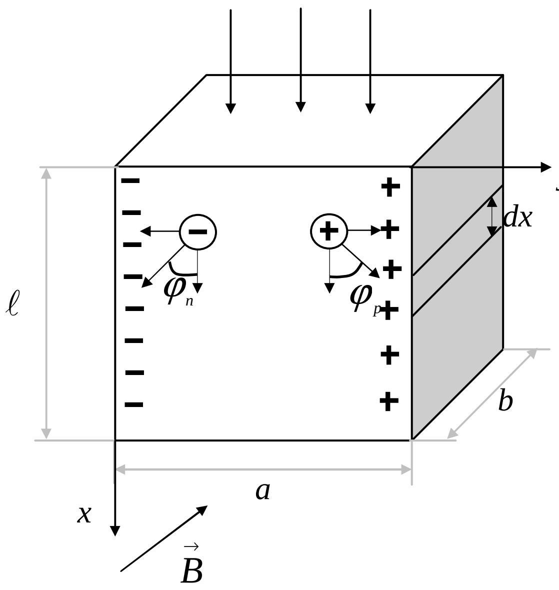
Вентильная фото-э.д.с. является источником напряжения в «солнечных батареях». При наличии микрогетеропереходов и барьерных слоев типа полупроводник-квазиметалл или иных барьеров в объеме неоднородного полупроводника суммарная $\varphi_{вент}$ может оказаться весьма значительной. Этот эффект наблюдается и на барьере Шотки. Кроме того такая «объемная фото-э.д.с.» наблюдается в любом неоднородном по распределению $n_0(p_0)$, где есть внутреннее поле.

§5. Фотомагнитоэлектрический эффект (эффект Кикоина-Носкова).

Если неравномерно освещенный полупроводник поместить в $\vec{B}$, перпендикулярно направлению диффузии носителей заряда, то в нем возникнет поперечная э.д.с., обусловленная разделением носителей заряда в магнитном поле.

Это явление называется фотоэлектромагнитным эффектом (ФЭМ эффектом, эффектом Кикоина-Носкова).

Определение $V_{фн}$ проведем для полупроводника у которого S мала, а поглощение света происходит в тонком приповерхностном слое.



Углы Холла (см. рис.) в случае слабого $\vec{B}$:

$$\varphi_p \approx tg\varphi_p = A\mu_p B$$

$$\varphi_n \approx tg\varphi_n = -A\mu_n B \qquad (A\text{- Холл-фактор})$$

Тогда проекции j_n и j_p на ось Y

$$j_{py} = j_{px} tg\varphi_p = A\mu_p B j_{px}$$

$$j_{ny} = j_{nx} tg\varphi_n = -A\mu_n B j_{nx}$$

$$j_y = j_{py} + j_{ny} = AB(\mu_p j_{px} - \mu_n j_{nx})$$

Токи в направлении оси X - это диффузионные токи, и если $\Delta n = \Delta p$, то

$$j_{px} = -j_{nx} = -qD\frac{\partial(\Delta n)}{\partial x},$$

$$D = \frac{D_n\sigma_p + D_p\sigma_n}{\sigma_p + \sigma_n},$$

где *D*- биполярный коэффициент диффузии

Тогда

$$-j_y = qABD(\mu_p + \mu_n)\frac{\partial(\Delta n)}{\partial x}$$

Ток короткого замыкания во внешней цепи получим, если подсчитаем суммарной магнитодиффузионный ток через всю свободную поверхность образца (сечение в плоскости xz, площадью bl):

$$\begin{aligned} I_{кз} &= \int_0^{\ell} j_y b dx = -qABDb(\mu_p + \mu_n)\int_0^{\ell} d(\Delta n) = \\ &= qABDb(\mu_p + \mu_p)[\Delta n(0) - \Delta n(\ell)] \end{aligned} \tag{1}$$

В условиях равновесия этот ток равен току фотомагнитной э.д.с. так, что его можно выразить через $V_{фм}$ и полную проводимость образца Ω

$$I_{фм} = \Omega V_{фм} \tag{2}$$

Так как абсолютное значение токов (1) и (2) одинаковы (хотя они противоположны по направлению) можно записать

$$V_{фм} = \frac{qABDb(\mu_p + \mu_p)[\Delta n(0) - \Delta n(\ell)]}{\Omega} \tag{3}$$

$$\Omega = \frac{b\ell}{a}\sigma_0 + \frac{b}{a}\int_0^{\ell}\Delta\sigma\, dx \tag{4}$$

В (4) первое слагаемое есть темновая электропроводимость, а второе определяется избыточными носителями заряда. Так как $\Delta n = \Delta p$, то

$$\Omega = \frac{b\ell}{a}\sigma_0 + \frac{qb}{a}(\mu_p + \mu_n)\int_0^{\ell}\Delta n dx$$

Если $\Delta n = \Delta n(0)e^{-\frac{x}{L_n}}$ (для полупроводника p - типа), то

$$\int_0^\ell \Delta n dx = \Delta n(0)\int_0^\ell e^{-\frac{x}{L_n}} dx = -\Delta n(0) e^{-\frac{x}{L_n}} L_n \big|_0^\ell$$

При $l >> L_n$, то есть для толстого образца $[\Delta n(\ell) = 0]$

$$\int_0^\ell \Delta n dx = \Delta n(0) L_n$$

Тогда

$$V_{фм} = \frac{qaABD(\mu_p + \mu_n)\Delta n(0)}{\ell\sigma_0 + q(\mu_p + \mu_n)L_n\Delta n(0)} \tag{5}$$

При высоком уровне инжекции первое слагаемое в знаменателе можно отбросить и тогда

$$V_{фм} = \frac{aABD}{L_n} \tag{6}$$

При низком уровне инжекции

$$V_{фм} = qaABD\frac{(\mu_p + \mu_n)\Delta n(0)}{\ell\sigma_0} \tag{7}$$

Если поверхностной рекомбинацией можно пренебречь, то полное число неравновесных носителей заряда, приходящихся на единицу площади определяется β, $I(N)$ и τ:

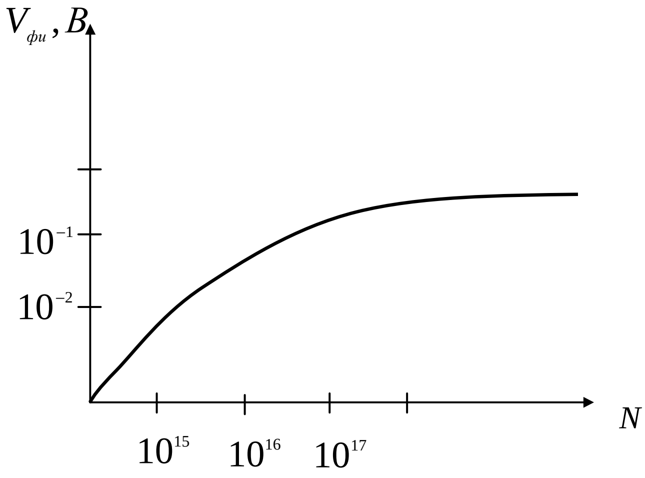
$$\int_0^\ell \Delta n dx = \beta\tau N = \Delta n(0) L_n$$

$$\Delta n(0) = \frac{\beta\tau N}{L_n} = \frac{\beta L N}{D}$$

Подставив последнее выражение в (7), получим

$$V_{фм} = qaAB(\mu_n + \mu_p)\frac{\beta L N}{\ell\sigma_0} \tag{8}$$

Из (8) и (6) видно, что при малом уровне возбуждения $V_{фм}$ пропорционально $N(I)$, а при большом стремиться к насыщению (6).


$V_{фи}$, В
10^{-1}
10^{-2}
10^{15}
10^{16}
10^{17}
N