

Тема 8. Контактные явления в полупроводниках.

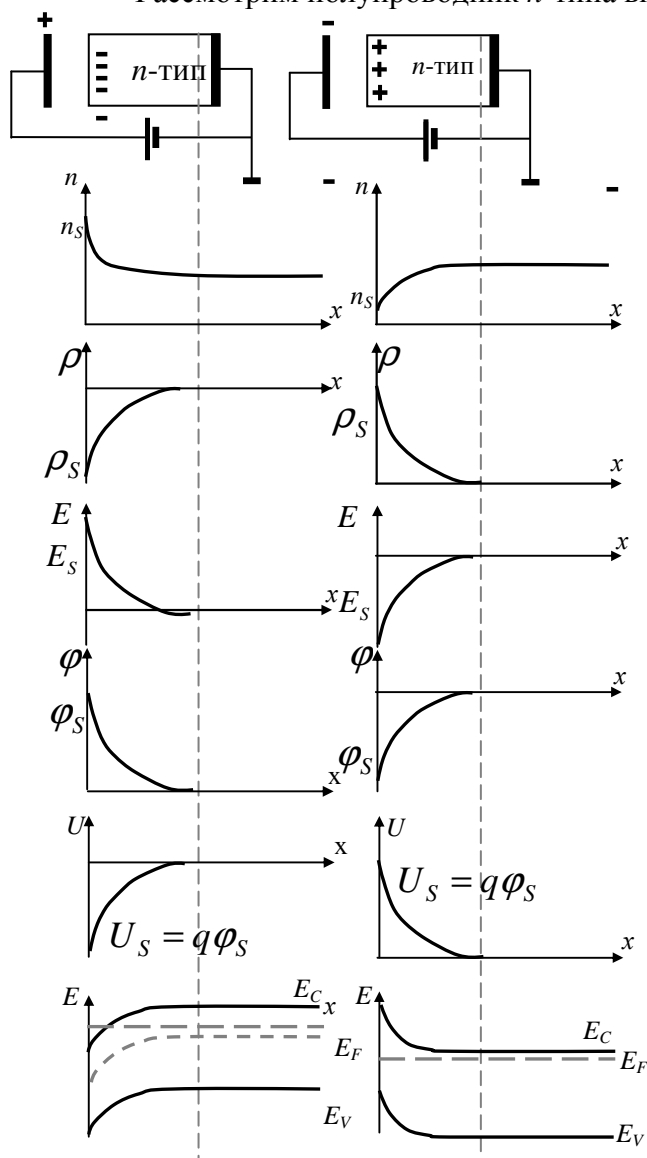
Работа большинства приборов основана на явлениях, возникающих на контакте металл – полупроводник или полупроводник - полупроводник, поэтому они достаточно подробно анализируются в курсах по полупроводниковым приборам. Вообще же область ФП (физика полупроводников), занимающаяся изучением контактных явлений в полупроводниках и основанных на них полупроводниковых приборов, получила название полупроводниковой электроники.

Мы остановимся лишь на основных наиболее общих физических процессах на контакте двух веществ.

Контактные явления (во всяком случае, подавляющее большинство из них) объясняются возникновением на контакте двух веществ контактного поля. Однако воздействие этого поля на носители заряда в приконтактных областях принципиально не отличается от действия некоторого внешнего электрического поля на приповерхностные области кристалла. Поэтому для лучшего понимания контактных явлений целесообразно рассмотреть изменение свойств полупроводника, помещенного во внешнее электрическое поле.

§1. Полупроводник во внешнем электрическом поле.

Рассмотрим полупроводник n -типа внесенный в однородное поле конденсатора.



Для положительной полярности напряжения (на см. рис.) приповерхностная область обогащается электронами и возникает отрицательный объемный заряд, а следовательно и электрическое поле $E(r)$, которые уменьшаются с увеличением расстояния от поверхности в глубь полупроводника. Это поле изменит энергию электрона на величину $U(r) = -q\phi(r)$, где $\phi(r)$ – электростатический потенциал контактного поля. Значит, будет иметь место искривление зон полупроводника, причем смещение испытают все уровни энергии. (Примесные, рекомбинационные и т.д.) кроме уровня Ферми.

Он, как известно, в состоянии термодинамического равновесия постоянен и поэтому расстояния

$$E_C - E_F \text{ и } E_F - E_V$$

в присутствии поля станут равны

$$(E_C - U(r)) - E_F \text{ и } E_F - (E_V - U(r))$$

то есть в приповерхностном поле расстояние между E_C и E_F уменьшилось на величину $U(r)$, а между E_F и E_V увеличилось на $U(r)$ по сравнению с объемом (см. рис.). Это приведет к перераспределению электронов

по уровням. (На рис. полупроводник из электронного невырожденного в приповерхностной области превращается в 2-й вырожденный).

При изменении полярности напряжения (направления приложенного поля) концентрация электронов у поверхности станет меньше, а дырок – больше, чем в объеме, следовательно, ρ и $U(r)$ будут положительными (рис.2). При этом зоны «искривятся вверх» и возможно даже изменения типа проводимости (из n в p - тип). Слой, в котором изменился тип проводимости, называют инверсионным или обращенным. Тогда по мере продвижения вглубь образца можно найти слой где $p \approx n \approx n_i$, то есть слой с собственной проводимостью или i -слой (E_F в нем лежит посредине запрещенной зоны). Область полупроводника возле i – слоя, где меняется тип проводимости называют физическим p - n переходом. Он обусловлен внешним полем и исчезает при его снятии.

Итак, при внесении полупроводника в электрическое поле в его приповерхностной области происходит искривление зон и изменение концентрации носителей заряда. При $U_S > 0$ зоны смещаются вверх и происходит увеличение концентрации дырок, для n - полупроводника поверхность обогащается неосновными носителями заряда, для p - полупроводников – основными. При $U_S < 0$ зоны смещаются вниз и все наоборот.

Рассмотрим количественно влияние поля для невырожденного n –полупроводника (рис. 2).

Уравнение Пуассона

$$-\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \rho(x)$$

Пусть концентрация электронов в объеме ($x \rightarrow \infty$) равна n_0 , тогда в приповерхностной области:

$$n = N_c e^{\frac{E_c+U-E_v}{kT}} = n_0 e^{\frac{U}{kT}}$$

В общем случае U может быть как положительно так и отрицательно.

В приповерхностной области объемный заряд определяется N_d^+ и свободными электронами. Считая, что вся примесь ионизована, то есть $N_d^+ = n_0$, получим:

$$\rho = q(N_d^+ - n) = qn_0(1 - e^{\frac{-U}{kT}}) \quad (1)$$

Если выполняется условие $|U| \ll kT$, то есть искривление зон в поле мало, то $e^{\frac{-U}{kT}}$ можно разложить в ряд:

$$e^{\frac{-U}{kT}} = 1 - \frac{U}{kT} + \frac{1}{2} \left(\frac{U}{kT}\right)^2 + \dots \approx [f(x) = f(a) + \frac{f'(a)}{1!}(x-a) + \frac{f''(a)}{2!}(x-a)^2] \approx 1 - \frac{U}{kT}$$

(отбросили члены высших порядков малости).

Тогда:

$$\rho = \frac{qn_0U}{kT} = -\frac{q^2n_0}{kT} \phi \quad (2)$$

Подставив это выражение, в уравнение Пуассона получим:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} - \frac{\varphi}{l_s^2} = 0$$

где $l_s^2 = \frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{q^2 n_0}$ - см. §3 темы 7;

Общее решение его: $\varphi = A_1 e^{-\frac{x}{l_s}} + A_2 e^{\frac{x}{l_s}}$,

А из физических соображений ($x \rightarrow \infty$, $q \rightarrow 0$ и $A_2 = 0$; при $x = 0$, $\varphi = -\varphi_3$ и $A_1 = -\varphi$)

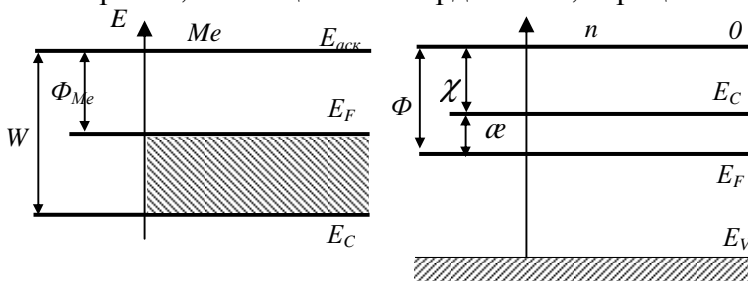
$$\varphi(x) = -\varphi_s e^{-\frac{x}{l_s}}$$

В предыдущих формулах l_s есть ни что иное как дебаевская длина экранирования (см. (4) из §3 темы 7). То есть l_s – это расстояние, на котором напряженность электрического поля в веществе уменьшается (в случае малого изгиба зон). (В §3 темы 7 мы уже упоминали о том, что l_s характеризует изменение потенциала в приповерхностных слоях).

Для металла с $n_0 = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и $E = 1$ при $T = 300 \text{ К}$ $l_s = 10^{-8} \text{ см}$ – меньше a . Для полупроводников – существенно больше: Ge с $n_0 = 10^{14}$ и $E = 10$ $l_s = 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Итак, поле существует только в приповерхностном слое, в котором существует и объемный заряд. Он экранирует внешнее поле, вследствие чего оно не проникает в объем.

§2. Работа выхода.

Хорошо известно, что для перевода электрона из твердого тела в вакуум необходимо затратить определенную энергию. Другими словами, несмотря на то, что электроны проводимости в металлах или полупроводниках могут свободно перемещаться по кристаллу, у поверхности существует потенциальный барьер, препятствующий выходу свободных электронов из твердого тела. Для преодоления этого барьера необходимо совершить работу, получившую название работы выхода. Ясно, что твердое тело могут покинуть лишь электроны, имеющие энергию, достаточную для преодоления этого барьера (не меньшую, чем работа выхода). Различают так называемые истинную и термодинамическую работы выхода. Рассмотрим их для металлов и полупроводников. Примем за начало отсчета энергию электрона, вышедшего из твердого тела в вакуум и покоящегося относительно него (кинетическая энергия равна нулю (и полная тоже)), то есть $E_{\text{вак.}} = 0$. Тогда полная энергия электронов, покоящихся в твердом теле, отрицательна.



Для перевода электрона со дна зоны проводимости, где он имеет нулевую скорость (кинетическую энергию) и его полная энергия с точки зрения классической физики, является потенциальной энергией, в вакуум без сообщения ему скорости потребуется энергия, равная

$E_C - E_C = \chi (>0)$ (для полупроводника) или $E_C - E_C = W$ (для металла), которая называется истинной или внешней работой выхода. Еще ее называют энергией электронного сродства.

Как уже отмечалось, численно она равна работе, необходимой для перевода покоящегося в твердом теле электрона в вакуум без сообщения ему дополнительной энергии. Ясно, что при выбранной системе отсчета энергии, электроны, имеющие полную отрицательную энергию, не способны выйти из твердого тела. Однако среди электронов есть и такие, которые имеют положительную полную энергию, они могут выйти из твердого тела. Очевидно, что чем выше температура, тем больше будет электронов с $E_n > 0$ и выходящих в вакуум. Явление выхода из вещества электронов за счет тепловой энергии называется термоэлектронной эмиссией.

Если провести расчет плотности тока термоэлектронной эмиссии, создаваемого электронами, для которых выполняется условие:

$$\frac{m^* V_x^2}{2} \geq \chi \quad \text{или} \quad \frac{m^* V_x^2}{2} + E_C = E_{II} > 0 \quad \text{для полупроводника}$$

$$\text{и} \quad \frac{m^* V_x^2}{2} \geq W \quad (\text{или} \quad \frac{m^* V_x^2}{2} + E_C = E_{II} > 0) \quad \text{для металла,}$$

то нетрудно получить формулу Ричардсона:

$$j_T = AT^2 e^{-\frac{\Phi}{kT}} \quad (1)$$

$$\text{где} \quad A = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} = 120 \left(\frac{m^*}{m_0} \right) \frac{A}{\text{см}^2 \text{K}^2}$$

В выражении (1) величина Φ получила название термодинамической работы выхода электрона из твердого тела. Она численно равна работе, необходимой для удаления из твердого тела электрона, находящегося на уровне Ферми.

Для металла (см. рис.)

$$\Phi = E_{\text{вак}} - E_{Fme} = -E_{Fme} (>0) \quad (2)$$

Для полупроводника (см. рис.)

$$\Phi = \chi + (E_C - E_F) = \chi + \alpha = E - E_F (>0), \text{ в «абсолютной» шкале энергии) } (3)$$

Представление Φ для полупроводник в виде суммы $\chi +$ удобно, так как χ зависит только от природы материала, в то время как $\alpha = E_C - E_F$ зависит от T , вида и количества примеси.

Если вспомнить выражения для $E_C - E_F$ (вернее для E_F), полученные нами при изучении темы № 3 “Статистика носители заряда”, то:

- для собственного полупроводника:

$$\Phi_i = \chi + \frac{\Delta E_g}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right)^{3/2}; \quad (4)$$

- для донорного полупроводника при слабой ионизации примеси:

$$\Phi_n = \chi + \frac{\Delta E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_c}{N_d}; \quad (5)$$

- для донорного полупроводника при сильной ионизации:

$$\Phi_n = \chi + kT \ln \frac{N_c}{N_d}; \quad (6)$$

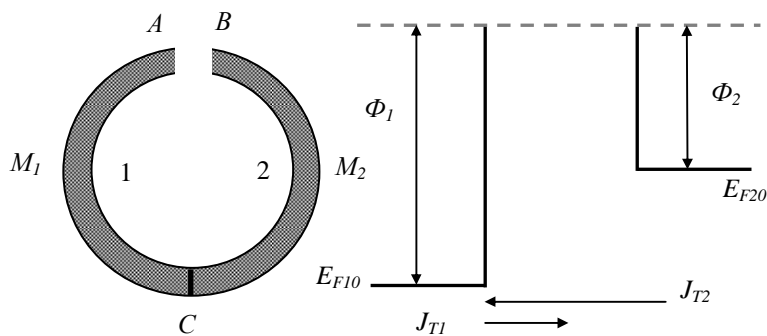
- для акцепторного полупроводника соответственно:

$$\Phi_p = \chi + \Delta E_g + \frac{E_v - E_a}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_v}{N_a} = \chi + \Delta E_g - \frac{\Delta E_a}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_v}{N_a}; \quad (7)$$

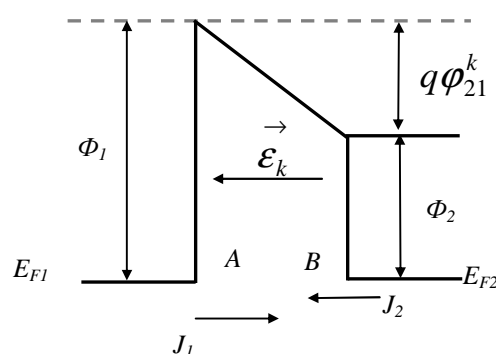
$$\Phi_p = \chi + \Delta E_g - kT \ln \frac{N_v}{N_a}; \quad (8)$$

Из сравнения (5),(6) и (7),(8) видно, что Φ из дырочного полупроводник существенно (почти на ширину 33) превосходит Φ из электронного полупроводника. Следует отметить, что в реальных условиях термоэлектронный ток не может достигать величины j_T из (1), если не созданы специальные условия. Действительно, потеряв электроны твердое тело заряжается положительно. Возникшее \vec{E} удерживает электроны, возвращая их в твердое тело. Устанавливается динамическое равновесие между встречными потоками электронов и j_x обращается в 0. Для поддержания j_T постоянным, необходимо внешним полем рассасывать термоэлектрическое поле и в тоже время компенсировать потерю заряда твердым телом (металл). Обе эти функции может выполнять одно и тоже поле (двухэлектродная лампа). Величина j_T сильно зависит от T . При $\Phi = 2,5$ эВ и $T = 300$ К $j_T \approx 10^{-36}$ А/см², а при $T = 1500$ К $j_T \approx 0,8$ А/см² (больше в 10^{36} раз).

§3. Контактная разность потенциалов. Контакт металл – металл.



Рассмотрим два различных металла M_1 и M_2 с различными Φ_1 и Φ_2 ($\Phi_1 > \Phi_2$), и E_{F1} и E_{F2} ($E_{F1} > E_{F2}$) (относительно E_e). Приведем эти металлы в контакт так, что одними концами они будут контактировать непосредственно, а два других конца будут разделены вакуумными промежутками (небольшой ширины).



Пусть $\Phi_1 > \Phi_2$, тогда в начальный момент времени в вакуумном промежутке возникнут токи термоэлектричества:

$$j_{T2} = AT^2 e^{\frac{\Phi_2}{kT}} > j_{T1} = AT^2 e^{\frac{\Phi_1}{kT}},$$

то есть будет осуществляется перенос электронов справа налево. Соответственно поверхность второго металла

зарядится положительно (плоскость B), а первый металл – отрицательно (плоскость A).

Следовательно в зазоре возникает поле \vec{E}_k и соответствующая разность потенциалов φ_{k1}^k , препятствующая эмиссии электронов из второго металла. Все уровни энергии электронов второго металла, зарядившегося положительно, получают дополнительную отрицательную энергию и опускаются на некоторую величину, а уровни энергии первого металла, зарядившиеся отрицательно, поднимаются на некоторую, вообще говоря, другую величину. Направленный поток электронов из второго металла в первый металл прекратится, когда уровни выровняются, то есть $E_{F1} = E_{F2}$, причем $E_{F1} = E_{F2}$ отличны как от E_{F10} , так и от E_{F20} . Такое состояние является равновесным и

$$j_{T1} = j_{T2} \quad \text{или}$$

$$AT^2 e^{-\varphi_1/kT} = AT^2 e^{-\frac{\Phi_2 + q\varphi_{21}^k}{kT}}$$

то есть потенциальный барьер для электронов, движущихся справа налево ($\Phi_2 + e\varphi_{21}^k$) равен потенциальному барьеру для электронов, движущихся слева направо (Φ_1):

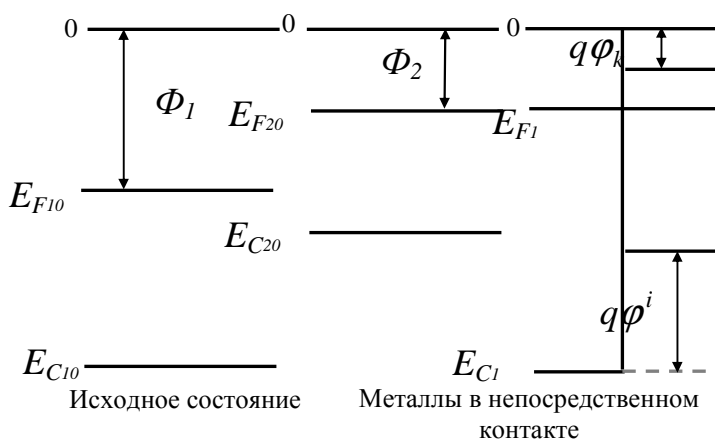
$$\Phi_2 + q\varphi_{21}^k = \Phi_1 \quad \text{или}$$

$$q\varphi_{21}^k = \Phi_1 - \Phi_2 \quad (1)$$

$$\varphi_{21}^k = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{q} \quad (2)$$

Итак, после установления равновесия между металлами в вакуумном зазоре возникает контактная разность потенциалов, которая определяется разностью термодинамических работ выхода электронов и называется внешней контактной разностью потенциалов. $q\varphi^k$ представляет собой потенциальный барьер, обеспечивающий равенство термодинамических работ выхода относительно перехода электронов из M_1 и M_2 , находящихся в контакте.

Потенциал металла с меньшей работой выхода повышается относительно металла



с большей работой выхода на φ^k , благодаря чему работа выхода в любой точке пары металлов определяется наибольшей из (Φ_1, Φ_2) , а внешнее контактное поле U^k локализовано в непосредственной близости к металлу с меньшей работой выхода.

Как известно, заряд, сообщенный металлу, распределяется в общем случае по

его поверхности. Значит в данном случае

электрическое поле \vec{E}_k будет локализовано в тонком поверхностном слое металла и между любыми двумя точками наружной поверхности первого и второго металла существует φ^k .

Рассмотрим теперь какие условия существуют на непосредственном контакте S между первым и вторым металлом (без всякого вакуумного промежутка). Теперь электронам чтобы перейти из металла в металл не нужно уже выходить в вакуум и преодолевать барьер равный работе выхода.

Если мы привели в контакт два металла (см. рис.), то их E_F в состоянии равновесия совпадут. Но если контактирующие металлы имеют различную концентрацию электронов, то энергии Ферми, отсчитанные от дна зоны проводимости, в каждом металле будут различны и тем самым E_{C1} не совпадет с E_{C2} (см рис.). И теперь чтобы перевести электрон с нулевой кинетической энергией из первого металла во второй, необходимо затратить энергию равную $E_{C2} - E_{C1}$. Эта разность и представляет собой потенциальный барьер, возникающий на жестком контакте и обуславливающий разность потенциалов φ^i , которая получила название внутренней контактной разности потенциалов.

Из рис. видно, что

$$q\varphi_{12}^i = E_{C2} - E_{C1} = (E_{F10} - E_{C10}) - (E_{F20} - E_{C20}) \quad (3)$$

Таким образом величина потенциального барьера $q\varphi^i$, определяющего внутреннюю контактную разность потенциалов φ^i равна разности энергий Ферми изолированных металлов, отсчитываемых от дна зоны проводимости каждого металла.

В нашем конкретном случае $E_{F1} > E_{F2}$ и первый металл зарядится положительно, а второй – отрицательно. Поле \vec{E}^i между металлом будет локализовано в слое толщиной порядка 10^{-8} см перпендикулярно плоскости контакта S .

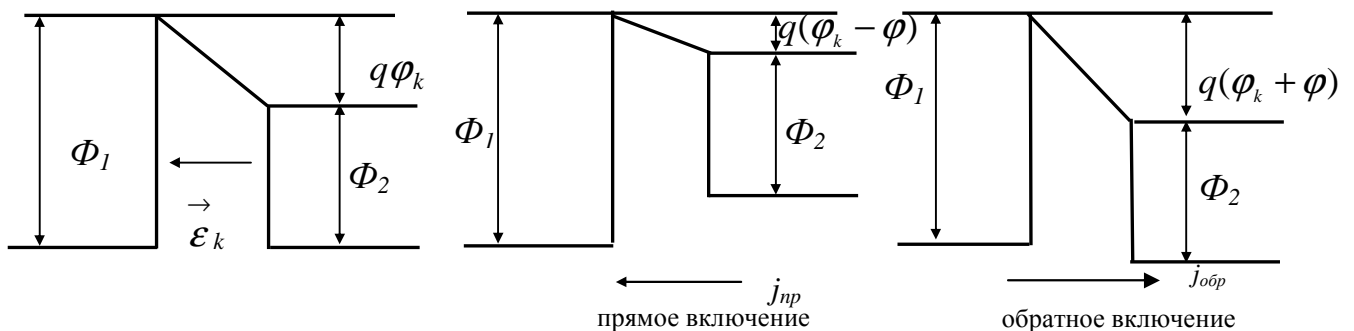
Величина внутреннего $q\varphi^i$ определяется концентрацией электронов в металлах и их эффективными массами, так как:

$$E_{F_0} - E_{C_0} = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}$$

$$q\varphi_{12}^i = \frac{h^2}{2} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} \left(\frac{n_1^{2/3}}{m_1^*} - \frac{n_2^{2/3}}{m_2^*} \right) \quad (4)$$

Поскольку n в металлах часто близки, то величина φ^i невелика и составляет $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ В.

Вернемся теперь к системе «металл – вакуумный зазор – металл». Если на такую систему наложить внешнее электрическое поле, то равновесие нарушится. Отрицательный потенциал от внешнего источника всегда поднимает уровень Ферми, а положительный его опускает (это понятно, т.к. в зонной схеме уровни энергии есть уровни энергии электронов).



Видно, что ток от первого металла ко второму останется неизменным во всех случаях и будет равен

$$j_1 = AT^2 e^{\frac{\Phi_2 + q\phi^k}{kT}} = AT^2 e^{-\Phi_1/kT} = j_s \quad (5)$$

Ток же от второго металла к первому при прямом включении будет больше j_s и равен

$$j_2^{np} = AT^2 e^{\frac{\Phi_2 + q\phi^k - q\phi}{kT}} = j_s e^{\frac{q\phi}{kT}} \quad (6)$$

Полный ток при этом течет от второго к первому металлу и равен:

$$j_{np} = j_2^{np} - j_1 = j_s (e^{\frac{q\phi}{kT}} - 1) \quad (7)$$

При обратном включении ток от второго металла к первому меньше j_s и равен:

$$j_2^{обп} = AT^2 e^{\frac{\Phi_2 + q\phi_k + q\phi}{kT}} = j_s e^{-\frac{q\phi}{kT}} \quad (8)$$

Полный ток течет от первого ко второму металлу и равен:

$$j_{обп} = j_1 - j_2^{обп} = j_s (1 - e^{-\frac{q\phi}{kT}}) \quad (9)$$

Приняв одно из направлений тока (j_{np}) в качестве положительного, а другого – отрицательного, результирующего тока можем записать результирующее выражение:

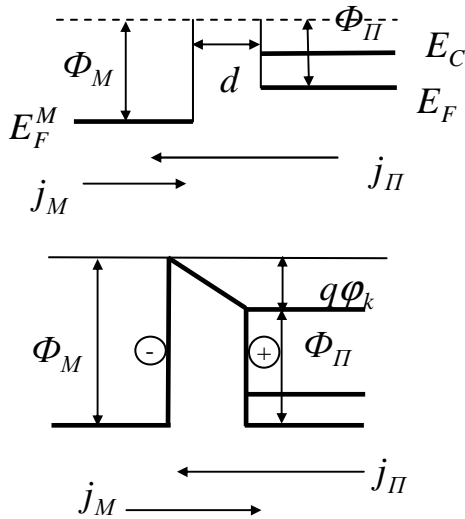
$$j = j_s (e^{\frac{q\phi}{kT}} - 1) \quad (10)$$

Как видно из (10), контакт двух металлов должен обладать выпрямляющими свойствами: при положительном ϕ ток экспоненциально возрастает, при отрицательно - асимптотически приближается к j_s (10) можно рассматривать как аналитическую запись ВАХ звук металла с разной Φ при наличии вакуумного зазора между ними.

На практике этот эффект часто не наблюдается из-за того, что на контакте двух металлов толщина барьера оказывается очень малой и интенсивные туннельные переходы электронов сквозь барьер приводят к исчезновению вентильного эффекта. Наблюдать эффект оказалось возможным, если между металлами находится тонкий слой диэлектрика, роль которого играют окислы. Однако практически такую выпрямляющую систему не используют.

В настоящее время в связи с развитием пленочной микроэлектроники и возникшей в связи с возможностью реализации системы металл – окисел – металл, намечается использование вентильного эффекта в контакте двух металлов, но при этом следует иметь в виду, что фактически речь идет уже о системе металл – полупроводник – металл.

§4. Контакт-металл – полупроводник.



Рассмотрим теперь контакт электронного полупроводника с металлом причем вначале предположим, что их разделяет тонкий вакуумный зазор.

Пусть $\Phi_M > \Phi_{II}$. Применив к такой системе все те же рассуждения, что и для «металл – вакуум – металл» придем к аналогичным выводам, если d достаточно велико (≥ 100 мкм). Положим теперь d равным $\approx 10^{-7}$ см.

Типичные значения $q\phi_k = \Phi_M - \Phi_{II}$ составляют 1эВ. Тогда напряженность поля в вакуумном зазоре составит $\epsilon_\kappa = \frac{\phi_\kappa}{d} \approx 10^7$ В/см.

Поверхностная плотность зарядов $Q_s = \epsilon_0 \epsilon_\kappa$ и число электронов необходимое для создания Q_s будет равно:

$$n = \frac{Q_s}{q} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_\kappa}{q} = \frac{8,85 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см} \cdot 10^7 \text{ В/см}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}} \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$$

Однако общее число свободных электронов на 1 см^2 поверхности полупроводника может оказаться значительно меньше чем $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Действительно, в невырожденных полупроводниках $n_0 \ll 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Пусть, например, $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Тогда $n_s = (10^{15})^{2/3} = 10^{10} \text{ см}^{-2} \ll 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Тогда для получения необходимого количества электронов ($5 \cdot 10^{12}$) на поверхности необходимо полностью вывести все «свободные» электроны из поверхностного слоя полупроводника толщиной:

$$\ell = \frac{n}{n_0} = \frac{5 \cdot 10^{12}}{10^{15}} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$$

Таким образом, полностью ионизируя примеси при $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, можно получить заряд на поверхности металла с $n = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, при условии полного вывода свободных электронов из слоя полупроводника толщиной $\ell = 5 \cdot 10^{-3}$ см. Но тогда в этом слое не останется свободных носителей заряда, то есть он является диэлектриком (хотя и с неподвижным объемным зарядом). Следовательно, к вакуумному зазору ($d = 10^{-7}$ см) добавляется слой другого диэлектрика, толщина которого ℓ на несколько порядков превышает толщину вакуумного зазора.

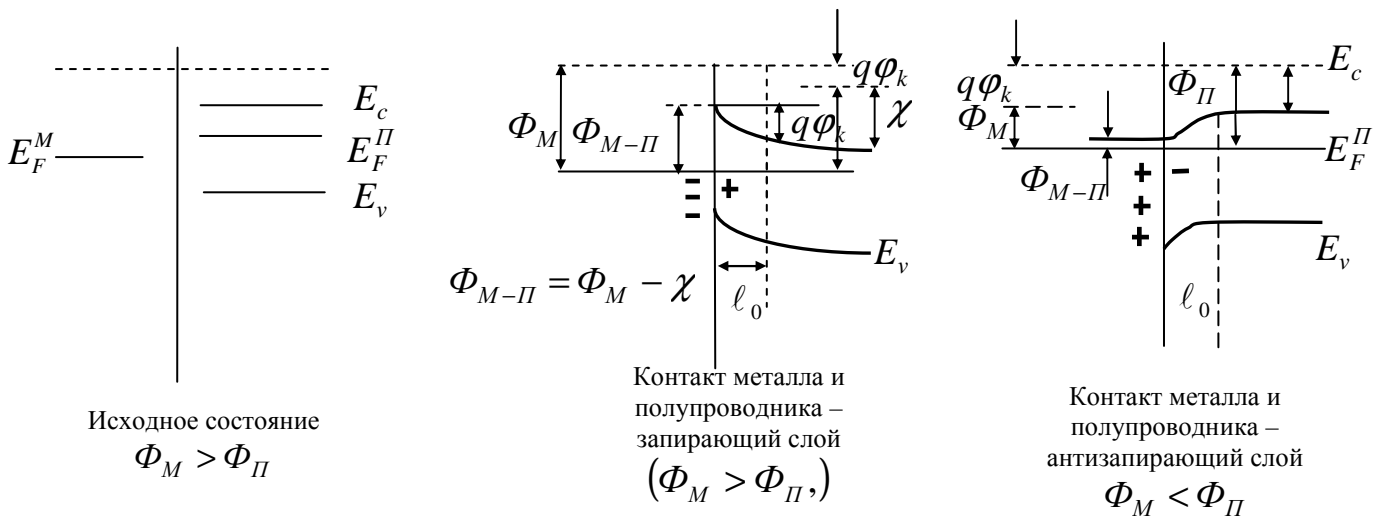
Ясно, что контактная ϕ^k распределится на столько в вакуумный зазор, сколько в указанный поверхностный слой полупроводника. Поэтому можно не учитывать тонкий d и в дальнейшем будем считать, что зазор между металл и полупроводник отсутствует.

Так как при равенстве объемных рядов Q разность потенциалов в соприкасающихся телах распределяется пропорционально толщинам слоя объемного заряда, а в металле она не превышает 10^{-8} - 10^{-7} см (а то и $10^{-10} \approx \frac{5 \cdot 10^{12}}{5 \cdot 10^{22}}$), то ясно, что $\Delta\phi$ в металле ничтожно мала по

сравнению с полупроводником, и можно считать, что φ^k практически полностью падает в приконтактной области полупроводника, приводя к искривлению зон энергии, подобно тому как это имеет место при наложении на полупроводник внешнего электрического поля. Искривление зон энергии, возникающее в результате обмена электронами в результате термоэлектронной эмиссии, не изменится и после приведения металла и полупроводника в непосредственный контакт. Поскольку для перехода электронов из полупроводника в металл существует потенциальный барьер:

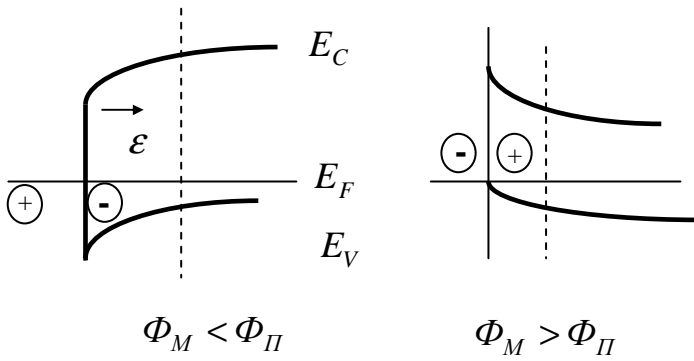
$$q\varphi_{\Pi M}^k = \Phi_M - \Phi_{\Pi}$$

то можно сказать, что при контакте металла и полупроводника возникает внутренняя контактная $\Delta\varphi$, равная внешней φ^k , то есть разности термодинамических работ выхода



Итак, при непосредственном контакте металла и полупроводника возникает контактная разность потенциалов φ^k равная разности работ выхода. Как видно из рисунков, если $\Phi_M > \Phi_{\Pi}$, то полупроводник заряжается положительно и зоны энергии в приконтактной области искривляются кверху. Поэтому вблизи контакта число электронов в зоне проводимости убывает, а число дырок в валентной зоне возрастает по сравнению с их числом в объеме полупроводника. Значит, в электронном полупроводнике приповерхностная область обедняется основными носителями заряда и обогащается не основными носителями заряда, то есть возникает слой с пониженной удельной проводимостью и такой слой называется запирающим. При сильном изгибе зон (когда $\Phi_M > \Phi_{\Pi} + \Delta E_g$) возможна инверсия проводимости и возникновение физического *p-n* перехода.

Если $\Phi_M < \Phi_{\Pi}$ (рис. 3), то полупроводник заряжается отрицательно и зоны энергии в приконтактной области искривляются к низу, поэтому вблизи контакта число электронов в зоне проводимости больше, число дырок в валентной зоне меньше по сравнению с объемом. В результате электронный полупроводник обогащается основными носителями заряда, то есть в приповерхностном слое удельная проводимость возрастает и такой слой называется антизапирающим.



В полупроводник p -типа обедненный слой (запирающий слой) получается при изгибе зон вниз (то есть $\Phi_M < \Phi_{II}$), а антизапирающий - при изгибе зон вверх ($\Phi_M > \Phi_{II}$) см. рис. У собственного полупроводника как при $\Phi_M > \Phi_{II}$, так и при $\Phi_M < \Phi_{II}$ искривление зон сопровождается повышением удельной проводимости в приконтактной области.

Ясно, что контакт металл – полупроводник при прохождении через него электрического тока будет нелинейным, так как его свойства меняются в зависимости от приложенного напряжения.

При этом запирающий слой на контакте металл – полупроводник обуславливает выпрямляющие свойства такого контакта.

Далее найдем выражения для ВАХ тонких и толстых запирающих слоев (диодную и диффузионную теории), но вначале определим зависимость напряженности поля и потенциала от расстояния от поверхности, а также определим толщину запирающего слоя α_0 . В §1 мы, собственно говоря, уже определили ход потенциала в приповерхностной области полупроводник, помещенного в ϵ так, считая, что примесь полностью ионизована, то есть n_0 (в объеме) = N_d^+ мы нашли выражение (1) для плотности объемного

$$\text{заряда } \rho = qn_0 \left[1 - e^{-\frac{U}{kT}} \right] = qn_0 \left[1 - e^{-\frac{q\phi(x)}{kT}} \right].$$

Там мы считали, что $|q\phi(x)| \ll kT$, то есть слабый излом зон или слабые поля, мы разлагали \exp в ряды и получали $\phi(x)$ и т.д.

Мы уже упоминали, что вследствие обеднения запирающего слоя основными носителями заряда возрастает его сопротивление, так что все контактная ϕ^k падает на этом слое. Мало того, обычно считают, что вся внешняя $\Delta\phi$ также падает на том же слое и суммарное изменение потенциала, (изгиб зон) наблюдается лишь в области запирающего слоя. На самом деле, строго говоря, зоны в объеме полупроводник при наложении внешнего поля немного наклоняются, но этим наклоном при качественном изображении зонной схемы обычно пренебрегают.

Так как ϕ^k полностью падает в приповерхностную область полупроводник, а значения ϵ^k достаточно велики, то можно считать, что $|q\phi(x)| \gg kT$ (то есть сильный изгиб

зон) и $\exp \approx 0$, то есть $\rho = qn_0 \left[1 - e^{-\frac{q\phi(x)}{kT}} \right] = qn_0 = qN_d^+$, (1) или другими словами,

полагают ρ постоянным во всем обедненном слое (в ℓ_0) и ρ обусловлен только ионами N_d^+ .

Тогда уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0}$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} = 0$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = -\frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} x + C_1 \quad (2)$$

Так как поле проникает в полупроводник на расстояние ℓ_0 , то $\varphi(\ell_0) = 0$ и $\varepsilon(\ell_0) = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0$ и из (2) получим $C_1 = \frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \ell_0$

$$\text{Тогда } \varphi(x) = -\frac{qn_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} x^2 + \frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \ell_0 x + C_2 \quad (3)$$

откуда из $\varphi(\ell_0) = 0$ получим $C_2 = -\frac{qn_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} \ell_0^2$ и

$$\varphi(x) = -\frac{qn_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} x^2 + \frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \ell_0 x - \frac{qn_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} \ell_0^2 = -\frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} - \ell_0 x + \frac{\ell_0^2}{2} \right) = -\frac{qn_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x - \ell_0)^2$$

$$\varphi(x) = -\frac{qn_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} (\ell_0 - x)^2 \quad (4)$$

(4) – электростатический потенциал контактного поля (в случае сильного искривления зон) параболически зависит от x (квадратичная зависимость).

$$\varepsilon(x) = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = -\frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} (\ell_0 - x) \quad (5)$$

Максимальные значения ε и φ имеют при $x=0$ на самом контакте (границе раздела металл-полупроводник):

$$C_2 = \varphi_{\max} = \varphi_s = -\frac{qn_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} \ell_0^2 = \varphi^k \quad (6)$$

$$\varepsilon_{\max} = \varepsilon_s = \frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \ell_0 = \varepsilon^k = \varepsilon_s \quad (5^*)$$

$$\text{Из (4) найдем } \ell_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \varphi^k}{qn_0}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (\Phi_M - \Phi_{II})}{q^2 n_0}} \quad (7) \text{ - толщина обедненного слоя в}$$

отсутствие внешнего поля.

ℓ_0 тем больше, чем больше φ^k и чем меньше n_0 . Обычно $\ell_0 = 10^{-5} - 10^{-3}$ см. При $\Phi_M - \Phi_{II} = 1$ эВ глубина проникновения поля в полупроводник в 10 раз превышает длину экранирования в случае контакта металл-вакуум-полупроводник.

Запирающий слой, как мы видели, всегда обеднен носители заряда и поэтому обладает повышенным сопротивлением. То есть система «металл – запирающий слой – достаточно хорошо проводящий полупроводник» является плоским конденсатором с емкостью на единицу площади, равной

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\ell_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 q n_0}{2\varphi_k}} \quad (8)$$

Все изложенное, а именно, выражения, полученные для $\varphi(x)$, $E(x)$, ℓ_0 , C , можно применить к запирающему слою, как находящемуся в равновесии, так и при наложении внешнего поля. В нашем случае в формулах (5), (6) и (7) вместо φ^k E^k будет $\varphi^k - \Delta\varphi$:

$$\varphi^k - \Delta\varphi = \varphi_s = -\frac{q n_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} \ell_0^2 \quad (9)$$

$$\ell_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi^k - \Delta\varphi)}{q n_0}}, \quad (10)$$

где $\Delta\varphi$ – внешнее напряжение.

То есть при $\Delta\varphi > 0$ (прямое включение) ℓ_0 уменьшается с ростом $\Delta\varphi$, а при $\Delta\varphi < 0$ вместо φ^k будет иметь $\varphi^k + \Delta\varphi_{обр}$ и ℓ_0 с ростом $\Delta\varphi_{обр}$ увеличивается.

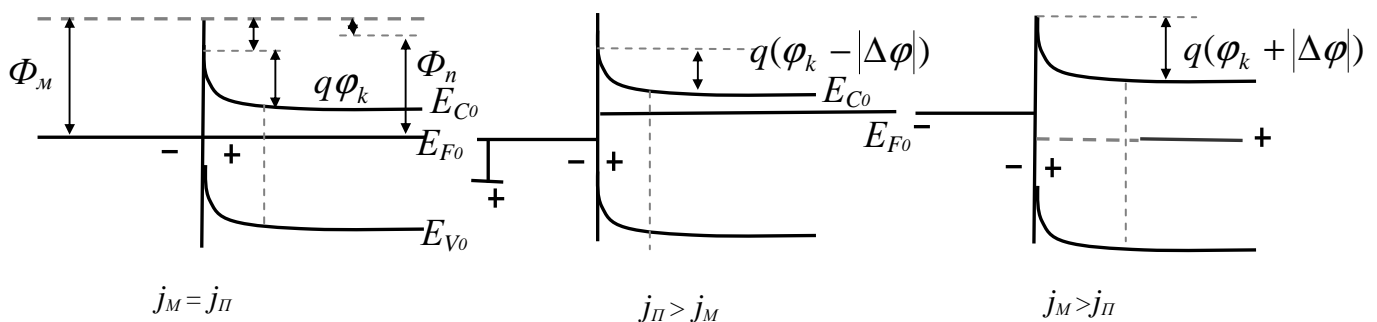
Из (10) ясно, что при прямом включении запирающий слой существует лишь пока $\Delta\varphi < \varphi^k$, а при обратном, когда $\Delta\varphi \gg \varphi^k$

$$\ell_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \Delta\varphi_{обр}}{q n_0}} \quad (11)$$

Обедненный слой с постоянным объемным зарядом вида (1) $\rho = qN_d^+$, способный менять свою толщину по формуле типа (10), называют физическим запирающим слоем или слоем (барьером) Шоттки. (Диоды Шоттки работают на основных носителях заряда, что обуславливает малое время релаксации зарядов и, следовательно, высокое быстродействие).

§ 5. Выпрямление на контакте металл – полупроводник.

Вернемся теперь к контакту металл – электронный полупроводник при $\Phi_M > \Phi_{П}$ (запирающий).



При подключении такого контакта, находящегося в равновесии (рис.1) внешнего источника плюсом к металлу и минусом к полупроводнику (рис.2) наблюдается сдвиг уровня $E_{ФП}$ (и всех уровней E_{C0} , E_{V0}) вверх, а уровня E_{FM} вниз. Это приводит к вычитанию внешнего поля из E^k и к уменьшению искривления зон в обедненном слое, что соответствует прямому включению. В области этого слоя уровень Ферми показан пунктиром (рис. 2), поскольку при подключении внешнего источника состояние полупроводника становится неравновесным и следовало бы пользоваться квазиуровнем Ферми, ход которого нам неизвестен.

При подключении внешнего источника минус к металлу и плюс к полупроводнику наблюдается сдвиг уровней полупроводника вниз, а металл – вверх. Это приводит к сложению φ^k и $\Delta\varphi$ и к увеличению искривления зон в запирающем слое (рис. 3), что соответствует обратному включению. Следует отметить, что здесь (на рис. 2, 3) отпадает необходимость изображать величины Φ_M и Φ_{II} , а достаточно рассматривать лишь изгиб зон, так как в отсутствие поля $q\varphi^k = \Phi_M - \Phi_{II}$, а при наложении внешнего поля изгиб зон изменяется на величину $q\Delta\varphi$. Да и вообще здесь отсутствует вакуумный зазор, так что электронам не нужно подниматься на уровень вакуума, чтобы перейти из полупроводника в металл и наоборот.

Прежде чем получить ВАХ для контакта металл-полупроводник покажем, что изменение квазиуровня Ферми, а значит и изгиб зон, при наличии внешнего напряжения определяется приложенной $\Delta\varphi$.

В глубине полупроводника ($x > \ell_0$)

$$n_0 = N_C e^{-(E_C - E_F)/kT} = N_C e^{\Delta E_0/kT}, [-(E_C - E_F) = \Delta E_0]$$

где E_C и ΔE_0 – дно зоны проводимости и положение E_F относительно E_C в глубине полупроводника. При термодинамическом равновесии положение E_F для всей структуры одинаково и равно:

$$E_F = E_C + q\varphi(x) + \Delta E(x) = const$$

Здесь $q\varphi^k$ - потенциальная энергия электронов в приконтактной области,

- положение E_F в приконтактной области, отсчитываемого от E_C . При подключении внешнего источника через контакт будет протекать ток, состояние полупроводника будет неравновесным и концентрация электронов будет определяться квазиуровнем Ферми:

$$E_F^n = E_C + q\varphi(x) + \Delta E_1(x), \quad (1)$$

где $\Delta E_1(x)$ – положение квазиуровня Ферми в приконтактной области, отсчитываемого от E_C . Тогда

$$n(x) = N_C e^{\frac{\Delta E_1(x)}{kT}}, \quad (2)$$

Итак, E_F^n в приконтактной зоне зависит от x и непостоянен во всей области полупроводник. Определим изменение E_F^n при приложении $\Delta\varphi$.

Плотность тока $j = qn(x)\mu_n E + qD_n \frac{dn(x)}{dx}$ с учетом (2) будет:

$$j = n(x)\mu_n \frac{d(q - \varphi)}{dx} + \frac{qD_n}{kT} \cdot \frac{d\Delta E_1(x)}{dx} n(x) \quad (3)$$

С учетом $D_n = \mu_n \frac{kT}{q}$

$$j = n(x)\mu_n \frac{d[q - \varphi(x) + \Delta E_1(x)]}{dx} \quad (4)$$

Сравнивая (1) и (4) можно записать:

$$j = n\mu_n \frac{dE_F^n}{dx} \quad (5)$$

Плотность тока во всем полупроводник одинакова, поэтому изменение E_F^n между двумя точками 1 и 2 с учетом (5):

$$\int_{(1)}^{(2)} dE_F^n = \int_{(1)}^{(2)} \frac{j dx}{n\mu_n} = gjs \int_{(1)}^{(2)} \frac{dx}{qn\mu_n S} = qI \int_{(1)}^{(2)} dR \quad (6)$$

где $dR = \frac{dx}{\sigma S} = \rho \frac{dx}{S}$ - сопротивление участка полупроводник длиной dx с поперечным

сечением S и удельным сопротивлением $\frac{1}{\sigma} = \frac{t}{qn\mu_n}$.

Интегрируя (6) получим:

$$\Delta E_F^n = E_{F1}^n - E_{F2}^n = qI(R_2 - R_1) = q(V_2 - V_1) = q\Delta\varphi \quad (7)$$

То есть изменение квазиуровня Ферми в полупроводнике при наличии внешнего источника напряжения определяется приложенной разностью потенциалов. Это и показано на рисунках 2 и 3, где изгиб зон при приложении напряжения изменяется на величину $\pm q\Delta\varphi$, равную ΔE_F^n .

§6. Диодная теория выпрямления.

Для расчета ВАХ контакта металл-полупроводник используют две теории – диодная и диффузионная.

Диодная теория применяется для так называемых тонких запирающих (барьерных) слоев, толщина которых ℓ_o не превышает длины свободного пробега носителей заряда, то есть $l > \ell_o$. В этом случае запирающий слой подобен вакуумному зазору между металлами или вакуумному промежутку между электродами электронной лампы – диода, отсюда и название теории выпрямления тонкого запирающего поля (создатель Бете).

Известно, что ℓ_o (см. (10) §4) тем меньше, чем больше n_o (p_o), а l тем больше, чем больше подвижность. Поэтому диодная теория применяется для полупроводник с большой n_o (p_o), обладающих высокой подвижностью.

Плотность тока j_{Π} (из полупроводника в металл) и j_M (из металла в полупроводник) для тонкого запирающего слоя можно определить как плотность тока термоэлектронной эмиссии, однако поскольку вакуумный зазор между металлом и полупроводником отсутствует, для электронов, движущихся из полупроводника в металл вместо барьера:

$$\Phi_{\Pi} = E_{C_0} - E_{F_0} + \chi$$

следует рассматривать барьер:

$$\Phi_{\Pi-M} = E_{C_0} - E_{F_0} + q(\varphi_{\kappa} - \Delta\varphi),$$

а для электронов, движущихся из металла в полупроводник вместо:

$$\Phi_M = E_{C_0} - E_{F_0} + \chi + q\varphi_{\kappa}$$

рассматривать барьер:

$$\Phi_{M-\Pi} = E_{C_0} - E_{F_0} + q\varphi_{\kappa}.$$

Тогда по аналогии с формулой (1) из §2:

$$j_{\Pi} = \frac{q4\pi m^* (kT)^2}{h^3} e^{-\frac{E_{C_0} - E_{F_0}}{kT}} e^{-\frac{q(\varphi_{\kappa} - \Delta\varphi)}{kT}}.$$

Учитывая, что:

$$n_0 = \frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_{C_0} - E_{F_0}}{kT}}$$

и тепловая скорость:

$$V_T = \left(\frac{8kT}{\pi m^*} \right)^{1/2}$$

получим:

$$j_{\Pi} = \frac{1}{4} q n_0 V_T e^{-\frac{q(\varphi_{\kappa} - \Delta\varphi)}{kT}} = \frac{1}{4} q n_s V_T e^{-\frac{q\Delta\varphi}{kT}} \quad (1)$$

где $n_s = n_0 e^{-\frac{q\varphi_{\kappa}}{kT}}$ - концентрация электронов у поверхности полупроводника в равновесных условиях, то есть при $\Delta\varphi = 0$

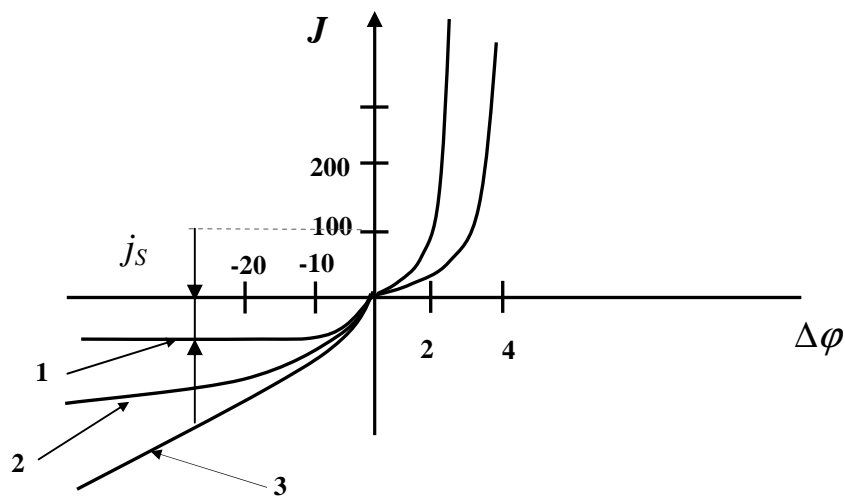
$$j_M = \frac{q4\pi m^* (kT)^2}{h^3} e^{-\frac{E_{C_0} - E_{F_0}}{kT}} e^{-\frac{q\varphi_{\kappa}}{kT}} = \frac{1}{4} q n_s V_T = \frac{1}{4} q n_0 V_T e^{-\frac{q\varphi_{\kappa}}{kT}} \quad (2)$$

(Это следует также из того, что при $\Delta\varphi = 0$, $j_M = j_{II}$.)

Полный ток:

$$j = j_{II} - j_M = \frac{1}{4} q n_o V_T e^{-\frac{q\varphi_k}{kT}} \left(e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1 \right) = j_S \left(e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1 \right), \quad (3)$$

где $j_S = \frac{1}{4} q n_o V_T e^{-\frac{q\varphi_k}{kT}} = \frac{1}{4} q n_s V_T$ - ток насыщения для диодной теории, определяется V_T и n_s и при заданной температуре есть const (не зависит от внешнего $\Delta\varphi$). (3) – ВАХ контакта металл – полупроводник для тонкого слоя (см. рис.).



§7. Диффузионная теория.

Если $\ell_o \gg l$, то такой слой называют толстым. Носители заряда проходя этот слой, многократно рассеиваются. В этом случае при расчете тока через слой следует учитывать как дрейфовую, так и диффузионную составляющую тока (авторы Шоттки, Давыдов).

В толстом запирающем слое электронного полупроводника:

$$j = qn\mu_n \frac{d\varphi}{dx} + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (1)$$

(частные производные заменены полными, так как n и φ зависят только от x).

ВАХ – это зависимость тока от внешнего напряжения, точнее от части внешнего напряжения, падающего на запирающем слое. Получим эту зависимость, проведя ряд преобразований в (1). Умножим обе части (1) на $e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}}$ и учтя $qD_n = \mu_n kT$ получим:

$$j e^{\frac{q\varphi(x)}{kT}} = n \mu_n e^{\frac{q\varphi(x)}{kT}} \frac{d(q\varphi)}{dx} + \mu_n kT e^{\frac{q\varphi(x)}{kT}} \frac{dn}{dx} \quad (2)$$

$q\varphi$ считается положительной, т.е. берется по абсолютному значению.

Далее

$$j e^{\frac{q\varphi(x)}{kT}} = \mu_n kT \frac{d}{dx} \left[n e^{\frac{q\varphi(x)}{kT}} \right] \quad (3)$$

Проинтегрируем (3) в пределах обедненного слоя, учитывая j , которое не зависит от x :

$$j \int_0^{\ell} e^{\frac{q\varphi(x)}{kT}} dx = \mu_n kT \int_0^{\ell} \frac{d}{dx} \left[n e^{\frac{q\varphi(x)}{kT}} \right] dx$$

Отсюда найдем j :

$$j = \frac{\mu_n kT \left[n(\ell) e^{\frac{q\varphi(\ell)}{kT}} - n(0) e^{\frac{q\varphi(0)}{kT}} \right]}{\int_0^{\ell} e^{\frac{q\varphi(x)}{kT}} dx} \quad (4)$$

Но $n(\ell) = n_0$; $\varphi(\ell) = 0$; $\varphi(0) = \varphi_s = \varphi^k - \Delta\varphi$

В условиях равновесия

$$(\Delta\varphi = 0) n(0) = n_s = n_0 e^{\frac{q\varphi_s}{kT}} \quad (5)$$

Если величина внешнего смещения сравнительно невелика, то есть

$$\frac{q(\varphi^k - \Delta\varphi)}{kT} = \frac{q\varphi_s}{kT} \gg 1$$

и в приконтактной области всегда имеется запирающий слой

$$\varphi^k - \Delta\varphi \gg \frac{kT}{q},$$

то можно показать, что при этом условии n_s практически не зависит от величины смещения, так что без большой ошибки можно считать, что (5) справедливо и для неравновесных условий. Тогда (4) запишется в виде:

$$j = \frac{\mu_n kT \left[n_0 - n_0 e^{-\frac{q\Delta\varphi}{kT}} \right]}{\int_0^{\ell} e^{\frac{q\varphi(x)}{kT}} dx} \quad (6)$$

Для вычисления знаменателя в (6) произведем замену переменной:

$$\int_0^{\ell} e^{\frac{q\varphi(x)}{kT}} dx = \int_{\varphi_s}^0 e^{\frac{q\varphi}{kT}} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^{-1} d\varphi$$

Функция $e^{\frac{q\varphi}{kT}}$ быстро растет с ростом $\varphi(x)$ и максимальный вклад в интеграл вносит область, где $\varphi \approx \varphi_s$. Этому значению потенциала соответствует

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} = -\frac{1}{E_s} \quad (7)$$

Поэтому полагают возможным для приближенного вычисления интеграла вынести $(\frac{d\varphi}{dx})^{-1}$ в виде (7) за знак интеграла, тогда будем иметь

$$\int_0^{\ell} e^{\frac{q\varphi}{kT}} dx \approx \frac{1}{E_s} \int_0^{\varphi_s} e^{\frac{q\varphi}{kT}} d\varphi = \frac{kT}{qE_s} (e^{\frac{q\varphi_s}{kT}} - 1) \quad (8)$$

Далее, учитывая, что

$$\frac{q\varphi_s}{kT} = \frac{q(\varphi_s - \Delta\varphi)}{kT} \gg 1$$

Поэтому единицей в (8) можно пренебречь и

$$\int_0^{\ell} e^{\frac{q\varphi}{kT}} dx \approx \frac{kT}{qE_s} e^{\frac{q(\varphi_s - \Delta\varphi)}{kT}} \quad (9)$$

Подставляя (9) в (6) будем иметь для ВАХ толстого запирающего слоя

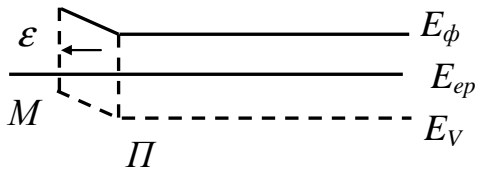
$$j = q\mu_n \varepsilon_s n_0 e^{\frac{q\varphi_s}{kT}} (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1) \quad (10)$$

или $j = j_s (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1)$

где $j_s = q\mu_n \varepsilon_s n_0 e^{\frac{q\varphi_s}{kT}} = qn_s(V_{S,\dots})$ - величина тока при больших обратных смещениях (когда $\Delta\varphi_{\text{обр}} \gg \varphi_s$), в отличие от j_s в диодной теории зависит от E_s , так как E_s зависит от $\Delta\varphi$. ($\varepsilon_s \sim \sqrt{\Delta\varphi}$, $j_s \sim \sqrt{\Delta\varphi}$).

§8. Химический барьерный слой.

Кроме физического запирающего слоя (слоя Шоттки) встречаются также химические барьерные слои, теория которых связана с именем Мотта. В отличие от физического запирающего слоя, который изменяет свою толщину при приложении внешнего напряжения (см. (10) и (11) §4), химический барьерный слой имеет постоянную толщину d . Он представляет собой слой иной структуры или состава, отличающийся низкой концентрацией свободных носителей заряда, расположенный на поверхности полупроводник.



Считают, что ход потенциала в химическом барьерный слой линеен и данная схема при $\Phi_{II} < \Phi_M$:
Напряженность поля в химический барьерном слое

$$\varepsilon = \frac{\varphi_{к\pm} |\Delta\varphi|}{d}, \text{ т.е. при заданном } \Delta\varphi \text{ она}$$

постоянна во всем слое. С увеличением $\Delta\varphi_{обр}$ возрастает ε .

ВАХ химического барьерного слоя аналогична ВАХ толстого физического запирающего слоя. Нужно только в (10) §7 заменить E_S на E :

$$j = q\mu_n \varepsilon n_0 e^{\frac{q\varphi^k}{kT}} (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1) = j_S (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1)$$

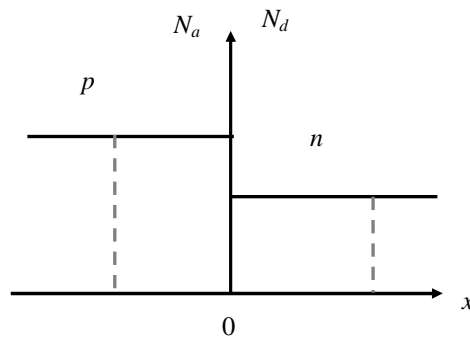
Поскольку $\varepsilon_S = \frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \ell_0$, а $\ell_0 \sim \sqrt{\Delta\varphi_{обр}}$, то $\varepsilon_S \sim \sqrt{\Delta\varphi_{обр}}$ и для физического запирающего слоя. $j_S \sim \sqrt{\Delta\varphi_{обр}}$. В то же время для химического барьерного слоя. $E \sim \Delta\varphi_{обр}$ и $j_S \sim \Delta\varphi_{обр}$ (см. рис. на ВАХ). То есть j_S растет с ростом $\Delta\varphi_{обр}$ еще быстрее, чем у слоя Шоттки, но все равно он \ll чем $j_{пр}$.

Описанные теории выпрямления не учитывают влияния поверхностных состояний, которые могут существенно исказить ход потенциала и ВАХ. Кроме того при расчете работы выхода следует учитывать силы зеркального изображения.

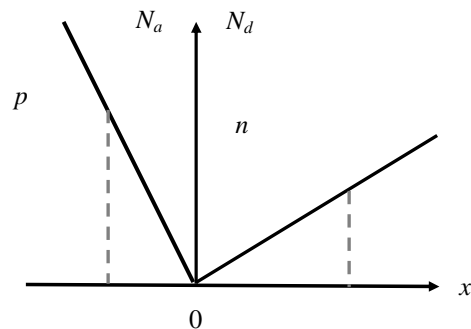
§9. Контакт электронного и дырочного полупроводников. *p-n* переход.

Электронно-дырочным переходом (*p-n* переходом) называется слой полупроводника, обедненный основными носителями заряда (запирающий слой) и отделяющий область полупроводника с проводимостью *p*-типа от области полупроводника с проводимостью *n*-типа (располагающийся по обе стороны от границы раздела *p*- и *n*-областей).

В зависимости от характера распределения примесей различают два крайних (идеальных) случая – резкий (ступенчатый) и плавный *p-n* переходы.

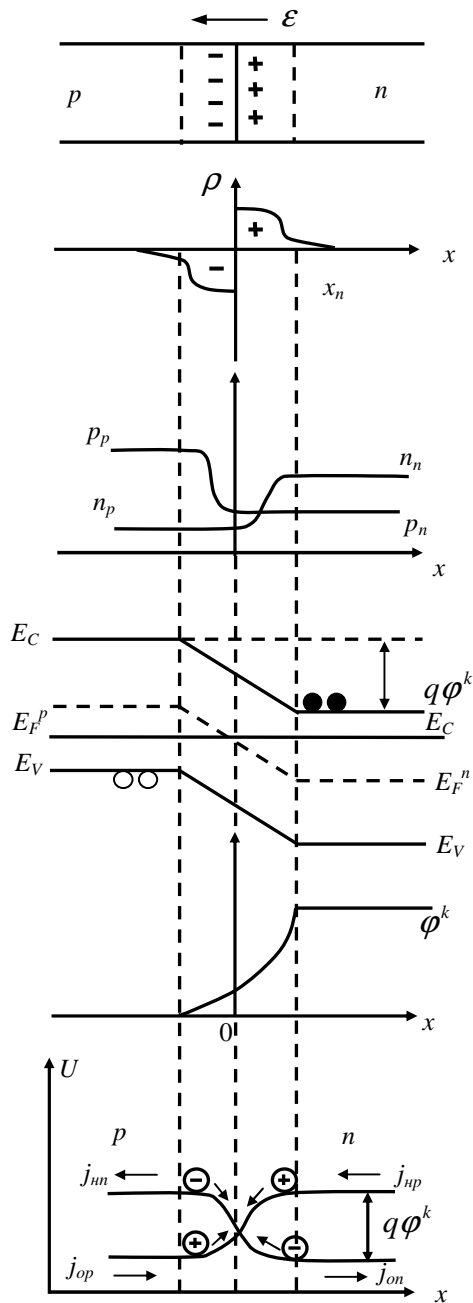


Распределение примесей в несимметричном *p-n* резком переходе



Распределение примесей в несимметричном *p-n* плавном переходе

В резком *p-n* переходе N_a и N_d изменяются скачком на границе раздела *p*- и *n*-областей, а в плавном переходе их концентрация является линейной функцией расстояния. Относительно резкий переход можно создавать в кристалле при плавлении примеси, плавный – при диффузии.



Рассмотрим резкий $p-n$ переход, в котором $N_a > N_d$, то есть несимметричный $p-n$ переход. Обозначим через p_p и n_n концентрации основных носителей соответственно в p - и n -областях, а через p_n и n_p – концентрация не основных носители заряда соответственно в n -области (дырок) и p -области (электронов). Считаем, что все примеси полностью ионизированы и $p_p = N_a$, $n_n = N_d$. Тогда в термодинамическом равновесии в отсутствие вырождения $p_p n_p = n_n p_n = n_i^2$.

При образовании контакта между p - и n -полупроводниками будет существовать большой градиент концентрации электронов и дырок.

В результате в начальный момент обращения контакта начнется интенсивная диффузия электронов из n -области в p -область и дырок из p в n . Это приведет к разделению зарядов, вследствие чего появится положительный объемный заряд в n и отрицательный в p -области.

Эти заряды в области контакта создадут сильное электрическое поле, направленное от n и к p и препятствующее диффузии электронов и дырок. В результате установится равновесное состояние, которое будет характеризоваться постоянством уровня Ферми для всего полупроводника. В области перехода, где имеется электрическое поле, зоны энергии будут искривлены (рис.). Это искривление зон вызовет перераспределение концентрации дырок и электронов (рис.) и изменит ход электростатического потенциала в области $p-n$ -перехода (рис.)

Как видно из рис. (нижнего) основные носители заряда при переходе через контакт должны преодолевать потенциальный барьер высотой $q\phi_k$. Переход неосновных носителей заряда совершается под действием электрического поля $p-n$ перехода. В состоянии равновесия диффузионный ток основных носителей заряда j_{op} и j_{on} уравновешен дрейфовым током неосновных носителей заряда j_{np} и j_{pn} , и суммарный ток через переход равен 0. Прежде чем рассмотреть выпрямление на переходе, остановимся на теории $p-n$ перехода в состоянии равновесия (в отсутствие внешнего поля).

$$\begin{aligned}
 q\phi_k &= \Phi_p - \Phi_n = \left[\chi + (E_C - E_F^p) \right] - \left[\chi + (E_C - E_F^n) \right] = \\
 &= \left[E_F^n = E_C - kT \ln \frac{N_C}{N_d}; E_F^p = E_C - \Delta E_g + kT \ln \frac{N_V}{N_a} \right] = \\
 &= \Delta E_g - kT \ln \frac{N_V}{N_d} - kT \ln \frac{N_C}{N_a} = q\phi_k
 \end{aligned}$$

$$q\varphi_{\kappa} = \Delta E_g - kT \ln \frac{N_V N_C}{N_a N_d} \quad (1) - \text{Таким образом } \varphi_{\kappa} \text{ на } p\text{-}n \text{ переходе тем больше, чем}$$

сильнее легированы n и p области, её максимальное значение для невырожденного полупроводника:

$$\varphi_{\kappa}^{\max z} = \frac{\Delta E_g}{q}$$

Далее из (1) с учетом $n_i^2 = N_C N_V e^{-\frac{\Delta E_g}{kT}}$; $N_a = p_p$; $N_d = n_n$ получим

$$q\varphi_{\kappa} = \Delta E_g - kT \ln \frac{n_i^2 e^{\frac{\Delta E_g}{kT}}}{n_n p_p} = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2}$$

$$q\varphi_{\kappa} = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2} \quad (2)$$

Учитывая, что $n_i^2 = p_p n_p = n_n p_n$ из (2) получим:

$$\frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = e^{-\frac{q\varphi_{\kappa}}{kT}}$$

или

$$p_n = p_p e^{-\frac{q\varphi_{\kappa}}{kT}} \quad (3)$$

$$n_p = n_n e^{-\frac{q\varphi_{\kappa}}{kT}} \quad (4)$$

Значение $q\varphi_{\kappa}$, например для Ge , в котором $p_p = 10^{14}$, $n_n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ составляет $q\varphi_{\kappa} = kT \ln \frac{p_p}{p_n} \approx 0,25 \text{ эВ}$ при 300 К.

Это значительно меньше Φ (несколько эВ) и хотя электроны при обычной T почти не покидают кристалл, они вполне могут переходить из n -области непосредственно в p -область.

Рассмотрим теперь как меняется потенциал φ в области n - p -перехода и определим толщину слоя объемного заряда. Сразу же заметим, что в нашем конкретном случае ($p_p > n_n$) толщина этого слоя в p -области $l_p < l_n$ – толщины слоя в n -области, а вся область объемного заряда составит:

$$l_0 = l_p + l_n$$

В области $-\ell_p \leq x < 0$ [см. (1) §4 этой темы] объемный заряд определяется концентрацией ионов акцепторной примеси (случай сильного изгиба зон, то есть $|q\varphi_\kappa| \gg kT$):

$$\rho = -qN_a^- = -qp_p \quad (5)$$

Тогда уравнение Пуассона для $-\ell_p \leq x < 0$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0};$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0}x + C_1$$

При $x = -\ell_p$ $\varphi = 0$ и $\frac{d\varphi}{dx} = -\varepsilon = 0$ и $C_1 = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0}\ell_p$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0}(x + \ell_p) \quad (6) \quad -\ell_p \leq x < 0$$

$\varphi_p = \frac{qp_p}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x + \ell_p)^2 + C_2$; так как при $x = -\ell_p$ $\varphi = 0$, то $C_2 = 0$ и

$$\varphi_p = \frac{qp_p}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x + \ell_p)^2 \quad (7) \quad -\ell_p \leq x < 0$$

Для интервала $0 \leq x \leq \ell_n$

$$\rho = qN_d^+ = qn_n \quad (8)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}x + C_1$$

При $x = \ell_n$ $\frac{d\varphi}{dx} = -\varepsilon = 0$ и $C_1 = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}\ell_n$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}(\ell_n - x) \quad (9) \quad 0 < x < \ell_n$$

$$\varphi_n = -\frac{qn_n}{2\epsilon\epsilon_0}(\ell_n - x)^2 + C_2$$

При $x = \ell_n$ $\varphi = \varphi_\kappa$ и $C_2 = \varphi_\kappa$

$$\varphi_n = \varphi_\kappa - \frac{qn_n}{2\epsilon\epsilon_0}(\ell_n - x)^2 \quad (10) \quad 0 < x < \ell_n$$

Поскольку при $x = 0$ φ и его производная непрерывны и

$$\varphi_p(0) = \varphi_n(0); \quad \left. \frac{d\varphi_p}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\varphi_n}{dx} \right|_{x=0}$$

Учитывая это из (6) и (9) (приравняв их) получим

$$\frac{qn_n}{\epsilon\epsilon_0} \ell_n = \frac{qp_p}{\epsilon\epsilon_0} \ell_p$$

$$n_n \ell_n = p_p \ell_p$$

или (11)

$$N_d \ell_n = N_a \ell_p$$

То есть в обеих областях полупроводника, прилегающих к p - n переходу, объемные заряды равны. Это является условием сохранения электронейтральности.

Из (11) можно получить $\ell_n = \frac{p_p \ell_p}{n_n}$ и $\ell_p = \frac{n_n}{p_p} \ell_n$ и учитывая, что $\ell_n + \ell_p = \ell_0$

получим

$$\ell_n = \frac{p_p}{n_n + p_p} \ell_0; \quad \ell_p = \frac{n_n}{n_n + p_p} \ell_0 \quad (12)$$

Учитывая, что $\varphi_n(0) = \varphi_p(0)$, а также (12) из (7) и (10) получим

$$\begin{aligned} \varphi_\kappa &= \frac{qn_n}{2\epsilon\epsilon_0} \ell_n^2 + \frac{qp_p}{2\epsilon\epsilon_0} \ell_p^2 = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} (n_n \ell_n^2 + p_p \ell_p^2) = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} \ell_0^2 \left(\frac{n_n p_p^2}{(n_n + p_p)^2} + \frac{p_p n_n^2}{(n_n + p_p)^2} \right) = \\ &= \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} \ell_0^2 \left[\frac{n_n p_p (p_p + n_n)}{(p_p + n_n)^2} \right] = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} \ell_0^2 \frac{n_n p_p}{p_p + n_n} \end{aligned}$$

$$\varphi_\kappa = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} \ell_0^2 \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} \quad (13)$$

Из (13):

$$\ell_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \varphi_\kappa \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}} \quad (14)$$

Итак, чем выше степень легирования полупроводника тем меньше ℓ_0 (толщина области объемного заряда).

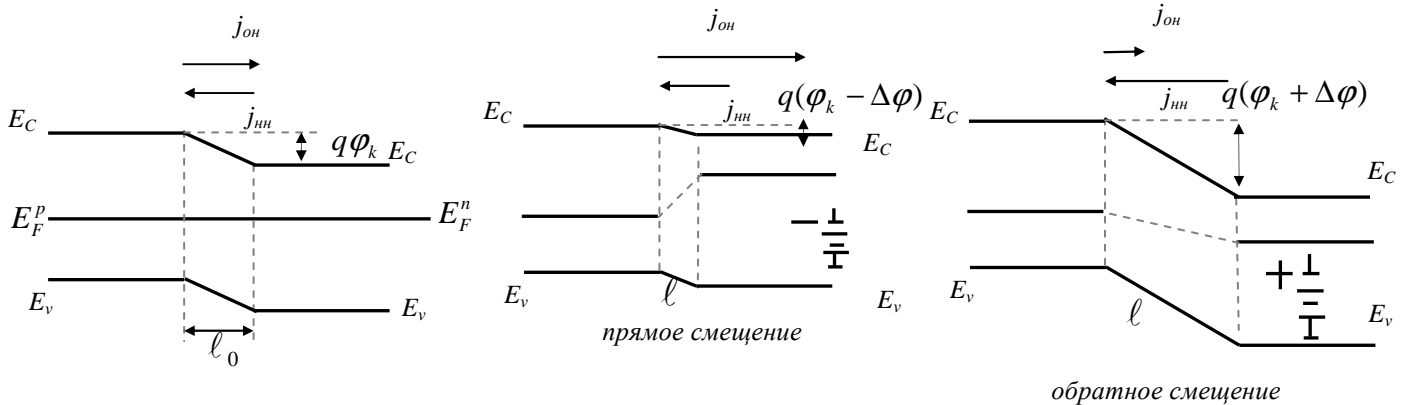
Из (12) ясно, что если одна из областей легирована значительно сильнее другой, то большая часть падения электростатического потенциала φ приходится на высокоомную область. (Например, если $p_p \gg n_n$, то $\ell_n \approx \ell_0$, а если $p_p \ll n_n$, то $\ell_0 = \ell_p$).

Поскольку область у p - n перехода обеднена носителями заряда по сравнению с объемом n и p областей, ее сопротивление велико по сравнению с сопротивлением слоя полупроводник n - и или p -типа той же площади и толщины, что и область объемного заряда. Следовательно p - n переход можно рассматривать как конденсатор, емкость которого на единицу площади, называемая барьерной емкостью:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\ell_0} = \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0}{2\varphi_\kappa}} \cdot \sqrt{\frac{n_n p_p}{n_n + p_p}} \quad (15)$$

Совершенно аналогично можно получить все соотношения для плавного перехода, только для дырок использовать $p = qN_d^+(x) = qA_n x$, где A_n – градиент концентрации примеси.

§10. ВАХ тонкого p - n перехода.



Рассмотрим теперь p - n переход во внешнем поле. Поскольку сопротивление слоя объемного заряда высоко, то внешнее напряжение будет падать в основном на этом слое. Поэтому потенциальный барьер по сравнению с равновесным состоянием изменится на величину $\pm |q\Delta\varphi|$ в зависимости от полярности приложенного напряжения, соответственно изменится и толщина обедненного (запирающего) слоя, так, что вместо (14) следует использовать выражение:

$$\ell_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} (\varphi_k \pm |\Delta\varphi|) \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}} \quad (16)$$

+ $\Delta\varphi$ - для обратного включения.

- $\Delta\varphi$ - для прямого включения.

При прямом включении внешнего напряжения («-» к n и «+» к p) происходит понижение потенциального барьера, что приводит к увеличению потока основных носителей заряда (больше электронов из n -области будет переходить в p -область и больше дырок и p -области будет переходить в n -область). При этом поток неосновных носителей заряда останется практически неизменным. В результате во внешней цепи будет протекать ток, равный разности токов основных и неосновных носителей заряда и направленный от p -области к n -области:

$$j = j_{он} - j_{нн}$$

В n -области появившиеся избыточные неосновные носители заряда дырки - Δp - создадут в начальный момент вблизи контакта положительный заряд, который, однако, через τ_M ($\approx 10^{-12}$ с) будет скомпенсирован объемным зарядом основных носителей заряда – электронов, которые под действием электрического поля, созданного избыточными дырками, будут подтянуты в количестве Δn из глубины n -области, а в n -область электроны поступят из внешней цепи.

Таким образом электронейтральность будет сохраняться везде, но в приконтактной области (у p - n перехода) концентрация дырок и электронов будет повышена на величину $\Delta p = \Delta n$ по сравнению с равновесием.

Такое введение в полупроводник носителей заряда с помощью p - n перехода при подаче на него прямого смещения в область, где эти носители заряда являются неосновными, называется инжекцией.

Концентрация дырок в n -области вблизи перехода

$$p = p_n + \Delta p$$

Для нахождения p в стационарном случае при $x = \ell_n$ в выражении (3), §8 вместо $q\varphi_k$ следует использовать $q(\varphi_k - \Delta\varphi)$:

$$p(\ell_n) = p_p e^{-\frac{q(\varphi_k - \Delta\varphi)}{kT}} = p_n e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} \quad (17)$$

Тогда

$$\Delta p(\ell_n) = p - p_n = p_n (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1) \quad (18)$$

Все те же явления происходят в p -области: сюда из n -области инжектируются электроны и

$$\Delta n(-\ell_p) = n_p (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1) \quad (19)$$

Из (18) и (19) следует, что с увеличением $\Delta\varphi_{np}$ концентрация инжектируемых неосновных носителей резко возрастет и, следовательно, растет j через контакт в прямом направлении.

Если $\Delta\varphi$ приложено в обратном направлении (положительная к n -области и отрицательная к p -области) потенциальный барьер возрастет и ℓ_0 возрастет. Количество основных носителей заряда способных преодолеть этот возросший барьер уменьшается. В результате в приконтактной области (и в n -области и в p -области) концентрация носителей заряда уменьшается. Это явление носит название экстракции носителей заряда. При этом избыточные концентрации дырок в n -области и электронов в p -области будут определяться равенством (18) и (19), но $\Delta\varphi$ теперь берется с отрицательным знаком.

Итак, при обратном включении ток основных носителей заряда будет меньше, чем в равновесии, а ток неосновных носителей заряда практически не изменится. Поэтому суммарный ток через переход будет направлен от n - к p -области (обратный ток). При этом его величина и зависимость от $\Delta\varphi$ существенно отличается от j_{np} . Следовательно, p - n переход имеет нелинейную ВАХ. Произведем ее расчет для тонкого резкого перехода. При этом для упрощения задачи сделаем следующие допущения:

1) Носители заряда проходят слой ℓ_0 без рекомбинации и генерации, так что упорядоченный поток носителей заряда не претерпевает никаких изменений при прохождении весь тонкий переход. Иначе говоря, если известны j_n и j_p в каком-либо сечении p - n перехода, то она такова же в любом другом сечении перехода. Количественным выражением этого условия является:

$$\ell_0 \ll L_p \text{ и } \ell_0 \ll L_n$$

2) $p_p \gg n_i$ и $n_n \gg n_i$ и падением напряжения на образце можно пренебречь;

3) Контакты металл – полупроводник к которым приложена $\Delta\varphi$ являются антизапирающими (падением напряжения на них тоже можно пренебречь) и находятся далеко от перехода, так что неравновесные носители заряда рекомбинируют не доходя до них.

4) Ловушки захвата и поверхностная рекомбинация отсутствуют и снижение избыточной концентрации носителей заряда происходит только в результате рекомбинации в объеме полупроводник, рекомбинация линейна.

Чтобы рассчитать ВАХ p - n перехода, нужно прежде всего найти закон изменения концентрации свободных носителей заряда, решив соответствующие уравнения непрерывности для электронов и дырок.

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau_p}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau_n}$$

Рассмотрим дырочный ток, который в общем случае состоит из дрейфовой и диффузионной составляющей:

$$j_p = q p \mu_p \varepsilon - q D_p \frac{dp}{dx}$$

В n -области при прямом смещении будут иметь место соотношения $n_n \gg p_n$ и $\Delta p \gg p_n$ и концентрация неравновесных дырок вблизи p - n перехода (а значит и избыточных электронов), равная

$$p = p_n + \Delta p$$

в основном определяется количеством избыточных дырок Δp , инжектированных из p -области, следовательно $grad p$ велик и потому диффузионная составляющая дырочного тока в n -области существенно превышает дрейфовую (тем более, что ε вне перехода невелико):

$$j_p^{(n)} \approx j_{\text{диф}}^{(n)} = -qD \frac{dp}{dx}$$

[В p -области, где $p = p_p + \Delta p$ и $p_p \gg \Delta p$ и $p \approx p_p$, наоборот $j_{p\partial p}^{(p)} \gg j_{\text{диф}}^{(p)}$ и $j_p^{(p)} \approx j_{p\partial p}^{(p)} = q\mu_p \mathcal{E}$]

Тогда уравнение непрерывности для дырок в n -области

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_n}{\tau_p} = 0$$

и

$$\Delta p(x) = Ce^{-\frac{x}{L_p}}$$

$$p = p_n + \Delta p = p_n + Ce^{-\frac{x}{L_p}}$$

На границе запирающего слоя в n -области, то есть при $x = \ell_n$, согласно (17)

$$p(\ell_n) = p_n e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}}$$

Тогда

$$p_n e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} = p_n + Ce^{-\frac{\ell_n}{L_p}}$$

$$C = p_n (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1) e^{\frac{\ell_n}{L_p}}$$

$$p(x) = p_n + p_n (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1) e^{-\frac{x - \ell_n}{L_p}} \quad (20)$$

$$j_p^{(n)} = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} = \frac{qD_p p_n}{L_p} (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1) e^{-\frac{x - \ell_n}{L_p}} \quad (21)$$

Совершенно аналогично можно получить для электронов в p -области:

$$n(x) = n_p + n_p (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1) e^{-\frac{x + \ell_p}{L_n}} \quad (22)$$

$$j_n^{(p)} = \frac{qD_n n_p}{L_n} (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1) e^{\frac{x+\ell_p}{L_n}} \quad (23)$$

В любом сечении полупроводника сумма электронного и дырочного токов постоянна:

$$j = j_p^{(p)} + j_n^{(p)} = j_n^{(n)} + j_p^{(n)} = const \quad (24)$$

Так как мы сделали допущение (первое), что в слое ℓ_o нет ни рекомбинации, ни генерации и токи в любом сечении перехода одинаковы, то можно записать, что дырочные токи на границах ℓ_o в p - и n -областях одинаковы:

$$j_p^{(p)} \Big|_{x=-\ell_p} = j_p^{(n)} \Big|_{x=\ell_n}$$

Тогда, для общего тока текущего через переход с учетом (24) и последнего выражения можно записать:

$$j = j_p^{(p)} \Big|_{x=-\ell_p} + j_n^{(p)} \Big|_{x=-\ell_p} = j_p^{(n)} \Big|_{x=\ell_n} + j_n^{(p)} \Big|_{x=-\ell_p}$$

Из (21) и (23)

$$j_p^{(n)} \Big|_{x=\ell_n} = \frac{qD_p P_n}{L_p} (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1)$$

$$j_n^{(p)} \Big|_{x=-\ell_p} = \frac{qD_p n_p}{L_n} (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1)$$

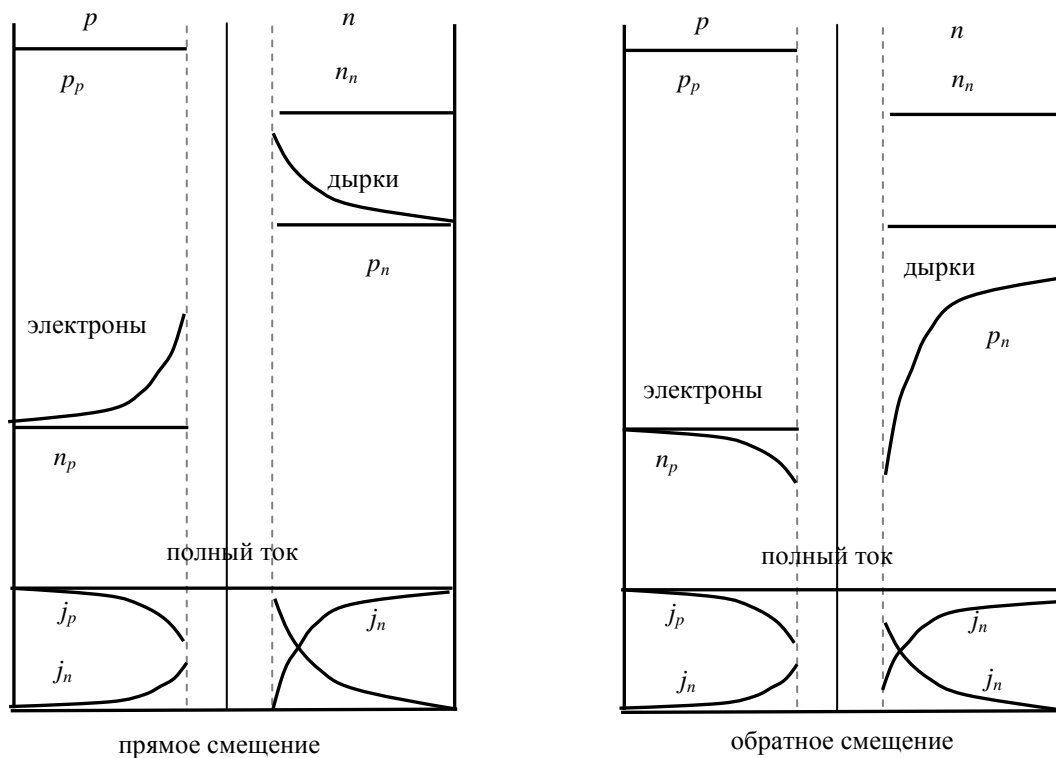
$$j = q \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p P_n}{L_p} \right) (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1) = j_s (e^{\frac{q\Delta\varphi}{kT}} - 1) \quad (25)$$

где

$$j_s = j_{sn} + j_{sp} = \frac{qD_n n_p}{L_n} + \frac{qD_p P_n}{L_p} = qn_i^2 \left(\frac{D_n}{L_n p_p} + \frac{D_p}{L_p n_n} \right) = q \left(\frac{n_p L_n}{\tau_n} + \frac{p_n L_p}{\tau_p} \right) \quad (26)$$

Из (25) следует, что при прямом смещении ($\Delta\varphi > 0$) ток экспоненциально возрастает, а при обратном ($\Delta\varphi < 0$) с ростом $\Delta\varphi$ стремится к j_s резко. Выпрямляющие свойства тем лучше, чем меньше j_s . Согласно (26) j_s с N_n и P_p , а также с τ_n и T_n (как это объяснить). С (ni^2) j_s резко повышается.

При сильном увеличении $\Delta\varphi_{обp}$ может произойти резкое увеличение $j_{обp}$ (пробой n - p -перехода). Пробой может быть обусловлен эффектом Зинера (наклон зон и тунелирование) либо ударной ионизацией (лавинный пробой). Оба обратимы (см. рис.).



При подключении к p - n переходу источника тока состояние полупроводника будет неравновесным, характеризующимся квазиуровнями $E_F^{n^*}$ и $E_F^{p^*}$. Если $\Delta\phi$ не слишком велика, то избыточные концентрации будут существовать справа и слева от перехода лишь на расстоянии нескольких L_n и L_p и в этих областях квазиуровни Φ будут зависеть от x . Определим изменение положения квазиуровня Φ электронов в p -области (при $\Delta\phi > 0$). В точке $x = -\ell_p$

$$n(-\ell_p) = n_p e^{\frac{q\Delta\phi}{kT}} = N_c e^{\frac{E_c - E_F^{n^*}(-\ell_p)}{kT}}$$

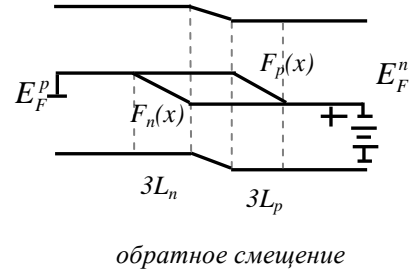
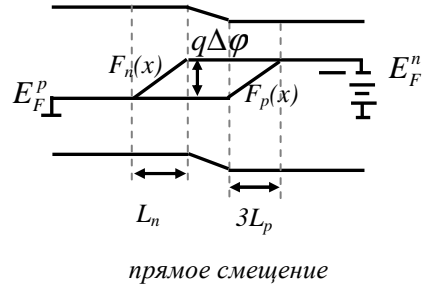
Будем считать, что на расстоянии $3L_n$ от контакта концентрация электронов является равновесной (n_p) и равна

$$n(3L_n) = n_p = N_c e^{-(E_c - E_F^p)kT}$$

Подставив это значение в предыдущее равенство, получим

$$F_F^p = F_F^{n^*}(-\ell_p) - q\Delta\phi$$

Итак, при прямом смещении квазиуровней $F_n(x)$ в p -области на расстоянии $(2 \div 3)L_n$ понижается на величину $q\Delta\phi$, а $F_p(x)$ (квазиуровень дырок в n -области) – повышается на $q\Delta\phi$ (см. рис.). При обратном смещении, наоборот $F_n(x)$ и $F_p(x)$ в приконтактных областях удаляются от соответствующих зон (рис.)



Отношение токов текущих через переход согласно выражениям для $j_p^{(n)}$ и $j_n^{(p)}$ (формулы перед (25))

$$\frac{j_n}{j_p} = \frac{j_{sn}}{j_{sp}} = \frac{D_n n_p L_p}{D_p p_n L_n} = \frac{\mu_n n_n L_p}{\mu_p p_p L_n} = \frac{\sigma_n L_p}{\sigma_p L_n}$$

определяется отношением концентраций основных носителей заряда. В n - и p -областях (σ и σ_p). Если $N_n \gg P_p$, то $\sigma_n \gg \sigma_p$ и $j_{sn} \gg j_{sp}$ и ток почти весь электронный.