

Лекция 5

Тема лекции: Образование и зонная диаграмма p - n перехода**Цель лекции:**

Изучить физические процессы, происходящие при образовании p - n перехода, рассмотреть механизм выравнивания уровней Ферми и построение зонных диаграмм в равновесном и неравновесном состояниях, а также объяснить роль p - n перехода в работе полупроводниковых приборов.

Основные вопросы:

1. Зонная диаграмма p - n перехода в равновесии.
2. Энергетическая диаграмма до и после контакта.
3. Образование p - n перехода.
4. Понятие и значение p - n перехода.

Краткие тезисы:

Электронно-дырочным, или p - n переходом, называют контакт двух полупроводников одного вида с различными типами проводимости (электронным и дырочным).

Классическим примером p - n перехода являются: $n\text{Si} - p\text{Si}$, $n\text{Ge} - p\text{Ge}$.

Рассмотрим контакт двух полупроводников n - и p -типа. Величина работы выхода Φ определяется расстоянием от уровня Ферми до уровня вакуума. Термодинамическая работа выхода в полупроводнике p -типа Φ_p всегда больше, чем термодинамическая работа выхода Φ_n в полупроводнике n -типа. Из соотношений (2.13) и (2.14) следует, что

$$\Delta\Phi = \Phi_p - \Phi_n = \varphi_n + \varphi_p > 0.$$

При контакте полупроводников n - и p -типов вследствие различного значения токов термоэлектронной эмиссии (из-за разных значений работы выхода) поток электронов из полупроводника n -типа в полупроводник p -типа будет больше. Электроны из полупроводника n -типа будут при переходе в полупроводник p -типа рекомбинировать с дырками. Вследствие несбалансированности токов в полупроводнике n -типа возникнет избыточный положительный заряд, а в полупроводнике p -типа – отрицательный. Положительный заряд обусловлен ионизованными донорами, отрицательный заряд – ионизованными акцепторами. Вследствие эффекта поля произойдет изгиб энергетических зон в полупроводниках n - и p -типов, причем в полупроводнике p -типа на поверхности термодинамическая работа выхода будет уменьшаться, а в полупроводнике n -типа на поверхности

термодинамическая работа выхода будет увеличиваться. Условию термодинамического равновесия соответствуют равные значения токов термоэлектронной эмиссии с поверхности полупроводников p - и n -типов, а следовательно, и равные значения термодинамической работы выхода.

На рисунке 2.8 приведены зонные диаграммы, иллюстрирующие этапы формирования электронно-дырочного перехода.

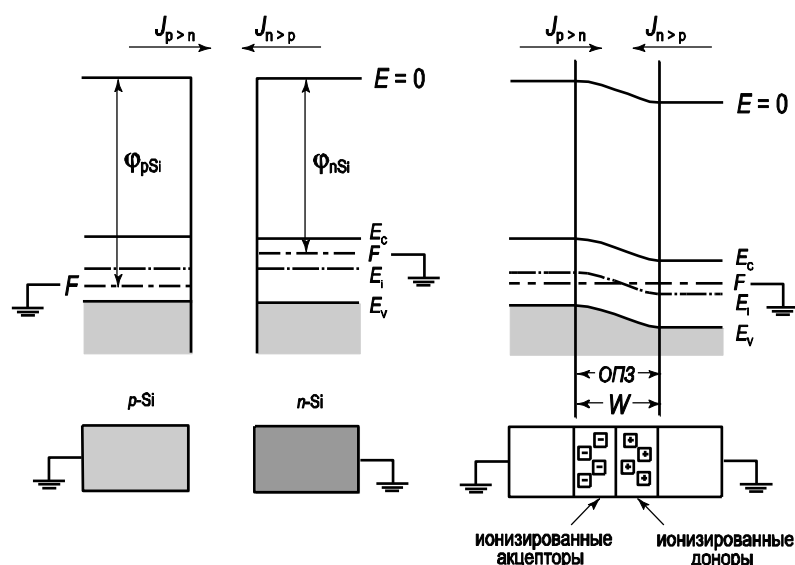


Рис. 2.8. - Схема, иллюстрирующая образование p - n перехода

Граница областей донорной и акцепторной примеси в полупроводнике получила название металлургического p - n перехода. Границу, где уровень Ферми пересекает середину запрещенной зоны, называют физическим p - n переходом.

Распределение свободных носителей в p - n переходе

Рассмотрим несимметричный p - n переход, будем считать, что концентрация акцепторов больше, чем концентрация доноров $N_A > N_D$; в этом случае для объемного положения уровня Ферми получаем $\varphi_n < \varphi_p$. В условиях равновесия ($V_G = 0$) высота потенциального барьера p - n перехода будет:

$$\Delta\phi = \varphi_n + \varphi_p = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \quad (2.42)$$

Рассмотрим распределение свободных носителей – электронов и дырок в области пространственного заряда p - n перехода.

Для квазинейтрального объема полупроводников

$$\begin{aligned} p_{p0} &= n_i \exp(\beta\varphi_{0p}) = N_A; & n_{p0} &= n_i \exp(-\beta\varphi_{0p}) = \frac{n_i^2}{N_A}; \\ n_{n0} &= n_i \exp(\beta\varphi_{0n}) = N_D; & p_{n0} &= n_i e^{-\beta\varphi_{0n}} = \frac{n_i^2}{N_D}. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Для области пространственного заряда эти соотношения трансформируются таким образом, что φ_{0p} и φ_{0n} становятся зависимыми от координаты x , то есть $\varphi_{0p}(x)$ и $\varphi_{0n}(x)$. Следовательно, и концентрации электронов и дырок в области пространственного заряда тоже будут зависеть от координаты x : $p_p(x)$, $n_p(x)$, $n_n(x)$, $p_n(x)$.

$$\begin{aligned} p_p(x) &= n_i \exp(\beta\varphi_{0p}(x)); & n_p(x) &= n_i \exp(-\beta\varphi_{0p}(x)); \\ n_n(x) &= n_i \exp(\beta\varphi_{0n}(x)); & p_n(x) &= n_i \exp(-\beta\varphi_{0n}(x)). \end{aligned} \quad (2.44)$$

Рассмотрим, как меняется концентрация основных и неосновных носителей в ОПЗ полупроводника p -типа. В p - n переходе величина φ_p квазилинейно уменьшается, поэтому концентрация дырок p_p будет экспоненциально убывать. Уровень Ферми совпадает с серединой запрещенной зоны у физического p - n перехода ($\varphi_p = 0$), в этой точке концентрация дырок становится равной собственной концентрации, т.е. $p_p = n_i$.

Для электронов аналогично получаем, что величина концентрации электронов $n_p(x)$ возрастает экспоненциально и также равна собственной концентрации в области физического p - n перехода.

Аналогично меняется концентрация основных $n_n(x)$ и неосновных $p_n(x)$ носителей в ОПЗ полупроводника n -типа.

На рисунке 2.9 показано распределение концентрации носителей в несимметричном p - n переходе в логарифмическом масштабе и схема p - n перехода.

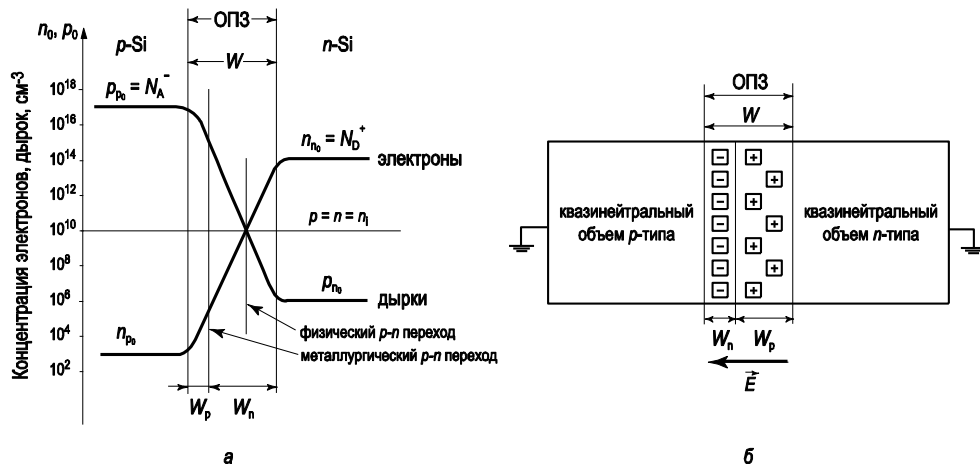


Рис. 2.9.- p - n переход в равновесных условиях:

а) распределение равновесных носителей; б) диаграмма, иллюстрирующая распределение доноров и акцепторов

Таким образом, из приведенного рисунка следует, что в несимметричных p - n переходах физические и металлургические p - n переходы пространственно не совпадают. Распределение концентрации основных и неосновных носителей симметрично относительно линии, соответствующей собственной концентрации n_i .

Поле и потенциал в p - n переходе

Связь электрического поля и потенциала в p - n переходе описывается уравнением Пуассона. В одномерном приближении это уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0}, \quad (2.45)$$

где $\psi(x)$ – зависимость потенциала от координаты, $\rho(x)$ – плотность объемного заряда, ϵ_s – диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

Для рассмотрения этого уравнения выберем начало координат в области металлургического p - n перехода. При этом донорный полупроводник будет находиться в области $x > 0$ (в дальнейшем обозначим цифрой I), а акцепторный – в области $x < 0$ (в дальнейшем обозначим цифрой II).

Заряд в области пространственного заряда p - n перехода для полупроводника n -типа обусловлен зарядом ионизованных доноров с плотностью N_D^+ , для полупроводника p -типа – зарядом ионизованных акцепторов с плотностью N_A^+ . Поэтому для области I $\rho(x) = qN_D^+$, для области

II $\rho(x) = qN_A^+$. Будем решать уравнение Пуассона отдельно для областей I и II. После интегрирования уравнения Пуассона получаем для области I:

$$E(x) = -\frac{qN_D^+}{\epsilon_s \epsilon_0} (W_n - x), \quad (2.46)$$

для области II:

$$E(x) = -\frac{qN_A^+}{\epsilon_s \epsilon_0} (W_p + x). \quad (2.47)$$

Знак минус в выражениях (2.46, 2.47) указывает, что направление электрического поля противоположно направлению оси x .

Из соотношения (2.34) следует, что электрическое поле E максимально на металлургической границе p - n перехода ($x = 0$), линейно спадает по области пространственного заряда и равно нулю на границах ОПЗ – квазинейтральный объем полупроводника ($x = W_n$; $x = W_p$).

Максимальная величина электрического поля $E_{\max}$ будет равна:

$$E_{\max} = \frac{qN_A W_p}{\epsilon_s \epsilon_0} = \frac{qN_D W_n}{\epsilon_s \epsilon_0}. \quad (2.48)$$

Для нахождения распределения потенциала (а следовательно, и зависимости потенциальной энергии от координаты) проинтегрируем еще раз уравнение (2.34) при следующих граничных условиях: $x = W$, $\psi(W) = 0$. Получаем:

$$\psi(x) = \frac{qN_A}{\epsilon_s \epsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} + W_p x \right) + const, \quad x < 0. \quad (2.49)$$

Используя граничные условия $x = -W_p$; $\psi = \Delta\phi_0$, находим константу интегрирования:

$$const = -\frac{qN_A}{\epsilon_s \epsilon_0} \left(\frac{W^2}{2} - W^2 \right) = \frac{qN_A}{\epsilon_s \epsilon_0} \frac{W^2}{2} + \Delta\phi_0.$$

Подставляя полученные значения константы в соотношение (2.49), получаем для распределения потенциала $\psi(x)$ в области $x < 0$.

$$\psi(x) = \frac{qN_A}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(x^2 + 2Wx + \frac{W^2}{2} \right) = \frac{qN_A}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} (x + W_p)^2 + \Delta\varphi_0.$$

Проводя аналогичное интегрирование для области $x > 0$, получаем:

$$\psi(x) = -\frac{qN_A}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} - W_n x \right) + const, \quad x > 0. \quad (2.50)$$

Используя граничные условия $x = -W_n$; $\psi = 0$; для константы интегрирования в этой области получаем:

$$const = \frac{qN_D}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(\frac{W^2}{2} - W^2 \right) = -\frac{qN_D}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \frac{W^2}{2},$$

Подставляя полученные значения константы в соотношение (2.50), получаем для распределения потенциала $\psi(x)$ в области $x > 0$:

$$\psi(x) = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} (x^2 - 2W_n x + W^2) = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} (x + W_n)^2. \quad (2.51)$$

Таким образом, закон изменения потенциала ψ в p -области (отсчет идет от уровня в квазинейтральной области):

$$\psi_1(x) = \frac{qN_A}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} (x + W_p)^2, \quad x < 0,$$

и наоборот, в n -области:

$$\psi_2(x) = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} (x - W_n)^2, \quad x > 0.$$

На рисунке 2.10 приведена диаграмма, иллюстрирующая распределение электрического поля и потенциала в p - n переходе, рассчитанная по соотношениям (2.46), (2.47), (2.50) и (2.51).

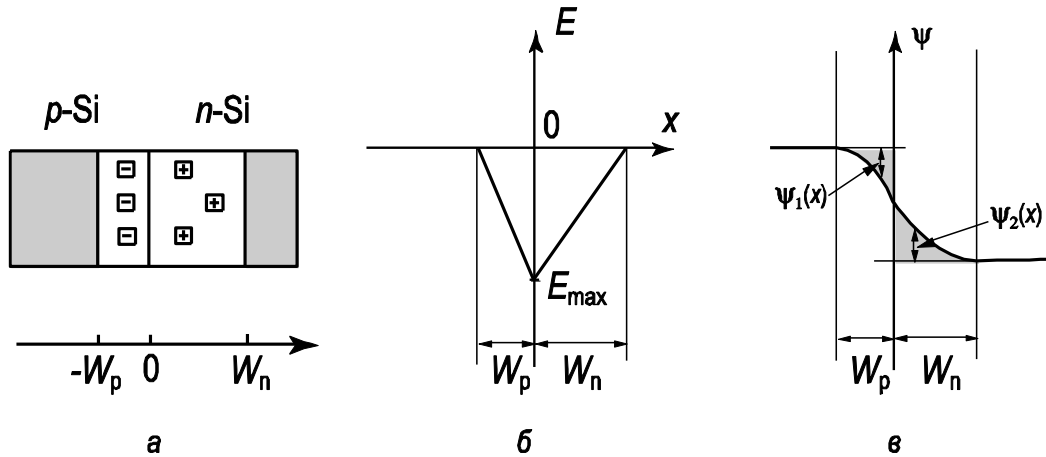


Рис. 2.10.- Диаграмма, иллюстрирующая распределение электрического поля и потенциала в p - n переходе:

а) структура p - n перехода; б) распределение электрического поля в ОПЗ;
в) распределение потенциала в ОПЗ

На металлургической границе p - n перехода при $x = 0$ значение потенциала $\psi_1 + \psi_2 = \Delta\varphi_0 = \varphi_{n0} + \varphi_{p0}$, или

$$\Delta\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon_s\varepsilon_0} (N_A W_p^2 + N_D W_n^2). \quad (2.52)$$

Согласно уравнению электронейтральности в замкнутых системах величины положительного и отрицательного заряда на единицу площади должны быть равны:

$$Q_D = Q_A; \quad qN_A W_p = qN_D W_n.$$

Следовательно,

$$W_n = \frac{N_A W_p}{N_D}. \quad (2.53)$$

Подставляем выражение (2.45) в (2.46), получаем:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_0 &= \frac{q}{2\varepsilon_s\varepsilon_0} \left(N_A W_p^2 + N_A W_p \frac{N_A W_p}{N_D} \right) = \frac{q}{2\varepsilon_s\varepsilon_0} W_p^2 \left(N_A + \frac{N_A^2}{N_D} \right) = \\ &= \frac{q}{2\varepsilon_s\varepsilon_0} W_p^2 N_A^2 \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \end{aligned}$$

Несложные преобразования позволяют получить выражение для ширины обедненных областей W_p и W_n в p - и n -областях соответственно:

$$W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0\Delta\varphi}{qN_A^2\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}}; \quad W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0\Delta\varphi}{qN_D^2\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}}. \quad (2.54)$$

Из предыдущих формул легко видеть, что с ростом легирования p -области ширина p - n перехода W_p в акцепторной части полупроводника уменьшится.

Полная ширина p - n перехода W , равная $W = W_p + W_n$, будет:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0\Delta\varphi_0}{q}\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}. \quad (2.55)$$

Для несимметричных p^+-n переходов (концентрация акцепторов существенно больше концентрации доноров) из соотношений (2.47) и (2.48) следует, что ширина обедненной области в полупроводнике p -типа будет существенно меньше, чем ширина обедненной области в полупроводнике n -типа:

$$N_A \gg N_D \rightarrow W_p \ll W_n.$$

Таким образом, вся обедненная область p^+-n перехода сосредоточена в области с низким значением легирующей концентрации $W = W_n$.

Компоненты тока и квазиуровни Ферми в p - n переходе

Рассмотрим токи в электронно-дырочном переходе в равновесном (рис. 2.11) и неравновесном (при наличии внешнего напряжения, рис. 2.12) состоянии.

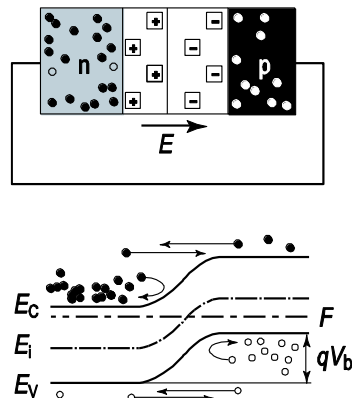


Рис. 2.11. - Зонная диаграмма p - n перехода, иллюстрирующая баланс токов в равновесном состоянии

В равновесном состоянии в p - n переходе существуют четыре компоненты тока – две диффузионные и две дрейфовые. Диффузионные компоненты тока обусловлены основными носителями, дрейфовые – неосновными. В условиях термодинамического равновесия ($V_G = 0$) суммарный ток в p - n переходе равен нулю, при этом диффузионные и дрейфовые компоненты попарно уравниваются друг друга:

$$J_E + J_D = J_{pE} + J_{pD} + J_{nE} + J_{nD} = 0.$$

При неравновесном состоянии если приложено прямое внешнее напряжение, то доминируют диффузионные компоненты, если приложено обратное напряжение, то доминируют дрейфовые компоненты.

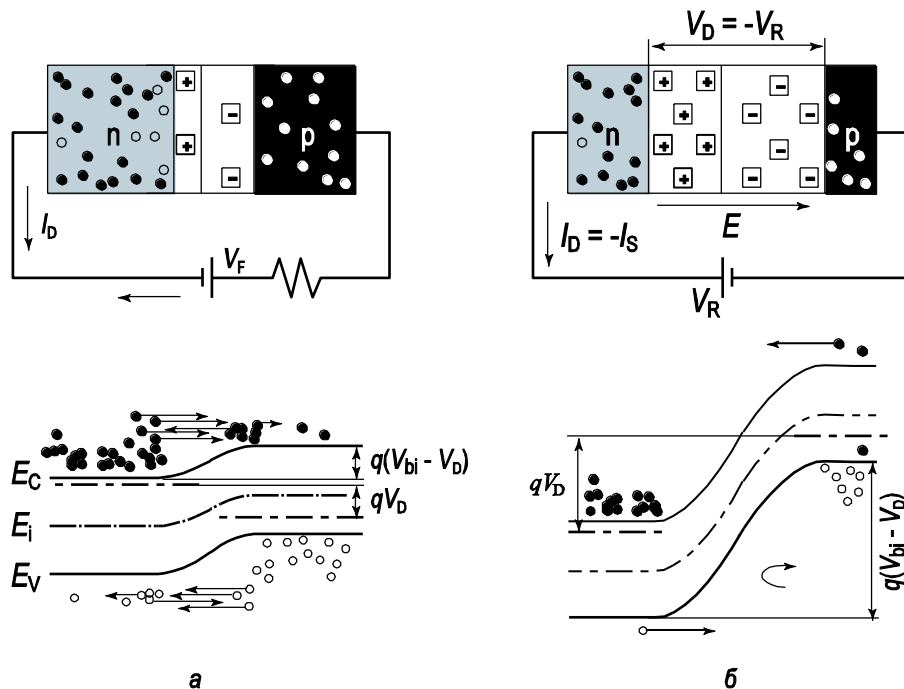


Рис. 2.12.- Зонная диаграмма p - n перехода, иллюстрирующая дисбаланс токов в неравновесном состоянии:
а) прямое смещение; б) обратное смещение

В неравновесных условиях область пространственного заряда p - n перехода описывается двумя квазиуровнями Ферми – отдельно квазиуровнем Ферми для электронов F_n и отдельно для дырок F_p . При приложении внешнего напряжения расщепление квазиуровней Ферми F_n и F_p равно приложенному напряжению V_G [4, 3]. Пространственно область расщепления квазиуровней

находится на расстоянии порядка диффузионной длины от металлургического p - n перехода (рис. 2.13).

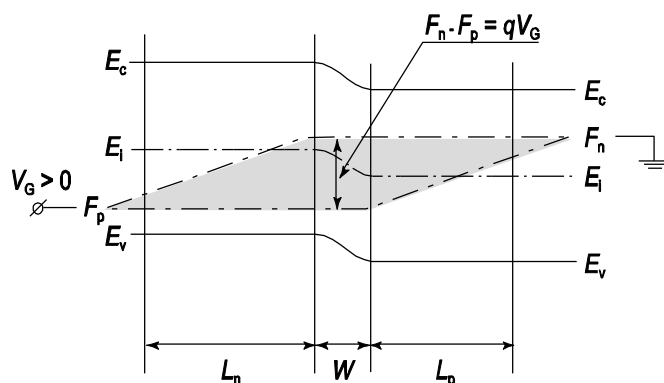


Рис. 2.13. - Зонная диаграмма, иллюстрирующая расщепление квазиуровней Ферми F_n и F_p при приложении внешнего напряжения $V_G > 0$

Распределение концентрации неравновесных носителей в ОПЗ p - n перехода и в квазинейтральном объеме будет отличаться от равновесного. На границе области пространственного заряда, где $F_p - F_n = qV_G$, выражение для концентрации n_n, p_n будет:

$$n_n p_n = n_i^2 e^{\frac{F_n - F_p}{kT}} = n_i^2 e^{\beta U}.$$

В условиях низкого уровня инжекции концентрация основных носителей не меняется. Поэтому

$$n_n = n_{n0}; \quad p_n = \frac{n_i^2}{n_{n0}} e^{\beta U} = p_{n0} e^{\beta U}. \quad (2.56)$$

На рисунке 2.14 показано распределение основных и неосновных носителей в p - n переходе в неравновесных условиях при прямом и обратном смещении.

Закон изменения неосновных неравновесных носителей, инжектированных в квазинейтральный объем, будет обсуждаться в следующем разделе. Здесь же обращаем внимание на то, что на границе с квазинейтральным объемом полупроводника концентрация неосновных носителей меняется в соответствии с уравнением (2.56), т.е. увеличивается при прямом смещении и уменьшается при обратном смещении.

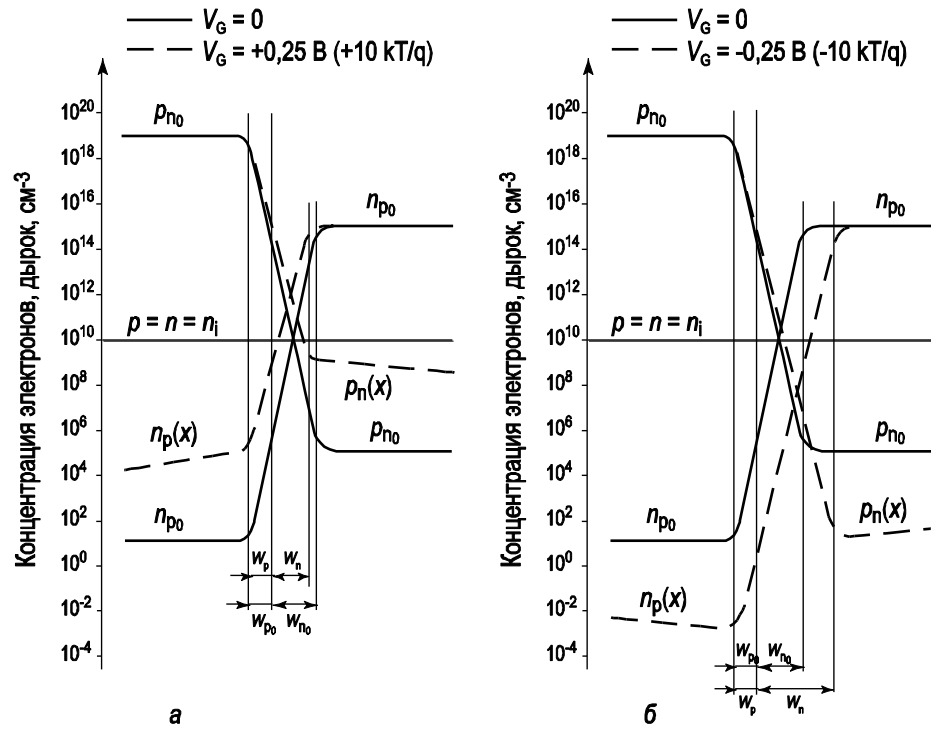


Рис. 2.14. Распределение основных и неосновных носителей в p - n переходе в равновесном (сплошная линия) и неравновесном (пунктирная линия) состояниях

а) прямое смещение ($V_G = +0,25$ В); б) обратное смещение ($V_G = -0,25$ В)

Вольт-амперная характеристика p - n перехода

Получим вольт-амперную характеристику p - n перехода. Для этого запишем уравнение непрерывности в общем виде:

$$\frac{dp}{dt} = G - R - \frac{1}{q} \operatorname{div}(j).$$

Будем рассматривать стационарный случай $\frac{dp}{dt} = 0$.

Рассмотрим ток в квазинейтральном объеме полупроводника n -типа справа от обедненной области p - n перехода ($x > 0$). Темп генерации G в квазинейтральном объеме равен нулю: $G = 0$. Электрическое поле E тоже равно нулю: $E = 0$. Дрейфовая компонента тока также равна нулю: $I_E = 0$, следовательно, ток диффузионный $j = -qD \frac{dp}{dx}$. Темп рекомбинации R при малом уровне инжекции описывается соотношением:

$$R = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau}. \quad (2.57)$$

Воспользуемся следующим соотношением, связывающим коэффициент диффузии, длину диффузии и время жизни неосновных носителей: $D\tau = L_p^2$.

С учетом отмеченных выше допущений уравнение непрерывности имеет вид:

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0. \quad (2.58)$$

Граничные условия для диффузионного уравнения в p - n переходе имеют вид:

$$\text{при } x = 0, p_n = p_{n0} e^{\beta V_G}; \text{ при } x \rightarrow \infty, p_n = p_{n0}. \quad (*)$$

Решение дифференциального уравнения (2.58) с граничными условиями (*) имеет вид:

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} (e^{\beta V_G} - 1) e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (2.59)$$

Соотношение (2.59) описывает закон распределения инжектированных дырок в квазинейтральном объеме полупроводника n -типа для электронно-дырочного перехода (рис. 2.15). В токе p - n перехода принимают участие все носители, пересекающие границу ОПЗ с квазинейтральным объемом p - n перехода. Поскольку весь ток диффузионный, подставляя (2.59) в выражение для тока, получаем (рис. 2.16):

$$j_{pD} = -qD_p \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=0} = q \frac{D_p p_{n0}}{L_p} e^{\beta V_G}. \quad (2.60)$$

Соотношение (2.60) описывает диффузионную компоненту дырочного тока p - n перехода, возникающую при инжекции неосновных носителей при прямом смещении. Для электронной компоненты тока p - n перехода аналогично получаем:

$$j_{nD} = q \frac{D_n n_{p0}}{L_n} e^{\beta V_G}.$$

При $V_G = 0$ дрейфовые и диффузионные компоненты уравновешивают друг друга. Следовательно, $j_{pE} = q \frac{D_p p_{n0}}{L_p}$; $j_{nE} = q \frac{D_n n_{p0}}{L_n}$.

Полный ток p - n перехода является суммой всех четырех компонент тока p - n перехода:

$$j = \left(\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \right) (e^{\beta U} - 1). \quad (2.61)$$

Выражение в скобках имеет физический смысл обратного тока p - n перехода. Действительно, при отрицательных напряжениях $V_G < 0$ ток дрейфовый и обусловлен неосновными носителями. Все эти носители уходят из цилиндра длиной L_n со скоростью L_n/τ_p . Тогда для дрейфовой компоненты тока получаем:

$$j_n = \frac{qL_n n_{p0}}{\tau_n} = \frac{qL_n n_{p0}}{L_n^2 / D_n} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}.$$

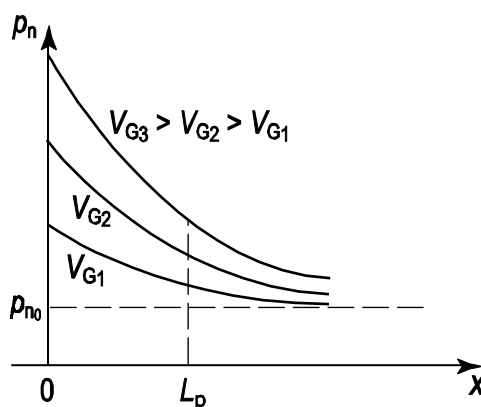


Рис. 2.15. - Распределение неравновесных инжектированных из эмиттера носителей по квазинейтральному объему базы p - n перехода

Нетрудно видеть, что это соотношение эквивалентно полученному ранее при анализе уравнения непрерывности.

Если требуется реализовать условие односторонней инжекции (например, только инжекции дырок), то из соотношения (2.61) следует, что нужно выбрать малое значение концентрации неосновных носителей n_{p0} в p -области. Отсюда следует, что полупроводник p -типа должен быть сильно легирован по сравнению с полупроводником n -типа: $N_A \gg N_D$. В этом случае в токе p - n перехода будет доминировать дырочная компонента (рис. 2.16).

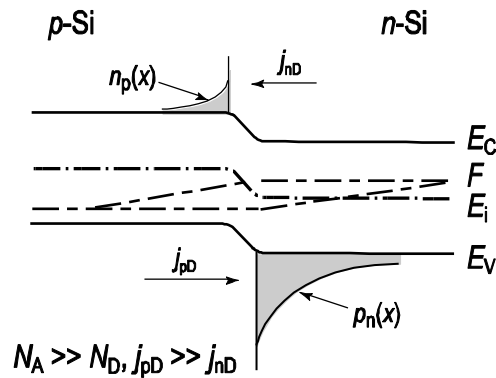


Рис. 2.16.- Токи в несимметричном p - n переходе при прямом смещении

Таким образом, ВАХ p - n перехода имеет вид:

$$J = J_s (e^{\beta V_G} - 1). \quad (2.62)$$

Плотность тока насыщения J_s равна:

$$J_s = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} = \frac{qL_n n_{p0}}{\tau_n} + \frac{qL_p p_{n0}}{\tau_p}. \quad (2.63)$$

ВАХ p - n перехода, описываемая соотношением (2.62), приведена на рисунке 2.17.

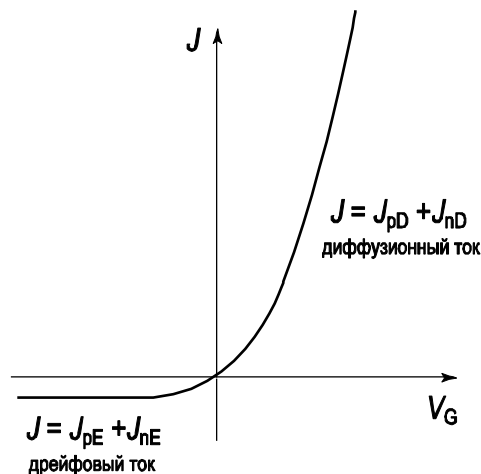


Рис. 2.17. - Вольт-амперная характеристика идеального p - n перехода

Как следует из соотношения (2.16) и рисунка 2.17, вольт-амперная характеристика идеального p - n перехода имеет ярко выраженный несимметричный вид. В области прямых напряжений ток p - n перехода диффузионный и экспоненциально возрастает с ростом приложенного

напряжения. В области отрицательных напряжений ток p - n перехода – дрейфовый и не зависит от приложенного напряжения.

Емкость p - n перехода

Любая система, в которой при изменении потенциала φ меняется электрический заряд Q , обладает емкостью. Величина емкости C определяется соотношением: $C = \left| \frac{\partial Q}{\partial \varphi} \right|$.

Для p - n перехода можно выделить два типа зарядов: заряд в области пространственного заряда ионизованных доноров и акцепторов Q_B и заряд инжектированных носителей в базу из эмиттера Q_p . При различных смещениях на p - n переходе при расчете емкости будет доминировать тот или иной заряд. В связи с этим для емкости p - n перехода выделяют барьерную емкость C_B и диффузионную емкость C_D .

Барьерная емкость C_B – это емкость p - n перехода при обратном смещении $V_G < 0$, обусловленная изменением заряда ионизованных доноров в области пространственного заряда.

$$C_B = \frac{\partial Q_B}{\partial V_G}. \quad (2.64)$$

Величина заряда ионизованных доноров и акцепторов Q_B на единицу площади для несимметричного p - n перехода равна:

$$Q_B = qN_D W = qN_D \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 (\Delta\varphi_0 - V_G)}{qN_D}} = \sqrt{qN_D \varepsilon_s \varepsilon_0 (\Delta\varphi_0 - V_G)}. \quad (2.65)$$

Дифференцируя выражение (2.65), получаем:

$$C_B = \frac{\sqrt{2qN_D \varepsilon_s \varepsilon_0}}{2\sqrt{\Delta\varphi_0 - V_G}} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{W}. \quad (2.66)$$

Из уравнения (2.66) следует, что барьерная емкость C_B представляет собой емкость плоского конденсатора, расстояние между обкладками которого равно ширине области пространственного заряда W . Поскольку ширина ОПЗ зависит от приложенного напряжения V_G , то и барьерная емкость также зависит от приложенного напряжения. Численные оценки величины барьерной емкости показывают, что ее значение составляет десятки или сотни пикофарад.

Диффузионная емкость C_D – это емкость p - n перехода при прямом смещении $V_G > 0$, обусловленная изменением заряда Q_p инжектированных носителей в базу из эмиттера Q_p .

$$C_D = \frac{\partial Q_p}{\partial V_G},$$

$$Q_p = q \int_0^\infty p_n(x) dx = q \int_0^\infty p_{n_0} e^{\beta V_G} e^{-x/L_p} dx = \frac{qp_{n_0} e^{\beta V_G}}{L_p} L_p^2 = \frac{qp_{n_0} D_p \tau_p}{L_p} e^{\beta V_G},$$

$$C = \frac{dQ}{dV_G} = \frac{qp_{n_0} D_p}{L_p} \tau_p \beta e^{\beta V_G} = \frac{\tau_p J}{kT/q}.$$

Зависимость барьерной емкости C_B от приложенного обратного напряжения V_G используется для приборной реализации. Полупроводниковый диод, реализующий эту зависимость, называется **варикапом**. Максимальное значение емкости варикапа имеет при нулевом напряжении V_G . При увеличении обратного смещения емкость варикапа уменьшается. Функциональная зависимость емкости варикапа от напряжения определяется профилем легирования базы варикапа. В случае однородного легирования емкость обратно пропорциональна корню из приложенного напряжения V_G . Задавая профиль легирования в базе варикапа $N_D(x)$, можно получить различные зависимости емкости варикапа от напряжения $C(V_G)$ – линейно убывающие, экспоненциально убывающие

Вопросы для контроля изучаемого материала:

1. Как образуется p - n переход и что представляет собой область пространственного заряда?
2. Что такое встроенный потенциал и как он определяется?
3. Объясните процесс выравнивания уровней Ферми при контакте p - и n -областей.
4. Как изменяется зонная диаграмма при прямом и обратном смещении?
5. Чем различаются дрейфовый и диффузионный токи в области перехода?
6. Почему p - n переход обладает выпрямляющими свойствами?
7. Какие типы p - n переходов существуют и где они применяются?

Список литературных источников:

1. Соколов В. И. Физика и технология полупроводников. — М.: МИФИ, 2018.

2. Трифонов Е. Н. Электронные процессы в твёрдых телах. — М.: Наука, 2015.
3. Sze, S. M., Ng, K. K. Physics of Semiconductor Devices. — Wiley, 2007.
4. Streetman, B. G., Banerjee, S. Solid State Electronic Devices. — Prentice Hall, 2016.
5. Pierret, R. F. Semiconductor Device Fundamentals. — Addison-Wesley, 1996.
6. Kittel, C. Introduction to Solid State Physics. — Wiley, 2018.
7. Millman, J., Halkias, C. Electronic Devices and Circuits. — McGraw-Hill, 2010.