

**Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова,
физический факультет.**

Специальный практикум кафедры физики полупроводников.

Методическая разработка для студентов.

З а д а ч а N 8.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА p-n-ПЕРЕХОДОВ

Автор разработки проф. А.Э.Юнович.

Аннотация.

Целью работы является исследование электрических свойств электронно-дырочных переходов в полупроводниках. Исследуются вольт - амперные характеристики, дифференциальное сопротивление и дифференциальная емкость p-n- переходов в кремнии, их изменение с температурой. Результаты анализируются на основе теории тонкого резкого невырожденного p-n-перехода.

I. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Многие физические процессы, определяющие электрические свойства полупроводников, связаны со особенностями кристаллов, имеющих в объеме или на поверхности области разного типа проводимости. Пусть в одной части полупроводника имеется большая концентрация доноров (например, атомов сурьмы (Sb) или фосфора (P) в германии (Ge) или кремнии (Si)), а в другой части - большая концентрация акцепторов (например, атомов индия (In), алюминия (Al) или бора (B)). Тогда в первой области проводимость будет электронная (n- типа), а во второй - дырочная (p- типа). Окрестность границы между p- и n- областями называется p-n- переходом.

Такой переход можно изготовить разными способами: диффузией P с поверхности в пластинку p-Si, сплавлением In в n-Ge, эпитаксиальным выращиванием GaAs с примесью Zn (GaAs:Zn) на поверхности n-GaAs:Si и т.п.

Принципы действия большинства полупроводниковых приборов - диодов, транзисторов, фото- и термоэлементов, светодиодов, лазеров - основаны на использовании электрических свойств p-n- переходов.

1. СВОЙСТВА p-n- ПЕРЕХОДА В УСЛОВИЯХ РАВНОВЕСИЯ.

Особенности протекания электрического тока через p-n- переход связаны с тем, что на границе областей с разным типом проводимости (как и вообще на границе двух различных тел) существует **потенциальный барьер** для электронов или дырок.

Предположим, что в прямоугольном образце полупроводника слева от некоторой плоскости $x = 0$ концентрация акцепторов постоянна и равна N_a , а концентрация доноров пренебрежимо мала; справа - концентрация доноров постоянна и равна N_d , а концентрация акцепторов пренебрежимо мала (рис. 1). Такой переход называется плоским резким p-n- переходом.

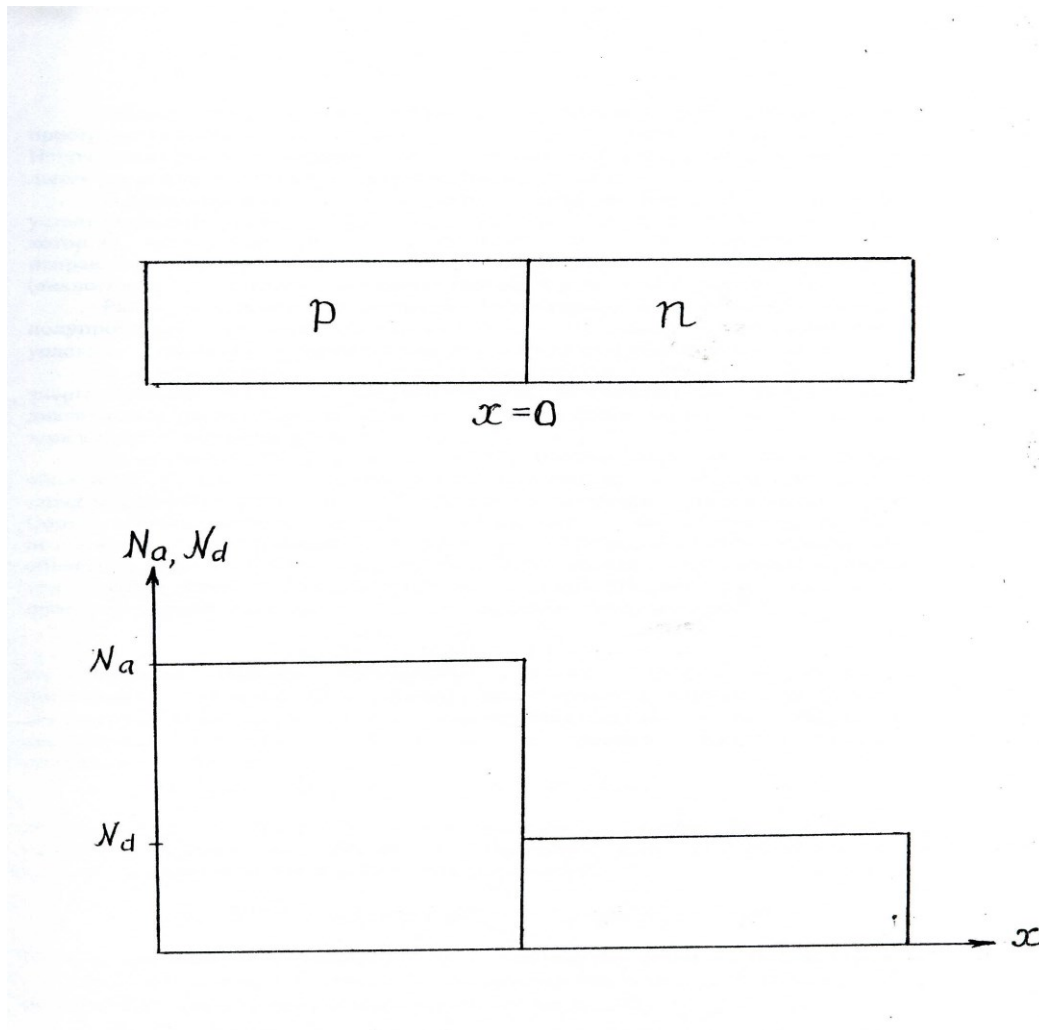


Рис. 1. Упрощенный вид (а) и распределение примесей (б) в плоском резком p-n- переходе в полупроводнике.

Предположим, что и доноры, и акцепторы полностью ионизованы, т.е. каждый атом донора отдал электрон в зону проводимости, а каждый атом акцептора отдал дырку в валентную зону. Если концентрации примесей достаточно велики по сравнению с собственной концентрацией носителей тока ($N_a, N_d \gg n_i$), то вдали от плоскости перехода слева, т.е. в p- области, концентрация дырок равна $p_p = N_a$, а справа, т.е. в n- области концентрация электронов $n_n = N_d$.

Известно, что если невырожденный полупроводник находится в равновесии, то произведение концентраций электронов и дырок $n \cdot p$ в любой точке не зависит от содержания примесей и равно квадрату собственной концентрации n_i^2 при данной температуре T :

$$n_n \cdot p_n = n_p \cdot p_p = n_i^2. \quad (1)$$

Величина n_i^2 , в свою очередь, определяется эффективными плотностями состояний в зоне проводимости N_c и в валентной зоне N_v , а также шириной запрещенной зоны полупроводника E_g :

$$n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g/kT) \quad (2)$$

$$N_c = (1/2\pi^2) \cdot (2m_c^* kT/\hbar^2)^{3/2} (\pi^{1/2}/2); \quad N_v = (1/2\pi^2) \cdot (2m_v^* kT/\hbar^2)^{3/2} (\pi^{1/2}/2).$$

В случае невырожденной статистики

$$n = N_c \cdot \exp(-(E_c - F)/kT); \quad p = N_v \cdot \exp(-(F - E_v)/kT); \quad (2a)$$

где k - постоянная Больцмана, $\hbar = h/2\pi$ - постоянная Планка, m_c^* и m_v^* - эффективные массы носителей заряда в зонах проводимости и валентной.

Из этих формул следует, что при $N_c, N_v \gg n_i$ концентрация дырок справа, где они являются неосновными носителями, много меньше концентрации электронов: $p_n \ll n_n$; аналогично для электронов $n_p \ll p_p$. Таким образом, в области р-п- перехода имеется сильный перепад - градиент - концентраций электронов и дырок. Часть дырок, из-за этого градиента, будет диффундировать через р-п- переход, п- область будет при этом заряжаться положительно относительно р- области. Аналогично, часть электронов будет диффундировать в р- область, которая будет заряжаться отрицательно. При рассмотрении зарядов в области р-п- перехода необходимо учитывать как заряды электронов и дырок, так и заряды ионов примесей, N_a^+ , N_d^- .

Область вблизи р-п- перехода представляет собой двойной слой пространственного заряда толщины l , в котором имеется электрическое поле. Направление этого электрического поля такое, чтобы тормозить диффузионное движение дырок в п-область и электронов в р-область.

В условиях равновесия на границах области пространственного заряда устанавливается такая разность потенциалов - потенциальный барьер, при котором число электронов, проходящих через р-п- переход в одном направлении, равно числу электронов, проходящих в другом направлении (аналогично - для дырок). Электрический ток в равновесии равен нулю.

Разность потенциалов между двумя различными по свойствам областями полупроводника, устанавливающаяся в результате обмена носителями заряда в условиях равновесия, называется **контактной разностью потенциалов (ϕ_k)**.

В соответствии с изменением потенциала в области р-п- перехода энергетические зоны в полупроводнике искривляются. Энергетическая диаграмма и распределение потенциала, электрического поля и концентрации зарядов в р-п- переходе показаны на рис. 2.

Пространственный заряд слева от границы перехода на толщине l_p образуется отрицательно заряженными акцепторами, т.к. компенсировавшие их заряд дырки ушли в п- область, где происходит их рекомбинация с электронами. Соответственно, справа пространственный

заряд на толщине l_n образован положительно заряженными донорами, т.к. электроны оттуда перешли в р- область и рекомбинировали с дырками. Чем меньше концентрация примесей, тем толще слой пространственного заряда. Полная толщина области пространственного заряда в р-n- переходе, может быть порядка

$$l = l_n + l_p = 10^{-6} \div 10^{-4} \text{ см,}$$

т.е. намного больше постоянной решетки, которая в кристаллах полупроводников (типа Ge, Si, GaAs) имеет порядок $a_0 = 0.5 \div 0.6$ нм. Величина контактной разности потенциалов ϕ_k устанавливается таким образом, что концентрации электронов и дырок на границах слоя подчиняются соотношениям Больцмана:

$$p_n = p_p \exp(-e\phi_k/kT); \quad n_p = n_n \exp(-e\phi_k/kT). \quad (3)$$

Из формул (1, 3) следует, что в невырожденном полупроводнике контактная разность потенциалов связана с концентрациями носителей тока и концентрациями доноров и акцепторов формулами:

$$\phi_k = (kT/e) \ln(n_n p_p / n_i^2) \cong (kT/e) \ln(N_a N_d / n_i^2); \quad (4)$$

Второе, приближенное равенство верно при полной ионизации доноров в п- области и акцепторов в р- области пространственного заряда. В этом случае ϕ_k меньше, но порядка ширины запрещенной зоны, $e\phi_k \leq E_g$.

Пример: Рассчитать величину ϕ_k для Si при $T = 300$ К ($kT/e = 0.026$ мэВ, $E_g = 1.1$ эВ; $n_i \cong 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³), если $N_a = 10^{18}$ см⁻³; $N_d = 10^{16}$ см⁻³.

2. СВОЙСТВА р-n- ПЕРЕХОДА ПРИ НАРУШЕНИИ РАВНОВЕСИЯ ПРИЛОЖЕННЫМ ИЗВНЕ НАПРЯЖЕНИЕМ.

Область р-n- перехода является областью наибольшего сопротивления, т.к. в ней малы концентрации свободных носителей заряда (см. рис. 2). Приложенное внешнее напряжение падает, главным образом, на этой области; ее свойства определяют ток через кристалл с р-n- переходом.

Пусть знак внешнего напряжения такой, что потенциальный барьер для электронов и дырок понижается (“+” на контакте к р- и “-“ на контакте к п- области). Тогда число электронов, переходящих из п- в р- область, увеличится. Поток электронов, переходящих из р- в п- область, не изменится по сравнению с равновесным, т.к. для их движения потенциального барьера нет; сама величина потока из р- в п- область мала, т.к. электроны в р- области являются неосновными носителями. В п-области электроны - основные носители, их диффузионный поток в р-область дает основной вклад в полный ток (см. рис. 3а). Аналогично, при указанной полярности напряжения, увеличивается ток дырок из р- в п- область, но не изменяется их поток в обратном направлении. Явление перехода дырок из р- в п- область и электронов из п- в р- область называется инжекцией неосновных носителей тока. Соответствующий знак напряжения и направления тока называется прямым (положительным).

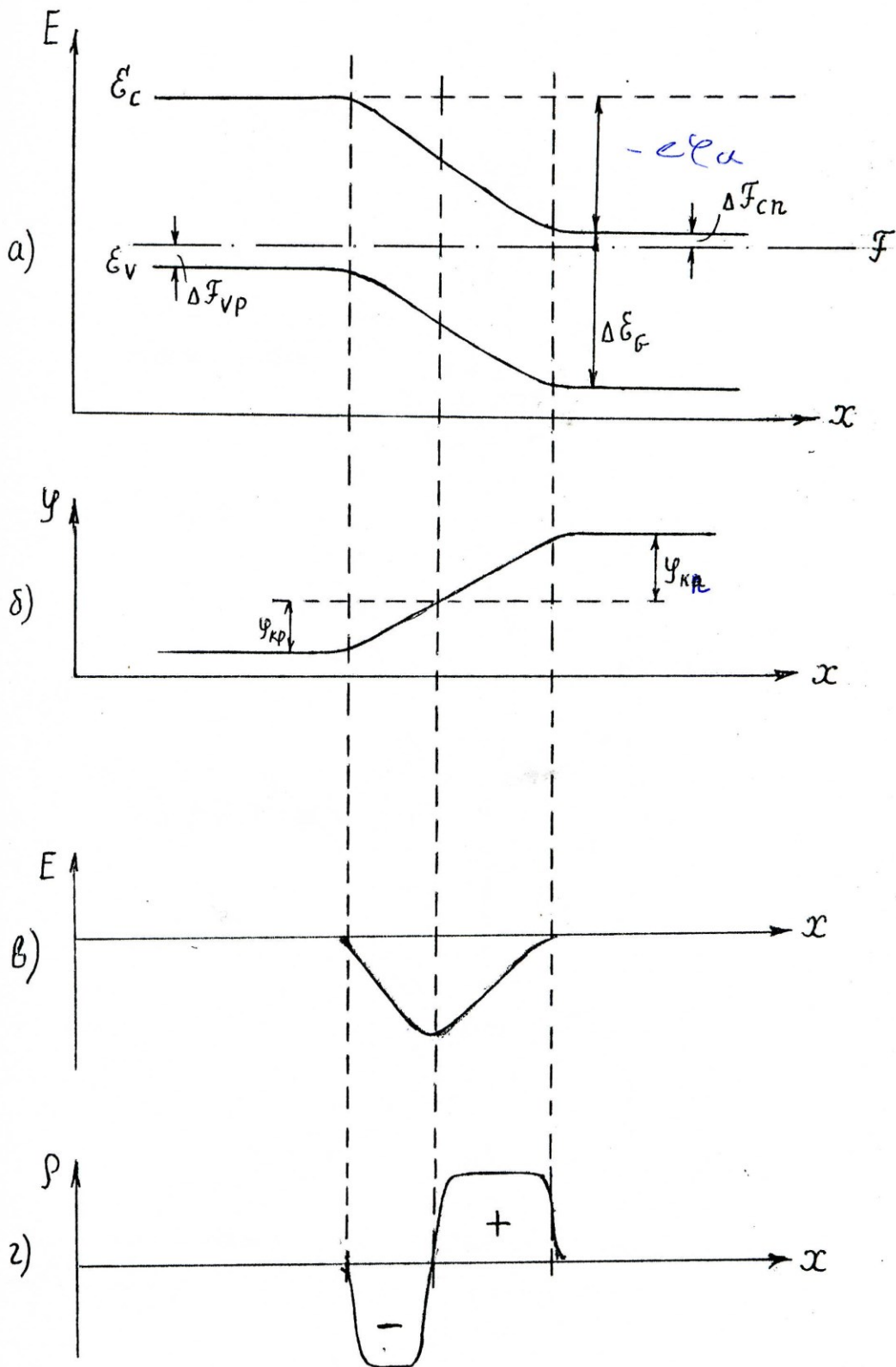


Рис. 2. Энергетическая диаграмма (а), распределение потенциала (б), электрического поля (в) и носителей тока (г) в р-п- переходе.

Дырки, инжектированные через р-п- переход, попадают в п- область. Но в п- области (справа от точки l_n) уже нет пространственного заряда в силу общего закона нейтральности проводящего тела. Эту нейтральность обеспечивают основные носители, входящие в п- область из омического контакта. Таким образом, справа от плоскости $x = l_n$ при прямых токах возникает область с избыточной, неравновесной концентрацией носителей. По мере продвижения в глубину п- области избыточные дырки в процессе диффузии рекомбинируют с электронами; вдали от р-п- перехода концентрация дырок становится равной равновесной, $p = p_n$, а ток переносится практически только электронами. **Прямой ток определяется тем, сколько дырок (электронов) может пройти через р-п- переход при данном внешнем напряжении, и тем, как быстро избыточные дырки (электроны), попавшие в п- (р-) область и ставшие неосновными носителями заряда, рекомбинируют с основными носителями - электронами (дырками).**

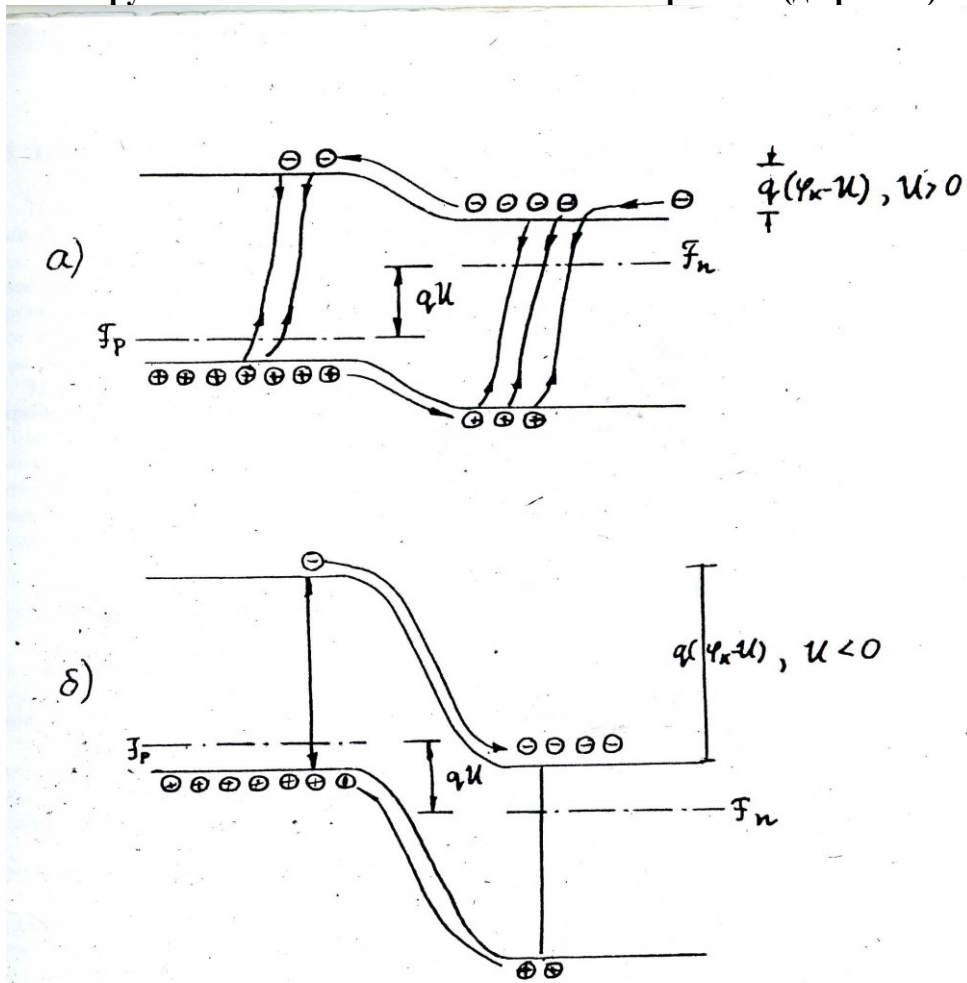


Рис. 3. Энергетическая диаграмма р-п- перехода при включении прямого (а) и обратного (б) напряжения.

На рис. 3а схематически показаны дырки, переходящие потенциальный барьер, и электроны, приходящие справа для компенсации заряда дырок.

Показана также рекомбинация дырок и электронов в n-области. Аналогичную картину можно представить для электронов, инжектируемых в p- область.

Пусть знак внешнего напряжения противоположный, т.е. повышает потенциальный барьер (“-” на контакте к p- и “+” на контакте к n- области, см. рис. 3б). Число электронов, переходящих в p- область при этом уменьшается; аналогично уменьшается число дырок, переходящих в n- область. При достаточно больших напряжениях эти потоки могут быть сведены практически к нулю. Потоки же дырок из n- области и электронов из p- области остаются и в этом случае неизменными. Именно они определяют ток при обратных напряжениях. В рассматриваемой простой модели при обратных напряжениях, много больших kT/e , величина тока через переход становится постоянной. Эта величина называется током насыщения, она мала.

Такова качественная картина явлений, происходящих в p-n- переходе при приложении внешнего напряжения.

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ И ПОТЕНЦИАЛ В p-n-ПЕРЕХОДЕ; РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА.

Подробные решения количественных задач о зависимости потенциала φ и поля E от расстояния x и о связи толщины области пространственного заряда l с величинами контактной разности потенциалов φ_k и внешнего напряжения U рассматриваются в курсе физики полупроводниковых приборов (см. рекомендуемую литературу). В настоящем описании дано краткое решение задачи о слое пространственного заряда в p-n- переходе при условии, что заряды обусловлены, главным образом, ионизированными примесями.

Пусть в области пространственного заряда толщиной l_n концентрация электронов в n-области, справа от геометрической границы p- и n- областей (см. рис. 1-3, $x = 0$), много меньше концентрации доноров N_d , $n \ll N_d$. Аналогично, концентрация дырок слева много меньше концентрации акцепторов N_a - на толщине l_p). Тогда **в этой области, называемой истощенным слоем**, уравнение Пуассона относительно потенциала $\varphi(x)$ принимает вид:

$$d^2\varphi/dx^2 = -4\pi/\varepsilon\rho = -(4\pi/\varepsilon) eN_d, \text{ (справа, при } x > 0); \quad (5a)$$

$$d^2\varphi/dx^2 = -4\pi/\varepsilon\rho = +(4\pi/\varepsilon) eN_a, \text{ (слева, при } x < 0); \quad (5b)$$

где ε - статическая диэлектрическая проницаемость, ρ - плотность объемного заряда, уравнение записано в Гауссовой системе единиц. Здесь предполагается одномерный случай и ступенчато однородное распределение примесей (справа $N_d = \text{const}$; слева $N_a = \text{const}$). Поставим граничные условия непрерывности потенциала и электрического поля ($E = -d\varphi/dx$) при $x = 0$, а также пренебрежимо малого электрического поля на границах ($E = 0$ при $x = +l_n$; $-l_p$). Из этих граничных условий следует, что

$$\varphi_k - U = (4\pi/\varepsilon) eN^* (l^2/2); \quad (6)$$

где N^* - так называемая приведенная концентрация:

$$N^* = N_d N_a / (N_d + N_a); \quad (7)$$

l - толщина области истощенного слоя: $l = l_n + l_p$ (см. рис. 2). Система в целом - нейтральна, так что заряды с каждой стороны перехода равны по абсолютной величине и противоположны по знаку:

$$-Q_p = e N_a l_p = +Q_n = e N_d l_n. \quad (8)$$

Электрическое поле в переходе максимально при $x = 0$ и равно

$$E_m = 2(\varphi_k - U) / l. \quad (9)$$

Заметим, что свойства p-n- перехода определяются главным образом менее легированной областью. Если $N_d \ll N_a$, то

$$l = l_n + l_p = l_n (1 + N_d / N_a) \approx l_n. \quad N^* = N_d / (N_d / N_a + 1) \approx N_d. \quad (10)$$

Оценим толщину l при $U = 0$. Формула (6) в системе СИ записывается в виде:

$$\varphi_k = (1/\varepsilon\varepsilon_0) eN^* (l^2/2);$$

где $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/М = $8.85 \cdot 10^{-14}$ Ф/см.

Примем $\varphi_k \approx 1$ В; $\varphi_k < E_g$ (Si). Диэлектрическая проницаемость Si $\varepsilon = 12$. Тогда при изменении N^* в пределах $N^* = 10^{16} - 10^{20}$ см⁻³.

$$l = [2 \varphi_k \varepsilon\varepsilon_0 / e N^*]^{1/2} \approx 10^{-4} \div 10^{-6} \text{ см.} \quad (6a)$$

4. ВОЛЬТ- АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА p-n- ПЕРЕХОДА.

Для количественного описания зависимости тока от напряжения следует решить уравнения непрерывности для потоков электронов и дырок в разных областях p-n- перехода. Это - сложная проблема, имеющая много частных случаев, ряд из них рассмотрен в задачах №5,6 спец. практикума по физике полупроводников. **Если область пространственного заряда - тонкая, т.е. мала по сравнению с диффузионными длинами электронов и дырок:**

$$l \ll L_n, L_p,$$

то можно пренебречь рекомбинацией электронов и дырок в этой области. Если электрическим полем за границами области пространственного заряда можно пренебречь, то в уравнениях непрерывности можно пренебречь дрейфовыми токами и учитывать только диффузионные токи электронов и дырок.

При этих предположениях концентрации носителей по обе стороны перехода связаны уравнениями, аналогичными соотношениям Больцмана (3):

$$\begin{aligned} p_n &= p_p \exp[-e(\varphi_k - U)/kT] = p_{n0} \exp(eU/kT); \\ n_p &= n_n \exp[-e(\varphi_k - U)/kT] = n_{p0} \exp(eU/kT); \end{aligned} \quad (11)$$

где p_{n0}, n_{p0} - равновесные, а p_n, n_p - неравновесные концентрации носителей на границах области пространственного заряда, т.е. при $x = + l_n$; и $x = - l_p$; соответственно, p_p и n_n - концентрации на границах $x = - l_p$ и при $x = + l_n$.

Следует напомнить, что напряжение U в этих формулах соответствует разности потенциалов на границах области пространственного заряда. Если концентрации носителей соответствуют невырожденной статистике и при нарушении равновесия концентрации носителей можно выразить через квази-уровни Ферми F_n и F_p :

$$n_n = N_c \exp[-(E_c - F_n)/kT]; \quad p_p = N_v \exp[-(F_p - E_v)/kT]; \quad (12)$$

то величина eU равна разности квази-уровней Ферми по обе стороны перехода (см. рис. 3):

$$eU = F_n - F_p. \quad (13)$$

Решение уравнений непрерывности при граничных условиях (11) и при предположении, что диффузионные длины малы по сравнению с толщиной n- и p- областей, приводит к формуле для зависимости тока от напряжения U:

$$J = J_s [\exp(eU/kT) - 1]. \quad (14)$$

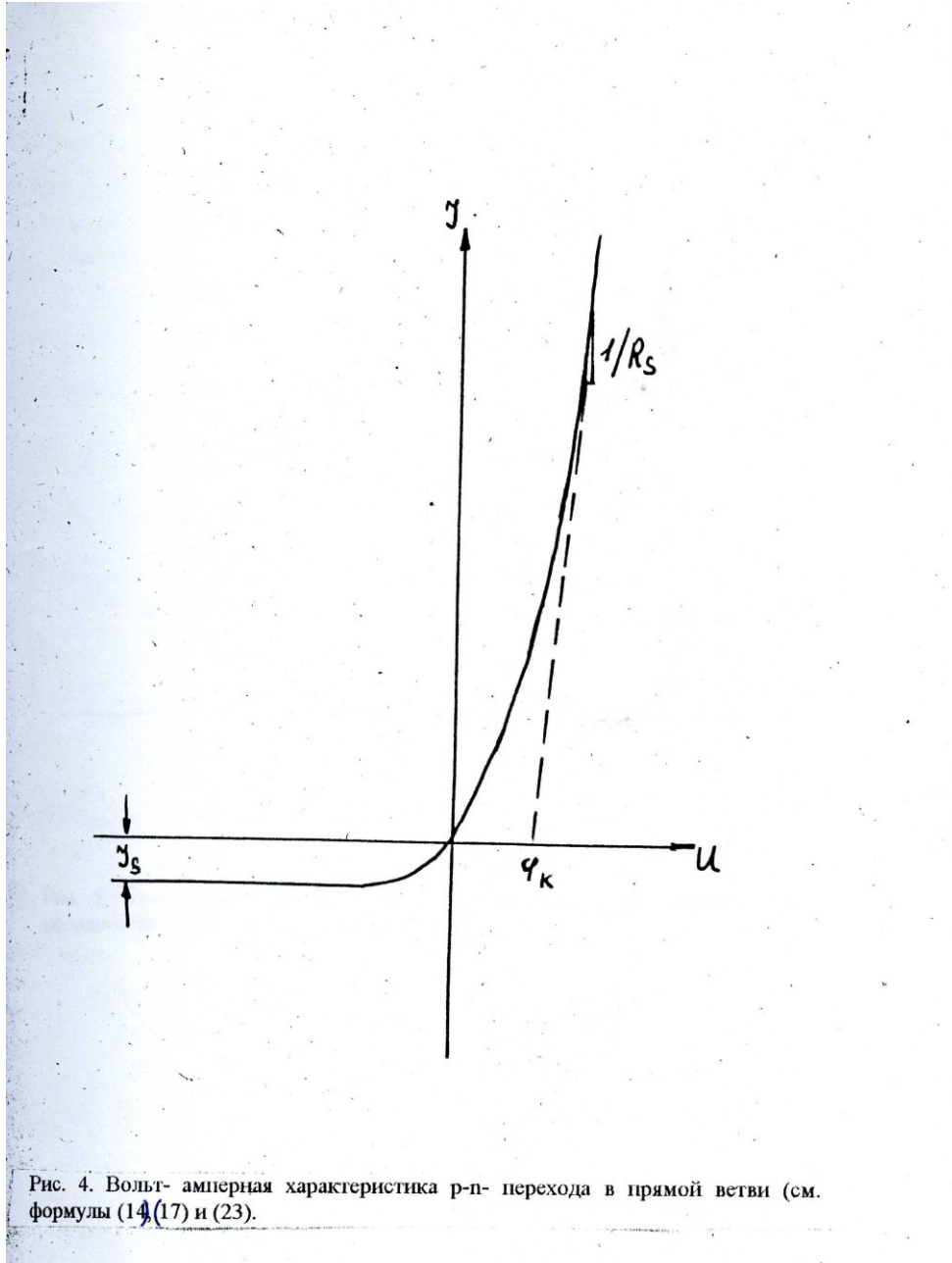


Рис. 4. Вольт- амперная характеристика p-n- перехода в прямой ветви (см. формулы (14), (17) и (23)).

Заметим, что напряжение U меньше полного напряжения на диоде V, которое включает падение напряжения на контактах и областях, прилегающих к области пространственного заряда; $U < V = U + J \cdot R_s$ (см. рис. 4 и параграф о дифференциальном сопротивлении). В формуле (14) величина тока насыщения J_s определяется через равновесные концентрации и диффузионные длины неосновных носителей:

$$J_s = J_{sp} + J_{sn} = e S [(p_{n0} D_p / L_p) + (n_{p0} D_p / L_p)]; \quad (15)$$

где S - площадь перехода, а D_p и D_n - коэффициенты диффузии. Дырочная и электронная компоненты тока насыщения могут быть также выражены через времена жизни τ_p , τ_n и собственную концентрацию n_i (с учетом формулы (2)):

$$J_{sp} = e S (p_{n0} L_p / \tau_p) = e S (n_i^2 L_p / n_n \tau_p); \quad (16a)$$

$$J_{sn} = e S (n_{p0} L_n / \tau_n) = e S (n_i^2 L_n / p_p \tau_n). \quad (16b)$$

Если концентрация дырок в p - области много больше концентрации электронов в n - области, $p_p \gg n_n$, то дырочный ток насыщения преобладает: $J_{sp} \gg J_{sn}$; если $n_n \gg p_p$, то преобладает электронный ток: $J_{sn} \gg J_{sp}$.

Из приведенных формул следует физический смысл тока насыщения J_s : он образуется дырками (или электронами), генерируемыми в единицу времени в объемном слое толщиной L_p в n - области (или L_n в p - области) и площадью S .

Оценим значение тока насыщения для кремния при 300°C ($n_i = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), взяв для примера $n_{n0} = 10^{16} \text{ см}^{-3} \ll p_{p0}$; $S = 10^{-2} \text{ см}^2$, $L_p = 10^{-2} \text{ см}$. Используем соотношение Эйнштейна: $D_p = (kT/e) \mu_p = 13 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; рассчитаем концентрацию дырок по формуле (1) $p_{n0} = 4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Время жизни дырок определим из диффузионной длины: $\tau_p = L_p^2 / D_p = 7.5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Отсюда по формуле (16a) следует $J_{sp} = 0.85 \cdot 10^{-13} \text{ А}$. Это - сравнительно малая величина, которая получена в предположении, что основная рекомбинация дырок идет в однородной n - области.

При больших концентрациях примесей и низких температурах рекомбинация может идти в области пространственного заряда. В этом случае теория дает для вольт - амперной характеристики формулу типа (16):

$$J = J_s [\exp(\alpha U) - 1], \quad (17)$$

в которой

$$\alpha = e/c \cdot kT, \quad J_s \sim \exp(-E_g/c \cdot kT), \quad \text{где } 1 < c < 2. \quad (17a).$$

В этих формулах значение коэффициента c изменяется в пределах от 1 до 2 в зависимости от свойств локальных состояний, на которых идет рекомбинация в области пространственного заряда. Для кремниевых диодов со средним уровнем легирования при малых токах и 300 К обычно применима формула (17), однако при увеличении тока неосновные носители инжектируются через область пространственного заряда и становится применимой формула (14).

5. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ЕМКОСТЬ p - n -ПЕРЕХОДА.

Толщина p - n - перехода l изменяется при изменении напряжения U . Соответственно изменяется и полный заряд с каждой стороны p - n - перехода, как это следует из уравнений (6-10) и рис. 5.

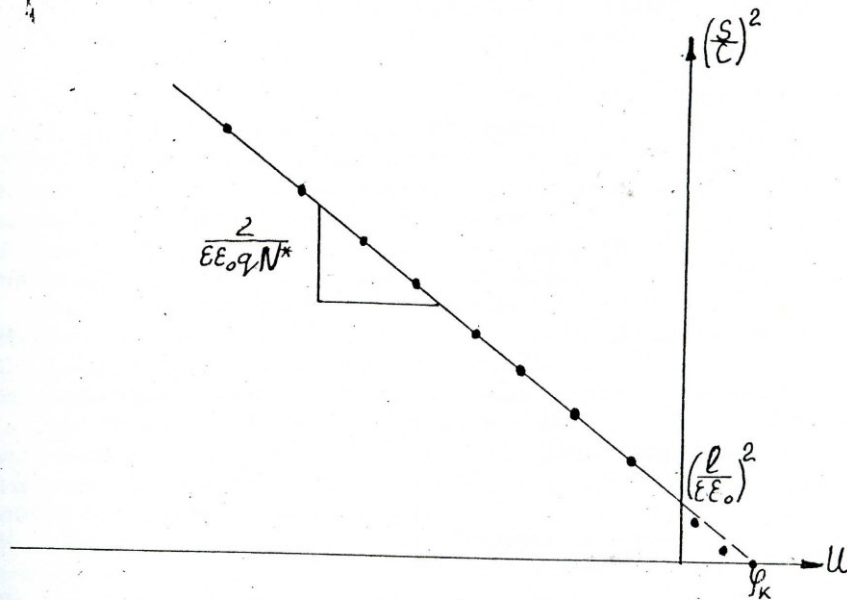


Рис. 5. Зависимость емкости резкого р-п- перехода C от напряжения U в координатах $(S/C)^2 = f(U)$; (см. формулу (19а)).

Изменение заряда при изменении напряжения можно описать дифференциальной емкостью C , которая, по определению, равна

$$C = dQ/dU, \quad (18)$$

где, для определенности знака, рассматривается положительный заряд.

В случае рассмотренной модели резкого р-п- перехода с однородным распределением примесей можно получить уравнения для емкости истощенного слоя:

$$C = \epsilon S / 4\pi l \quad (\text{в Гауссовой системе}); \quad C = \epsilon \epsilon_0 S / l \quad (\text{в системе СИ}); \quad (19)$$

$$\text{или } C = S [\epsilon \epsilon_0 e N^* / 2(\phi_k - U)]^{1/2}; \quad (S/C)^2 = 2(\phi_k - U) / \epsilon \epsilon_0 e N^* \quad (19a)$$

$$(\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}; \quad e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}, \quad S - \text{площадь перехода}).$$

Формула (19) и связанные с ней теоретические предположения исследуются в настоящей работе экспериментально. Это дает возможность составить представление о характере распределения примесей в р-п- переходе, определить величину контактной разности потенциалов ϕ_k , толщину области пространственного заряда l , максимальное электрическое поле E_m . Зависимость $C(U)$ удобно представить графически в виде функции $(S/C)^2 = f(U)$, в соответствии с формулой (19а), как это показано на рис. 5.

Анализ экспериментальных данных следующий.

- а) Из измеренных значений C и S (в зависимости от U) вычисляется величина $(S/C)^2$ и строится график $(S/C)^2 = f(U)$.
- б) Если экспериментальные точки в определенном интервале лежат на прямой, то в этом интервале можно считать выполненными условия однородного и резкого распределения примесей в р-п- переходе (применимы уравнения (5)). Систематическое отклонение точек от прямой за границами этого интервала указывает на ограниченность этих условий.
- в) Из экстраполяции прямой к оси абсцисс (по точке пересечения с этой осью) можно определить величину φ_k .
- г) Из значения емкости при нулевом смещении, C при $U = 0$, можно вычислить толщину области пространственного заряда l (по формулам (19)).
- д) Из полученных значений можно определить максимальное поле в переходе при нулевом смещении (по формуле (9)).
- е) Из наклона прямой, $\Delta(S/C)^2/\Delta U$, зная диэлектрическую проницаемость ϵ , можно определить приведенную концентрацию N^* (по формуле (19а)).

В курсе физики полупроводниковых приборов рассматриваются более сложные зависимости $C(U)$.

6. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ДИОДА.

Рассмотрим вольт- амперную характеристику р-п- перехода $J(U)$ и ее производную, dJ/dU . Эта производная называется дифференциальной проводимостью; в случае применимости формул (14, 17) она имеет вид:

$$g = \alpha J_s \cdot \exp(\alpha U) = \alpha \cdot (J + J_s), \quad (20a)$$

где $\alpha = e/kT$ для формулы (14); $\alpha = e/c \cdot kT$ для формулы (17), см. рис. 6. Если ток в прямом направлении достаточно велик, $J \gg J_s$, то $g \approx \alpha \cdot J$. Размерность проводимости $[g] = \text{Сим} = \text{Ом}^{-1}$. Величина, обратная дифференциальной проводимости, есть дифференциальное сопротивление:

$$r = 1/g = dU/dJ. \quad (20b)$$

Зависимость проводимости от тока $g(J)$ при разных температурах, в соответствии с формулой (20а), имеет вид семейства прямых, наклон которых определяется величиной $\alpha=e/kT$ (для формулы (14)), а их пересечение с осью абсцисс - величиной $-J_s$ (рис. 6).

Как было сказано выше, падение напряжения на диоде V больше падения напряжения на р-п- переходе U . Часть напряжения в реальных диодах падает на последовательном сопротивлении R_s , это существенно при больших токах, когда внешнее напряжение снимает потенциальный барьер р-п- перехода, $U \approx \varphi_k$; $J \gg J_s$. Соответственно, дифференциальное сопротивление диода R_d есть сумма

$$R_d = R_s + 1/\alpha J. \quad (21).$$

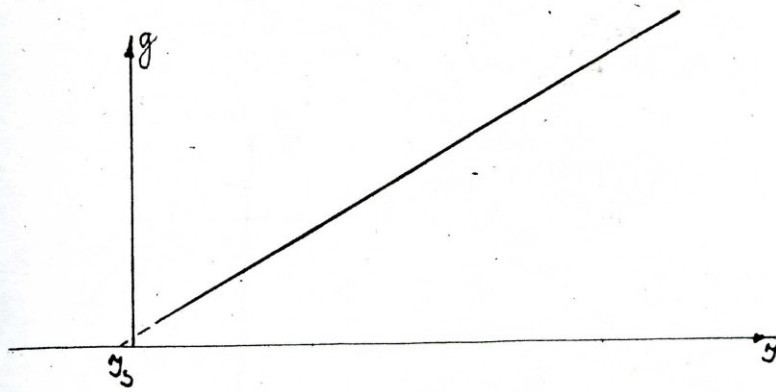


Рис. 6. Зависимость проводимости р-п- перехода от тока (см. формулу (20a)).

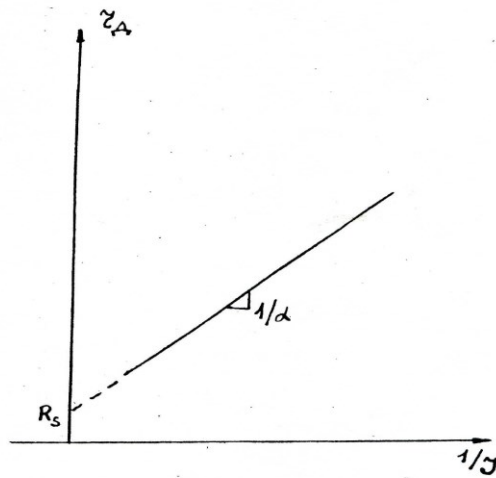


Рис. 7. Зависимость дифференциального сопротивления р-п- перехода от обратного тока (см. формулу (21)).

Представив экспериментальные данные о зависимости дифференциального сопротивления от тока в виде графика функции $R_d = f(1/J)$, можно определить величину R_s из экстраполяции аппроксимирующей прямой к оси ординат; наклон прямой в этом случае равен $1/\alpha = kT/e$ (см. рис. 7).

Величину R_s можно определить и из вольт- амперной характеристики (см. рис. 4), если считать, что

$$V = U + J \cdot R_s. \quad (22)$$

В этом случае формулу (17) можно представить в виде

$$J = J_s \{ \exp[\alpha(V - J \cdot R_s)] - 1 \}. \quad (23)$$

При очень больших токах основная доля напряжения может падать на последовательном сопротивлении, и может быть выполнено условие $J \cdot R_s \gg \varphi_k$; в этом случае

$$J \cong V/R_s. \quad (23a)$$

Вольт- амперную характеристику $J(V)$ можно графически анализировать в соответствии с формулой (23a) так, как показано на рис. 4: из наклона линейной части кривой при больших токах найти R_s , а из экстраполяции линейной части к оси абсцисс - величину φ_k .

7. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ДИОДА НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ.

Во многих практически важных случаях к диоду одновременно прикладывается и постоянное, и переменное напряжение:

$$V = V_0 + v_{\sim}, \quad (24)$$

где величина v_{\sim} мала, так что при разложении функций $J(V)$ в ряд Тэйлора вблизи точки V_0 можно пренебречь всеми членами разложения, кроме линейного. Для этого должны быть выполнены неравенства:

$$|v_{\sim}| \ll kT/e \quad (24a)$$

при прямом смещении ($V \geq 0$) и

$$|v_{\sim}| \ll \varphi_k \quad (24b)$$

при обратном смещении ($V < -\varphi_k$).

Дифференциальная емкость C и дифференциальное сопротивление диода образуют комплексное сопротивление (и, соответственно, комплексную проводимость диода), которые имеют смысл для малых переменных напряжений, удовлетворяющих условиям (24a,b). Эквивалентная схема диода на переменном токе, включающая последовательное сопротивление, показана на рисунке 8.

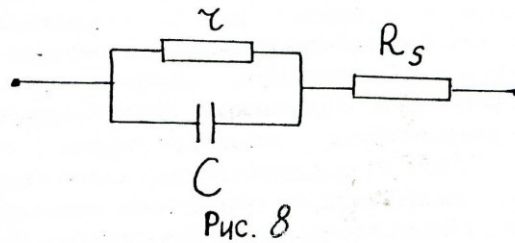
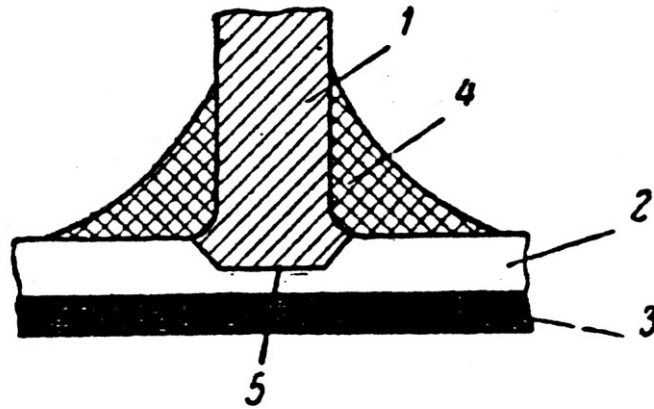


Рис. 8. Эквивалентная схема диода на переменном токе.

II. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СПЛАВНЫХ p-n- ПЕРЕХОДОВ

В задаче исследуются электрические свойства кремниевых сплавных диодов малой мощности серии Д808-Д814 - стабилитронов. Изготовление сплавных диодов технологически связано с высокими требованиями к чистоте применяемых материалов и степени вакуума (см., например, [1-2]). Устройство кремниевого сплавного диода представлено на рис.Т1.



Устройство *p-n* перехода
кремниевое сплавного
диода:

1 — алюминиевый столбик; 2 — кристалл кремния; 3 — омический контакт; 4 — защитное лаковое покрытие; 5 — область *p-n* перехода.

Рис. Т1.

p-n переход образуется путем сплавления торца алюминиевой проволоочки в тонкий кристалл кремния электронной проводимости (проводимости *n*-типа). В начале создается расплавленная капля смеси Al-Si, которая затем с понижением температуры затвердевает; образуется рекристаллизованная область, насыщенная акцепторной примесью и имеющая ту же кристаллографическую ориентацию, что и исходная пластина кристалла кремния (см. рис. Т2).

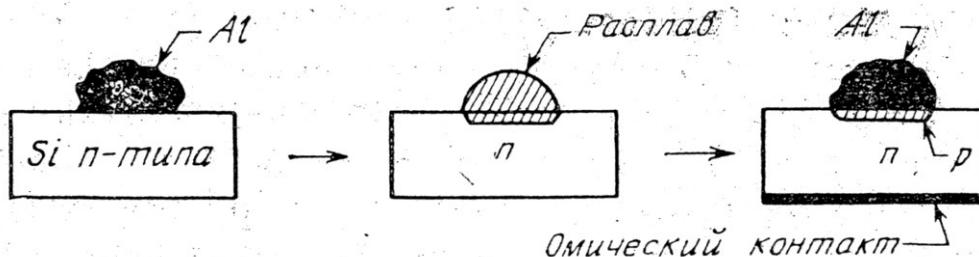


Рис. Т2. Этапы создания сплавного *p-n* перехода.

Таким образом, на подложке с электронной проводимостью формируется сильнолегированная область *p*-типа. Сплавление ведется в графитовых кассетах в условиях высокого вакуума. При этом режим процесса и конструкция кассет

подбирается таким образом, чтобы предотвратить растекание алюминия по поверхности кремния и увеличение вследствие этого площади р-п перехода. Алюминиевый выступ на поверхности пластины используется как контакт к области р-типа. После остывания и извлечения из печи р-п переходы подвергаются химическому травлению для очистки поверхности и удалению закорачивающих участков, затем промываются в деионизованной воде и после защиты от воздействия окружающей среды запаиваются в герметичный корпус. Следует отметить, что при сплавном методе создания р-п перехода сложно точно контролировать как площадь, так положение перехода. Площадь кремниевых сплавных диодов малой мощности серии Д808-Д814 имеет характерное значение $S \approx 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$.

III. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

1. МЕТОД МОСТА ПЕРЕМЕННОГО ТОКА.

Для исследования дифференциальных параметров диодов применяется метод моста переменного тока. Его можно рассматривать как разновидность широко применяемых компенсационных методов измерения, в которых точность измерения физической величины определяется калибровкой эталонной величины и чувствительностью прибора, определяющего точность компенсации. В обычных установках мост переменного тока позволяет довольно легко определять дифференциальное сопротивление и дифференциальную емкость диода с относительной точностью $10^{-3} \div 10^{-5}$.

Классический мост переменного тока состоит из двух безреактивных сопротивлений R_1 и R_2 , эталонных магазинов емкости и сопротивлений C_{et} и R_{et} , создающих комплексное сопротивление в одном из плеч моста, и неизвестного комплексного сопротивления Z_x (рис. 9). На противоположные точки моста подается переменное напряжение, а в другую диагональ моста включается чувствительный индикатор переменного сигнала. Мост сбалансирован, если напряжение на этой диагонали (точки a , b на рисунке) равно нулю с заданной точностью. В такой схеме мост компенсируется по напряжению.

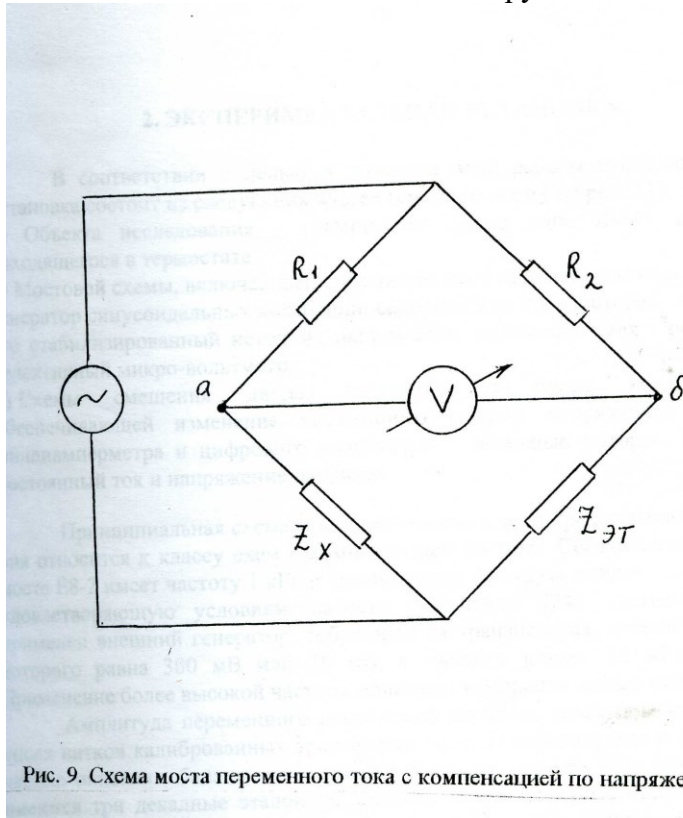


Рис. 9. Схема моста переменного тока с компенсацией по напряжению.

При этом

$$R_1/Z_x = R_2/Z_{et} \quad \text{или} \quad Z_x = (R_1/R_2) \cdot Z_{et}.$$

Можно использовать также мостовые схемы с компенсацией сигнала по току, подобные принципиальной схеме на рис. 10. Эта схема состоит из двух трансформаторов с калиброванными обмотками, эталонного и неизвестного комплексных сопротивлений Z_{et} и Z_x . На вход моста подается переменное

напряжение, а к трансформаторному выходу подключен микровольтметр переменного тока, служащий индикатором нуля. Если i_x и i_{et} - токи, протекающие, соответственно, через сопротивления Z_x и Z_{et} , то э.д.с. во вторичной обмотке выходного трансформатора будет равна нулю при условии

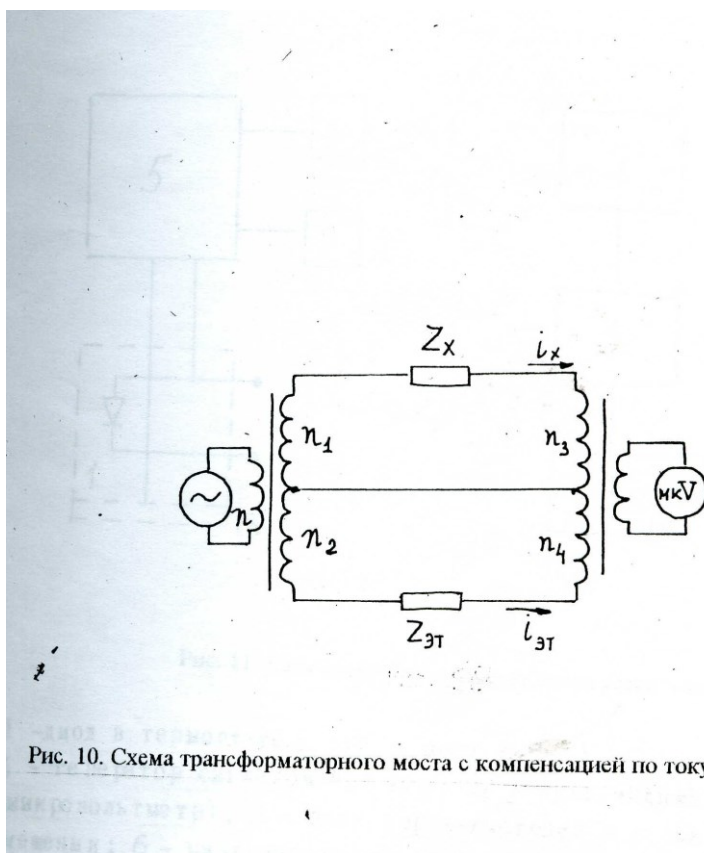
$$i_x \cdot n_3 = i_{et} \cdot n_4,$$

где n_3 и n_4 - числа витков в первичной обмотке. При такой балансировке

$$i_x = u_1/Z_x \sim n_1/Z_x, \quad i_{et} = u_2/Z_{et} \sim n_2/Z_{et};$$

таким образом, условие баланса моста в целом можно записать в виде

$$Z_x = (n_1 n_3 / n_2 n_4) Z_{et}. \quad (23)$$



Если исследуемые комплексные сопротивления - дифференциальные сопротивления нелинейных элементов, например, полупроводниковых диодов, то переменное напряжение на входе моста должно быть достаточно мало, чтобы выполнялось условие линейности для малых приращений напряжения и тока. Это ставит дополнительные требования к чувствительности прибора - индикатора разбалансировки моста. Если, например, напряжения во входной диагонали моста имеют порядок 10 мВ, то для измерений комплексных сопротивлений с относительной точностью около 10^{-4} чувствительность нуля-индикатора должна быть порядка 1 мкВ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА.

В соответствии с целью и задачами этой работы экспериментальная установка состоит из следующих частей (см. блок-схему на рис. 11).

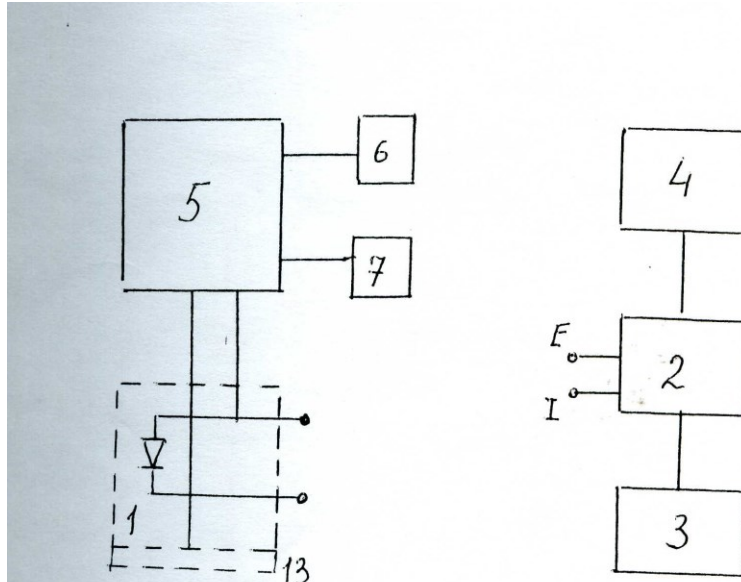


Рис. 11. Блок-схема экспериментальной установки.

1 - диод в термостате; 2 - мост Е-8-2;
3 - генератор сигналов 4,5 кГц; 4 - нуль-индикатор (микровольтметр); 5 - блок переключателей и схема смещения; 6 - миллиамперметр; 7 - вольтметр;

- 1) Объекта исследования - кремниевого диода типа Д-811 или Д-810, находящегося в термостате.
- 2) Мостовой схемы, включающей собственно мост переменного тока типа Е8-2; генератор синусоидальных колебаний, собранный на транзисторах, и питающий его стабилизированный источник напряжения; индикатор нуля - резонансный селективный микро-вольтметр.
- 3) Схемы смещения диода, собранной в блоке переключателей, обеспечивающей изменение постоянного тока и напряжения на диоде; миллиамперметра и цифрового вольтметра, с помощью которых измеряются постоянный ток и напряжение на диоде.

Принципиальная схема моста переменного тока представлена на рис. 12, она относится к классу схем с компенсацией по току. Собственный генератор моста Е8-2 имеет частоту 1 кГц и сравнительно большую амплитуду сигнала, не удовлетворяющую условиям малости амплитуды (24). Поэтому в схеме применен внешний генератор, собранный на транзисторах, амплитуда сигнала которого равна 300 мВ или 30 мВ, а частота равна 4.5 кГц (рис. 13). Применение более высокой частоты облегчает измерения малых емкостей.

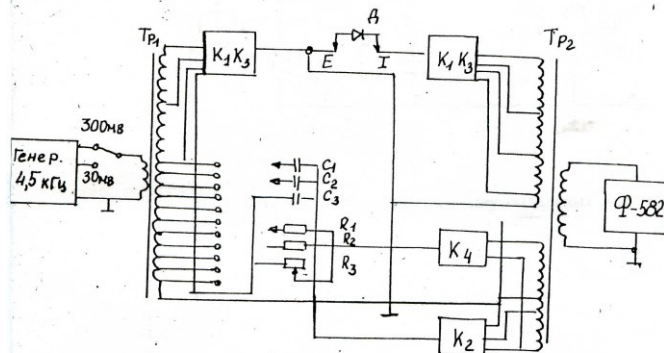


Рис. 12. Схема моста переменного тока на основе моста E8-2.

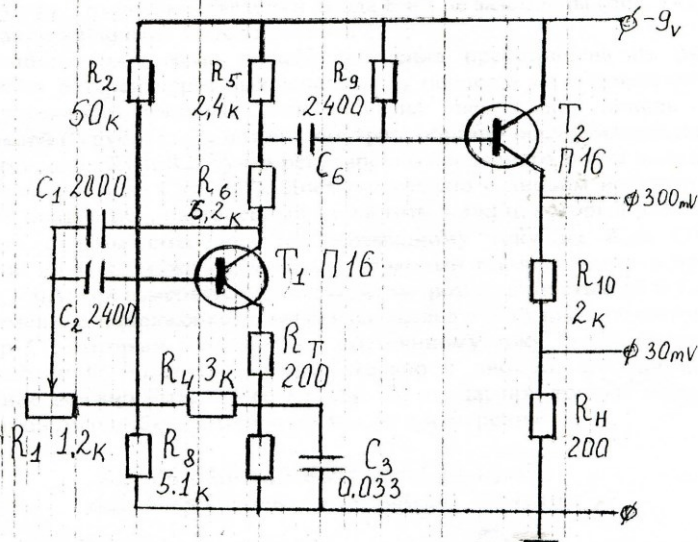


Рис. 13. Схема генератора синусоидальных сигналов 4.5 кГц.

Амплитуда переменного напряжения на диоде зависит в этой схеме от числа витков калиброванных трансформаторов. В соответствии с предыдущей частью описания, баланс моста имеет место при условии (23). В схеме моста имеются три декадные эталонные емкости и три декадные сопротивления, а измерения комплексных сопротивлений в пределах нескольких порядков достигается переключением числа витков трансформаторов. Это переключение сопровождается изменением амплитуды сигнала на диоде, так что для соблюдения условий (24) требуется изменение амплитуды генератора при переключении диапазонов (см. таблицу).

ТАБЛИЦА 1. Диапазоны измерений и амплитуды генератора, которые должны подаваться на мост.

№ диапазона	n_4/n_3	Напряжение генератора
2, 3	1/3	30 мВ
4, 5	1/30	300 мВ
6, 7	1/300	300 мВ

Поскольку напряжение, подаваемое на мост от генератора, уменьшено, должна быть увеличена чувствительность нуль-индикатора. В настоящей схеме установлен внешний нуль-индикатор (типа Ф-582). Он регистрирует разбаланс моста на рабочей частоте 4.5 кГц с точностью порядка долей микровольта (при максимальной чувствительности). Это обеспечивает относительную точность измерений порядка $10^{-3} \div 10^{-4}$.

Одной из важных методических особенностей мостовых измерений дифференциальных параметров диодов является необходимость изменения постоянного тока и напряжения на диоде. Схема подключения источника постоянного напряжения (смещения) должна быть такой, чтобы она не вносила параллельно диоду существенно шунтирующих его активного сопротивления или емкости, а также не создавала дополнительных шумов и наводок в цепи нуль-индикатора. Поскольку обе точки диода E и I не заземлены (рис. 14), схема смещения также не должна быть заземлена.

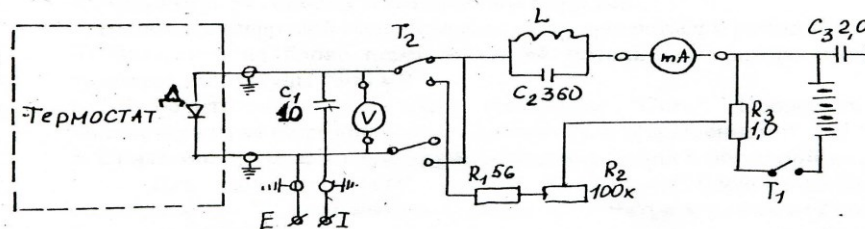


Рис. 14. Схема подачи постоянного смещения на диод при мостовых измерениях.

Принципиальная схема подачи смещения представлена на рис. 14. Напряжение от батареи через выключатель T_1 подается на потенциометр R_3 ,

ручка регулировки которого выведена на переднюю панель блока переключателей (“грубо”). От потенциометра к образцу последовательно с ним идут сопротивления R_1 и R_2 ; ручка регулировки последнего также выведена на переднюю панель блока (“точно”). Последовательно с диодом включен также резонансный контур LC_2 , настроенный на частоту 4.5 кГц, который увеличивает сопротивление схемы смещения по переменному току на $Z_{\text{res}} \approx 60$ кОм. Регулировкой R_1 и R_2 можно изменять постоянный ток через диод в пределах от 2 мкА до 5 мА; ток измеряется миллиамперметром с точностью до 0.5%.

Переменное напряжение от моста на исследуемый диод подается через конденсатор C_1 , который разделяет по постоянному току схему смещения и мост. Поскольку C_1 включен последовательно с диодом, его комплексное сопротивление должно быть много меньше Z_D диода; при точных измерениях следует учитывать ошибку, которую он вносит в измерения:

$$Z_x = Z_D + 1/j\omega C_1 = R_D/(1+j\omega R_D C) + 1/j\omega C_1;$$

если $C \ll C_1$; $(\omega R_D C)^2 \ll (\omega R_D C_1)^2 \ll 1$; то

$$R_D \approx (1/g)[1/(1+(g/\omega C_1)^2)] \quad (24).$$

Для того, чтобы схема смещения не шунтировала исследуемый диод, один полюс батареи заземлен по переменной составляющей конденсатором C_3 . Действие его поясняется рис. 15, из которого следует, что благодаря этому конденсатору сопротивления резонансного контура и схемы смещения оказываются подключенными параллельно гораздо меньшим комплексным сопротивлениям обмоток эталонных трансформаторов.

Для измерения постоянных напряжений на диоде служит цифровой вольтметр, имеющий высокоомный вход. Он отключается от диода на время мостовых измерений, чтобы уменьшить наводки переменного тока от сети 50 Гц на нуль-индикатор, ограничивающие точность измерений.

Тумблер T_2 позволяет изменять полярность подключения диода, не изменяя полярности подключения миллиамперметра.

Для уменьшения наводок и фона переменного тока корпус переключателя и корпуса всех приборов должны быть заземлены.

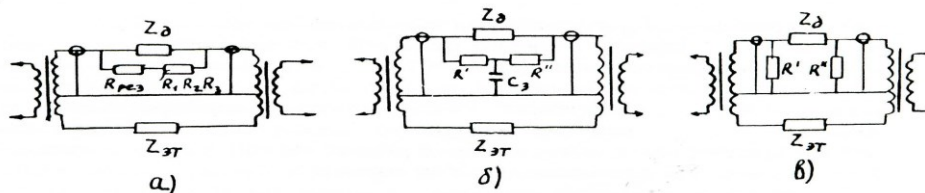


Рис. 15. Устранение шунтирующего действия схемы смещения с помощью конденсатора, заземляющего один полюс батареи; а) схема без конденсатора, б) схема с конденсатором, в) эквивалентная схема.

IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАДАНИЯ

1. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРЕМНИЕВОГО ДИОДА ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ.

1. Ознакомиться с установкой.

Подготовить ее к включению, проверив подключение приборов к сети, заземления и соединение отдельных блоков установки между собой.

Исследование электрических свойств проводятся в следующем порядке.

а) Измерения зависимости дифференциальной емкости от напряжения при обратной полярности. б) Измерения зависимости дифференциальной проводимости от тока и (одновременно) зависимости тока от напряжения - вольт-амперной характеристики.

2. Включить установку в следующем порядке.

- а) Включить цифровой вольтметр, дать ему прогреться и установить нуль.
- б) Включить на блоке переключателей питание генератора при положений тумблера амплитуды “300 мВ”.
- в) Включить индикатор нуля тумблером “Сеть”. Проверить настройку индикатора нуля на резонансную частоту 4.5 кГц вращением ручки “Частота”.

3. Снять вольт-емкостную характеристику диода в обратной ветви.

Для этого перевести тумблер “ +/- ” на блоке переключателей в положение “ - ”, подключить провода вольтметра к клеммам “вольтметр” на блоке и убедиться в том, что на напряжение на диоде равно нулю; отключить провода вольтметра.

Оценить предполагаемую емкость диода по формуле (19), предполагая площадь диода $S=4.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ и предполагая, что толщина области пространственного заряда l находится в середине диапазона $10^{-6}-10^{-4} \text{ см}$. Выбрать, в соответствии с оценкой, диапазон измерений компонент комплексной проводимости. Измерить емкость диода при нулевом смещении, компенсируя мост. Убедиться в правильности выбора диапазона измерений.

Включить тумблер питания диода от батареи. Вновь подключить провода вольтметра к блоку переключателей.

Провести измерения зависимости емкости от напряжения по точкам в диапазоне $0 \div -8 \text{ В}$ с шагом 0.5 В , задавая напряжение поворотом ручек потенциометров регулировки напряжения и контролируя его цифровым вольтметром. Записывать значения обеих компонент комплексной проводимости, **контролировать малый обратный ток** через диод по показаниям миллиамперметра. Если проводимость диода при напряжениях, близких к -8 В , начинает резко расти, прекратить измерения, т.к. это означает приближение пробоя. Отключать провода вольтметра в момент измерений и снова его подключать в каждой следующей точке. Если оказывается необходимым работать на диапазонах моста “2, 3”, переключать тумблер амплитуды генератора в положение “30 мВ”.

Составить ТАБЛИЦУ 2:

Измерения дифференциальной емкости диода от обратного напряжения.

N диапазона	Напряжение -V, В	Ток -I, А	Емкость, Ф	Проводимость Сим (Ом^{-1})
-------------	---------------------	-----------	------------	---------------------------------------

4. Снять вольт-амперную характеристику и зависимость дифференциальной проводимости диода в прямой ветви.

Провести измерения зависимости проводимости и тока от напряжения в прямой ветви характеристики. Для этого перевести тумблер “ +/- ” на блоке переключателей в положение “ + ”. При выключенном напряжении батареи и выключенном вольтметре вновь провести измерения емкости и проводимости при нулевом напряжении, проверив ошибку, связанную с разными паразитными емкостями схемы при разных положениях тумблера “ +/- “. Включить напряжение батареи. Вращая правую, а затем и левую ручки регулировки тока на блоке переключателей, установить по миллиамперметру значение $J = 2$ мкА. Подключить провода вольтметра к блоку, измерить напряжение на диоде, отключить провода. Оценить проводимость диода по формуле (20а) и выбрать нужный диапазон измерений. Измерить обе компоненты дифференциальной проводимости, компенсируя мост.

Провести измерения обеих компонент комплексной проводимости в зависимости от тока, в диапазоне $J = 2$ мкА - 8 мА, увеличивая ток в каждой следующей точке приблизительно в 2 раза. Изменять диапазон моста, в соответствии с ростом $g(J)$. На последнем диапазоне (седьмом, при значениях проводимости больше 10 мСим) провести измерения с более мелким шагом, поставив приблизительно 10 точек на диапазоне. Обратит внимание на то, что в этом диапазоне сказывается влияние на измерения разделительной емкости цепи смещения. Если при больших токах значения проводимости выходят за пределы этого диапазона, ограничиться измерениями тока $J(V)$. **Контролировать напряжение вольтметром** (при измерениях комплексной проводимости - отключать вольтметр). Учитывая экспоненциальную зависимость тока от напряжения с показателем порядка kT , измерения напряжения проводить с точностью до 1 мВ.

Составить ТАБЛИЦУ 3.

Измерения дифференциальной проводимости и тока от прямого напряжения.

N диапазона	Напряжение +V, В	Ток +J, А	Проводимост ь Сим (Ом^{-1})	Емкость, Ф
-------------	---------------------	-----------	---	------------

После окончания упражнения вывести ток диода ручками регулировки до минимума, выключить тумблер батареи питания диода.

Рассмотреть кристалл аналогичного диода под микроскопом. Оценить наблюдаемую площадь кристалла. Принять для дальнейших расчетов меньшую величину, $S = 4.5 \cdot 10^{-3}$ см² (см. рис.Т1), что важно для применения формулы (19а).

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ КРЕМНИЕВОГО ДИОДА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ.

Провести измерения зависимости дифференциальной проводимости от температуры при строго фиксированном значении прямого тока через диод. Ток выбирается в пределах 1÷2 мА, так чтобы значения дифференциальной проводимости были приблизительно в середине 7-го диапазона моста. Включить печку подогрева. Измерения по термометру проводить до $\approx 90^\circ\text{C}$ с шагом 5 °С. После окончания данного упражнения выключить печку. Вывести регулятор тока до минимума, выключить тумблером ток через диод.

V. ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

1. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ЕМКОСТИ

Построить на графике зависимость $(S/C)^2$ от напряжения U .

В каком интервале напряжений эта зависимость, полученная экспериментально, линейна, т.е. описывается формулой (19а)? Провести прямую через экспериментальные точки в этой области.

Определить величину φ_k из экстраполяции прямой к оси абсцисс. Какие измеренные точки следует принимать во внимание для этой экстраполяции?

Сопоставить величины E_g и $e\varphi_k$.

Вычислить толщину области пространственного заряда l (по формулам (19)) из значения емкости при нулевом смещении, C при $U = 0$. Сопоставить величину l а) с постоянной решетки a_0 для Si; б) с диффузионными длинами неосновных носителей, определенными в задачах спец. практикума N5 и N6.

Определить максимальное поле E_m при $U = 0$ (по формуле (9)) из полученных значений φ_{kC} и C .

Определить N^* (по формуле (19а)) из наклона прямой, $\Delta(S/C)^2/\Delta U$, (для Si величина $\varepsilon = 12$). Сопоставить величину N^* с величиной n_i и с числом Лошмидта (числом атомов в см^3) для Si.

Дополнительное задание. Предположить, что концентрация акцепторов в 10 раз больше концентрации доноров, $N_a = 10 \cdot N_d$. Вычислить из значения N^* значения N_a и N_d в соответствии с формулой (7). Считать, что при комнатной температуре можно сделать приближение $p_p \approx N_a$ и $n_n \approx N_d$.

Что такое: «Уровень Ферми»? Вычислить из значений концентраций основных носителей p_p и n_n положения уровней Ферми относительно краев зоны проводимости (в n- области, $(E_c - F)$) и валентной зоны (в p- области, $(F - E_v)$) по формулам (2, 2а). Принять значения эффективных масс плотности состояний в кремнии равными

$$(m_c^*)^{3/2} = 6 (m_{cl}^*)^{1/2} (m_c^*) = 0.20 m_0^{3/2}; (m_v^*)^{3/2} = (m_{vl}^*)^{3/2} + (m_{vh}^*)^{3/2} = 0.45 m_0^{3/2}.$$

Нарисовать энергетическую диаграмму p-n- перехода в равновесии с соблюдением масштаба по оси энергии, считая ширину запрещенной зоны в Si $E_g = 1.1$ эВ и используя полученные значения $(E_c - F)$ и $(F - E_v)$.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ- АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Построить зависимости $J(V)$ и $\ln J(V)$ в прямой ветви характеристики, сделав на одном графике линейный и логарифмический масштабы по правой и левой осям ординат.

Проанализировать кривую в линейном масштабе в области больших токов.

Указать область, аппроксимируемую формулами (22÷23а). Найти из этой аппроксимации последовательное сопротивление диода R_s из наклона прямой и контактную разность потенциалов φ_{kl} из экстраполяции прямой к оси абсцисс. Сравнить величины φ_{kl} и φ_{kC} ; чем может быть обусловлено их различие?

Проанализировать кривую в логарифмическом масштабе. В какой области экспериментальные данные могут быть описаны линейной зависимостью? Наблюдается ли при этом изменение наклона прямых для разных участков кривой? Определить величину производной $dV/d(\ln J)$ на разных участках. Сравнить с величиной kT/e , определить величину c в формуле $\alpha = e/c \cdot kT$.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Построить зависимость проводимости от тока в области малых токов, где $g < 10$ мСим.

В какой области она соответствует формуле (23а)? Аппроксимировать экспериментальные данные линейной зависимостью. Определить из наклона прямой величину $\alpha = e/c \cdot kT$, вычислить величины c и $1/\alpha$. Достаточна ли точность опытов, чтобы из экстраполяции к оси абсцисс определить ток насыщения J_s ?

Проанализировать зависимость дифференциального сопротивления от тока в области больших токов, где $g > 10$ мСим.

В этой области, для более точного определения R_d , ввести поправки, обусловленные влиянием на измерения комплексной проводимости ($g + j\omega C$) разделительной емкости цепи смещения C_1 (формула (24)), где

$$\omega = 2\pi \cdot 4500 \text{ с}^{-1}, C_1 = 10 \text{ мкФ}.$$

Построить график зависимости R_d от $1/J$. Соответствуют ли экспериментальные данные формуле (21)? Аппроксимировать данные линейной зависимостью и определить из наклона величину $(1/\alpha) = c \cdot kT/e$, вычислить величину c . Определить из экстраполяции прямой к оси ординат величину R_s .

Сравнить значения R_s , полученные из вольт- амперной характеристики и из зависимости $R(1/J)$. Чем обусловлено их различие?

Сравнить значения $1/\alpha$, полученные из вольт- амперной характеристики, из дифференциальной проводимости при малых токах, из дифференциального сопротивления при больших токах. При каком способе определения величина $(1/\alpha)$ ближе всего к простейшему теоретическому значению kT/e ?

Почему формулы статистики Больцмана, определенной для идеального газа в условиях равновесия, оказываются применимыми для концентраций носителей тока в исследованном р-п- переходе при комнатной температуре в неравновесных условиях, при протекании тока?

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Построить график зависимости (g/J) от $(1/T)$. Аппроксимировать ее линейной зависимостью и из ее наклона величину $c \cdot k/e$; сопоставить результат с отношением универсальных постоянных k/e ; вычислить c .

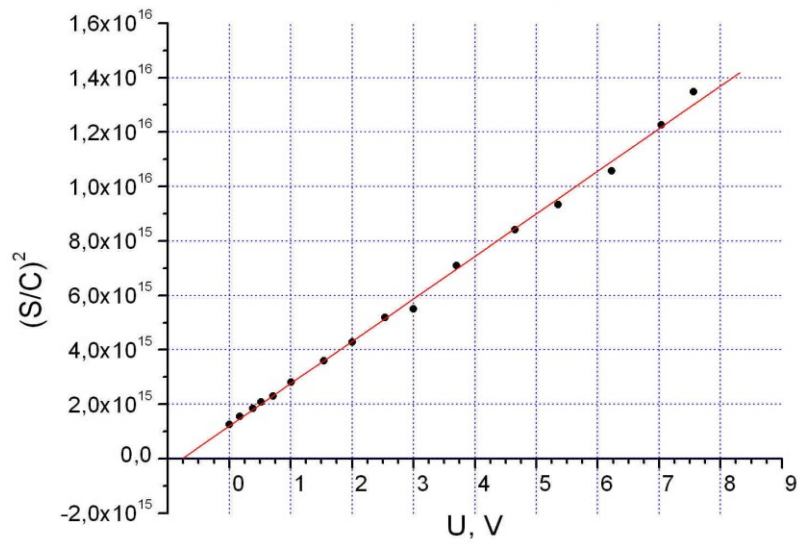
Все вычисления возможно сделать, используя компьютер и программы аппроксимации экспериментальных данных (например, программы Easy Plot или Origin).

ЛИТЕРАТУРА

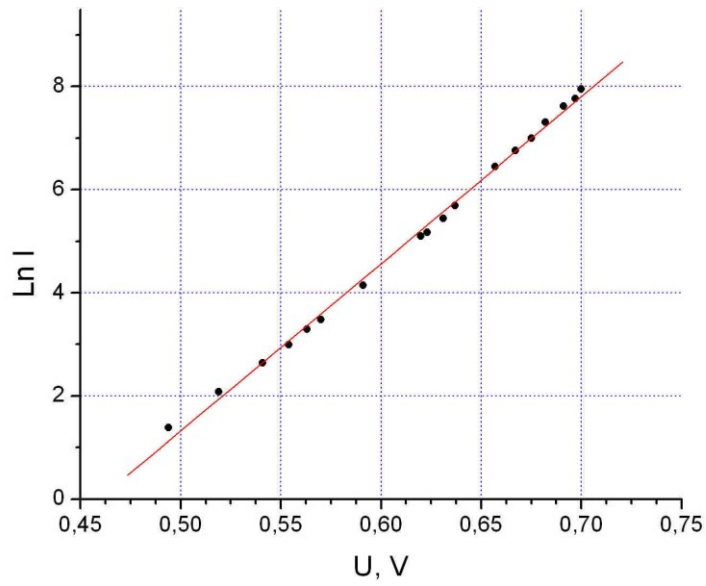
1. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников. Физика Полупроводников, М., Наука, 1990 г., -688 с., гл. VIII.
2. С.Зи. Физика Полупроводниковых Приборов, М., Мир, 1984, -456 с..
3. Ю.Р. Носов, Л.В. Губырин, Полупроводниковые и импульсные диоды, в сб. статей "Полупроводниковые приборы и их применение" под ред. Я.А.Федотова, вып. 12, стр.3, 1964 г.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

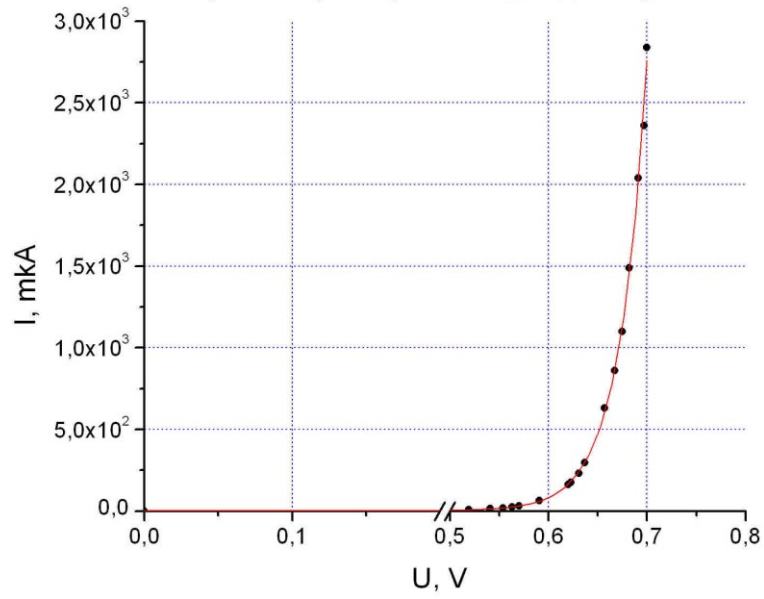
- Рис. 1. Упрощенный вид (а) и распределение примесей (б) в плоском резком р-п-переходе в полупроводнике.
- Рис. 2. Энергетическая диаграмма (а), распределение потенциала (б), электрического поля (в) и носителей тока (г) в р-п-переходе.
- Рис. 3. Энергетическая диаграмма р-п-перехода при включении прямого (а) и обратного (б) напряжения.
- Рис. 4. Вольт-амперная характеристика р-п-перехода в прямой ветви (см. формулы (14, 17) и (23)).
- Рис. 5. Зависимость емкости C резкого р-п-перехода от напряжения U в координатах $(S/C)^2 = f(U)$; (см. формулу (19а)).
- Рис. 6. Зависимость проводимости р-п-перехода от тока (см. формулу (20а)).
- Рис. 7. Зависимость дифференциального сопротивления р-п-перехода от обратного тока (см. формулу (21)).
- Рис. 8. Эквивалентная схема диода на переменном токе.
- Рис. 9. Схема моста переменного тока с компенсацией по напряжению.
- Рис. 10. Схема трансформаторного моста с компенсацией по току.
- Рис. 11. Блок-схема экспериментальной установки.
- Рис. 12. Схема моста переменного тока на основе моста Е8-2.
- Рис. 13. Схема генератора синусоидальных сигналов 4.5 кГц.
- Рис. 14. Схема подачи постоянного смещения на диод при мостовых измерениях.
- Рис. 15. Устранение шунтирующего действия схемы смещения с помощью конденсатора, заземляющего один полюс батареи; а) схема без конденсатора, б) схема с конденсатором, в) эквивалентная схема.

Зависимость $(S/C)^2$ от напряжения U 

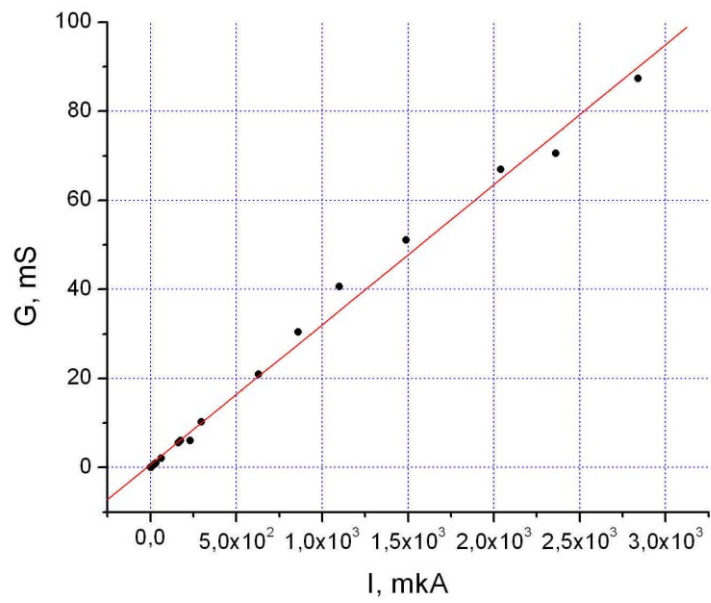
Вольт-амперная характеристика диода в прямой ветви

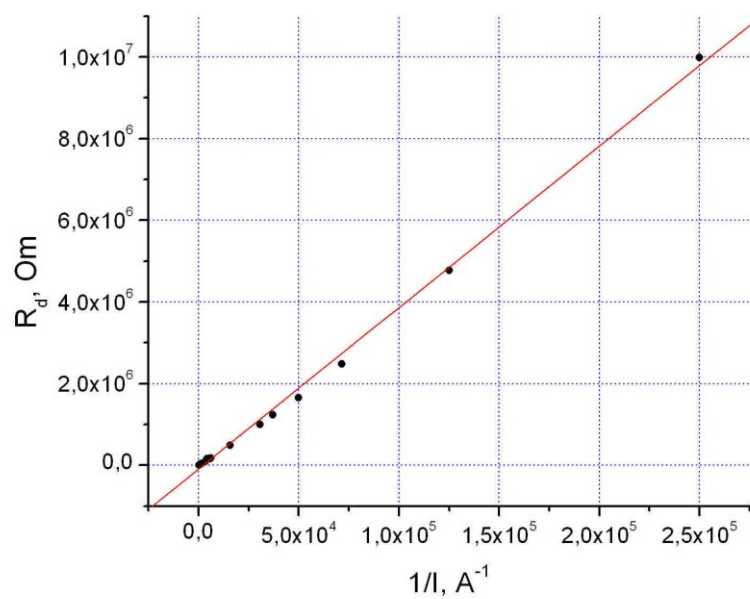


Вольт-амперная характеристика диода в прямой ветви



Зависимость проводимости от тока



Зависимость дифф. сопротивления R_d от $1/I$ Зависимость G/I от $(1/T)$ 