

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА *p-n* ПЕРЕХОДОВ

1. Введение.

Ряд важных для практики электрических свойств полупроводников связан с содержанием в кристаллах областей с разным типом проводимости, заданным специальным примесным легированием. Наиболее широко распространенные полупроводники Si и Ge относятся к IV группе таблицы Менделеева. Поэтому, будучи легироваными элементами V-ой группы, такими как P, As, Sb, Bi, эти материалы обладают электронным типом проводимости, так как атомы V-ой группы имеют 5 валентных электронов, четыре из которых образуют ковалентные связи с четырьмя ближайшими соседями по кристаллической решетке¹. Пятый же электрон образует за счет кулоновского взаимодействия с положительно заряженным ионом примеси мелкий² примесный центр - аналог атома водорода. Энергия связи такого примесного центра может быть оценена по известной формуле Бора

$$\delta_0 = \frac{e^2 m^*}{2 \epsilon^2 \hbar^2} \quad (1)$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость среды, m^* - эффективная масса электрона в зоне проводимости. Для атома водорода энергия связи основного состояния составляет 13,6 эВ. Для мелких примесных центров в полупроводниках она оказывается на 2-3 порядка меньше за счет того, что эффективные массы электронов проводимости примерно на порядок меньше массы свободного электрона в вакууме $m^* \approx 0,1 m_0$, а диэлектрическая проницаемость кристалла довольно велика $k \approx 10$, и составляет около 10 мэВ в Ge и 50 мэВ в Si. При комнатной температуре все эти примесные донорные центры оказываются ионизованными и поставляют, таким образом, по одному электрону в зону проводимости на один примесный атом. Аналогично, атомы III группы таблицы Менделеева, такие как B, Al, Ga, In, Tl, имеющие по три валентных электрона, образуют мелкие акцепторные центры, состоящие из отрицательно заряженного иона и положительно заряженной дырки. Энергии связи у мелких акцепторов того же порядка, что и у доноров, и та-

¹Как известно, Si и Ge имеют кристаллическую решетку типа алмаза.

²Имеется в виду, что энергия связи примесного центра много меньше ширины запрещенной зоны $\delta_0 \ll \delta_g$.

ким образом, при комнатной температуре Ge и Si, легированные атомами III группы, обладают дырочным типом проводимости и содержат по одной свободной дырке на каждый примесный атом.

Окрестность границы между областями с дырочным (*p*) и электронным (*n*) типами проводимости называется *p-n* переходом. Принципы действия многих (если не большинства) полупроводниковых приборов - диодов, транзисторов, фото- и термоэлементов, светодиодов, лазеров - основаны на использовании свойств *p-n* переходов.

2. Свойства *p-n* перехода в условиях равновесия.

Для простоты предположим, что в прямоугольном образце полупроводника, слева от некоторой плоскости $x = 0$, содержится постоянная концентрация мелких акцепторов N_a , а справа от этой плоскости - постоянная концентрация мелких доноров N_d . Такой переход называют плоским резким *p-n* переходом. При достаточно высокой температуре носители заряда с доноров и акцепторов, как уже отмечалось, практически полностью ионизованы; если при этом N_d, N_a достаточно велики по сравнению с собственной концентрацией носителей заряда $N_d N_a \gg n_i$, то слева вдали от плоскости перехода концентрация дырок $p_p = N_a$, а справа вдали от плоскости перехода концентрация электронов $n_n = N_d$ (Рис.1). Что же касается концентраций неосновных носителей заряда, т.е. электронов в дырочной области и дырок в электронной области, то она может быть найдена из соотношения

$$n \cdot p = N_c \cdot N_v \exp(-\xi_g/k_B T) = n_i^2, \quad (2)$$

которое означает, что произведение концентраций электронов и дырок в легированном полупроводнике при термодинамическом равновесии постоянно при данной температуре и равно квадрату собственной концентрации при той же температуре.

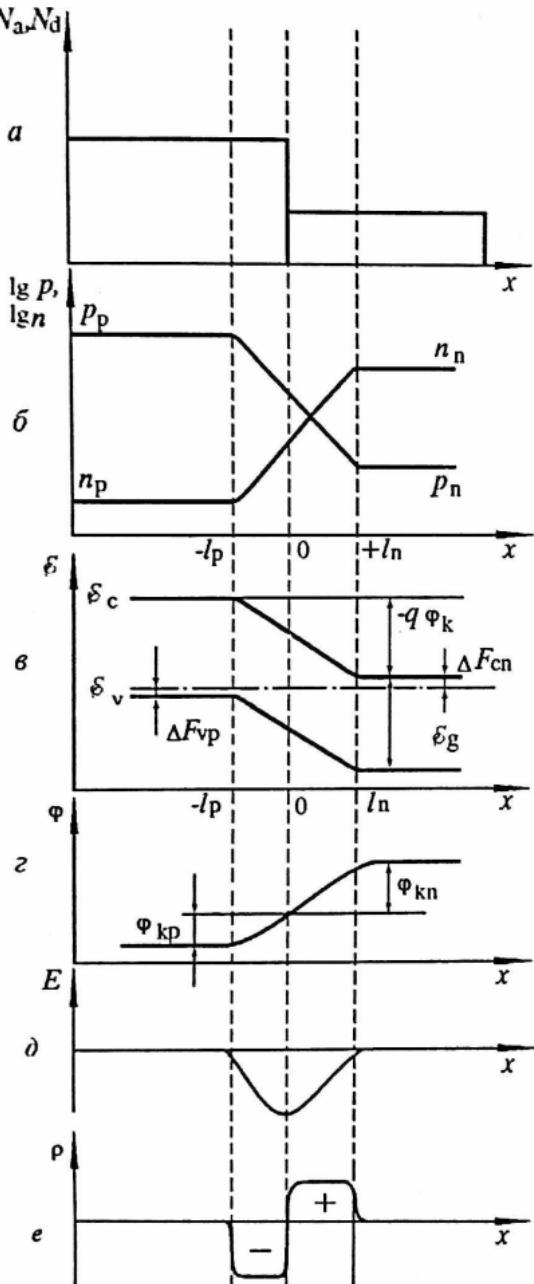


Рис.1.
Модель плоского резкого p - n перехода:
 а - распределение концентраций примесей;
 б - распределение концентраций электронов и дырок;
 в - энергетическая диаграмма в равновесных условиях;
 г-е - распределение потенциала, электрического поля и плотности зарядов.

Здесь δ_g - ширина запрещенной зоны полупроводника, а N_c, N_v - так называемые плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне

$$N_{c(v)} = 2\pi \cdot (2m_{c(v)} k T/h^2)^{3/2}, \quad (3)$$

m_c и m_v - эффективные массы электронов и дырок соответственно. При $N_d, N_a \gg n_i$ концентрации неосновных носителей малы

$$p_n \ll p_p, \quad n_p \ll n_n$$

Таким образом, в области $p-n$ перехода имеется резкий градиент концентраций электронов и дырок. Вследствие этого возникает диффузия носителей через $p-n$ переход, n -область будет заряжаться положительно, а p -область - отрицательно. По обе стороны от геометрической границы раздела создаются области пространственного заряда, внешние границы которых можно считать границами $p-n$ перехода (Рис.1б и д). Образование такого двойного электрического слоя приводит к созданию электрического поля и разности потенциала в $p-n$ переходе. Направление поля таково, что оно тормозит диффузионное движение дырок направо, а электронов налево (Рис.1д). В условиях равновесия число носителей заряда (электронов и дырок), переходящих через $p-n$ переход в обе стороны одинаково, и, таким образом, ток через переход в равновесии равен нулю. Разность потенциалов между различными областями полупроводника, устанавливающаяся в результате обмена носителями в условиях равновесия, называется контактной разностью потенциалов ϕ_k . В соответствии с изменением потенциала в области $p-n$ перехода искривляются энергетические зоны в полупроводнике (Рис.1в).

Пространственный заряд слева от границы перехода образуется отрицательно заряженными акцепторами, так как компенсировавшие их заряд дырки ушли в n -область. Аналогично заряд справа образуется донорами. Величина контактной разности потенциалов устанавливается таким образом, что концентрации электронов и дырок на границах слоя подчиняются соотношениям Больцмана:

$$p_n = p_p \exp(-q\phi_k/k_B T); \quad n_n = n_p \exp(q\phi_k/k_B T) \quad (4)$$

Учитывая, что $n_n p_n = n_p p_p = N_c N_v \exp(-\delta_g/k_B T)$ (см.(2)), $p_n = N_a$, $n_n = N_d$, из выражений (4) получаем:

$$q\phi_k = \delta_g - k_B T \ln(N_c N_v / N_a N_d). \quad (5)$$

На Рис.1в отмечено положение уровня Ферми F , который в условиях равновесия един для всей системы.

3. p - n переход при наличии внешнего напряжения.

Область p - n перехода является областью наибольшего сопротивления, поэтому приложенное к диоду внешнее напряжение падает в основном на этой области, и именно ее свойства определяют условия протекания тока через кристалл.

Пусть знак внешнего напряжения такой, что потенциальный барьер для электронов и дырок понижается ("+" на p - и "-" на n -области). Тогда поток электронов, переходящих из n - в p -область увеличивается. Поток же электронов из p - в n -область не изменится по сравнению с равновесным, так как для их движения потенциального барьера нет. Но сама величина потока электронов направо мала, так как слева они являются неосновными носителями. Справа же электроны - основные носители, и если внешнее напряжение превышает $k_B T/q$, то поток их налево дает основной вклад в полный ток. Аналогично, при указанной полярности напряжения сильно увеличивается поток дырок из p - в n -область, и не изменяется поток дырок в обратном направлении. Явление перехода неравновесных электронов из n - в p - область и дырок из p - в n -область называется инжекцией неосновных носителей. Соответствующий знак напряжения и направление тока через p - n переход называются прямыми.

Дырки, инжектированные через p - n переход, попадают в n -область. Но в n -области (справа от точки I_n) уже не должно быть пространственного заряда в силу общего закона нейтральности проводящего тела. Эту нейтральность обеспечивают основные носители - электроны, подходящие в n -область из контакта. Таким образом, справа от плоскости $x=I_n$ при прямых токах возникает область с избыточной концентрацией носителей заряда. По мере продвижения в глубину n -области избыточные дырки рекомбинируют с электронами, и вдали от p - n перехода концентрация дырок становится равной малой равновесной концентрации p , а ток переносится практически только электронами. Прямой ток определяется тем, сколько дырок может пройти через p - n переход при данном внешнем напряжении, и тем, как быстро избыточные дырки, попавшие в n -область, рекомбинируют с электронами - Рис.2а. Аналогичную картину можно представить для электронов, инжектируемых в p -область.

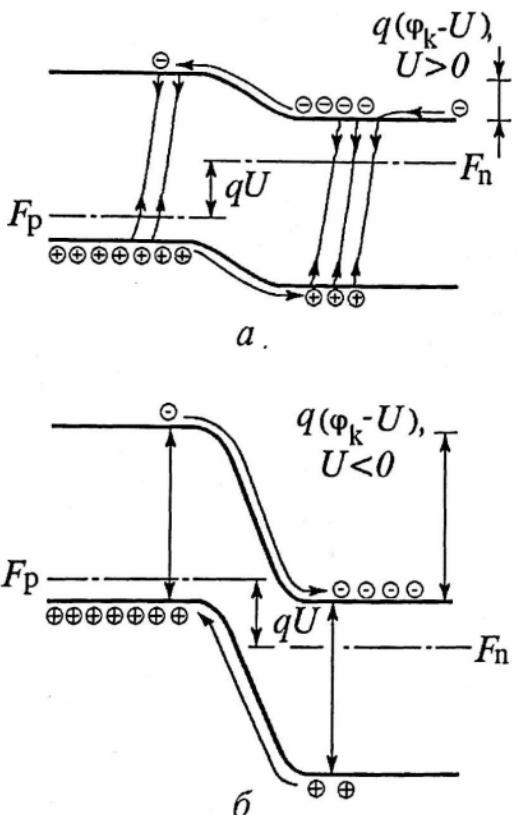


Рис. 2. Схема переходов электронов и дырок при прямом (a) и обратном (б) смещениях p - n перехода. Стрелками показаны основные потоки носителей, облассти рекомбинации (a) и генерации (б)

всего кристалла. Времена установления равновесия и в системе дырок много меньше времени установления равновесия между электронами и дырками, т.е. времени жизни неосновных носителей. Поэтому можно ввести квазиуровни Ферми (Рис.2) отдельно для электронов и дырок, F_n и F_p , которые зависят от координаты в соответствии с изменением концентрации электронов и дырок.

Пусть теперь знак внешнего напряжения такой, что потенциальный барьер для электронов и дырок повышается ("-" на p - и "+" на n -области Рис.2б). Тогда число электронов, которые могут перейти в p -область, и число дырок, переходящих в n -область, уменьшается; при достаточно больших напряжениях эти потоки могут быть сведены к нулю. Потоки же дырок из n -области налево и электронов из p -области направо остаются и в этом случае неизменными. Теперь именно они определяют ток, и поэтому при обратных напряжениях больших $k_B T/q$ ток через p - n -переход становится постоянным и не зависит от внешнего напряжения. Величина этого тока, называемого током насыщения, мала.

При нарушении равновесия уже нельзя вводить уровень Ферми единый для

4. Электрическое поле и потенциал в p-n переходе; размеры области пространственного заряда.

Концентрация носителей в области пространственного заряда много меньше концентрации основных носителей в области, удаленной от p-n перехода. Это позволяет упростить рассмотрение задачи о поле и потенциале. Рассмотрим n-область перехода, т.е. область справа от точки $x=0$. Правую границу перехода, точку $x=l_n$, выберем таким образом, чтобы потенциал в ней отличался от равновесного потенциала в глубине n-области полупроводника не более чем на величину $k_B T/q$, и с этой точностью примем его равным нулю (начало отсчета потенциала). Электрическое поле при $x=l_n$ также примем равным нулю. Если доноры полностью ионизованы, то в указанной области, называемой истощенным слоем, уравнение Пуассона относительно потенциала φ принимает вид:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} = -\frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0} \quad (6)$$

Предположим здесь и далее одномерный случай и однородное распределение примесей. Тогда граничные условия для решения этого уравнения в условиях равновесия имеют вид:

$$x = l_n; \quad d\varphi/dx = -E = 0; \quad x = 0: \quad \varphi = -\varphi_{kn}, \quad (7)$$

где φ_{kn} - доля контактной разности потенциалов, падающей на n-области. Интегрируя уравнение (6) по dx с учетом первого из граничных условий (7), получаем:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0} (l_n - x) \quad (8)$$

Интегрируя выражение (8) еще раз по dx с учетом второго из граничных условий (7), получаем:

$$\varphi = \frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0} \left(l_n x - \frac{x^2}{2} \right) - \varphi_{kn} \quad (9)$$

Выражение (9) дает нам связь между φ_{kn} и l_n , поскольку $\varphi(l_n)=0$:

$$\varphi_{kn} = \frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{l_n^2}{2}, \quad (10)$$

Полный заряд доноров области истощенного слоя, очевидно, равен

$$Q_n = qN_d l_n, \quad (11)$$

а максимальное электрическое поле

$$E_{max} = -\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_{max} = -\frac{qN_d l_n}{\epsilon\epsilon_0} = -2 \frac{\varphi_{kn}}{l_n}. \quad (12)$$

Аналогично можно получить соотношения для той части области пространственного заряда, которая лежит слева от плоскости $x=0$ и обусловлена зарядом акцепторов:

$$\varphi_{kp} = \frac{qN_a}{\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{l_p^2}{2}; \quad Q_p = -qN_a l_p. \quad (13)$$

По условию нейтральности системы в целом полный заряд во всей области равен нулю

$$Q_n + Q_p = q(N_d n_n - N_a l_p) = 0, \text{ т.е. } \frac{l_n}{l_p} = \frac{N_a}{N_d}. \quad (14)$$

Из уравнений (10)–(14) получаем связь полной толщины истощенного слоя $p-n$ перехода $l=l_n+l_p$ с контактной разностью потенциалов $\varphi_k=\varphi_{kn}+\varphi_{kp}$ и максимальным электрическим полем E_{max} :

$$\varphi_k = \frac{qN^*}{\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{l^2}{2}; \quad E_{max} = -2 \frac{\varphi_k}{l}, \quad (15)$$

где $N^* = \frac{N_a \cdot N_d}{N_a + N_d}$ – так называемая **приведенная концентрация примесей в $p-n$ переходе**.

Соотношения (15) выведены для равновесного случая. Если к переходу приложено внешнее напряжение U , то равновесие нарушается, и концентрации электронов и дырок в области пространственного заряда изменяются. Однако, если ток через $p-n$ переход мал (как это имеет место при обратных и малых прямых напряжениях), то и при нарушении

равновесия имеется истощенный слой, в пределах которого верны все предположения, сделанные при выводе уравнений (6)-(14). Изменяются лишь полное падение потенциала на переходе, равное $\varphi_k - U$, и толщина слоя l . Знак U соответствует уменьшению потенциального барьера в прямом направлении и увеличению в обратном. Таким образом можно получить уравнение аналогичное (15):

$$\varphi_k - U = \frac{qN^*}{\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{l^2}{2}, \quad (16)$$

из которого видно, что толщина l области пространственного заряда увеличивается при обратном смещении и уменьшается при прямом. При U стремящемся к φ_k , величина l стремится к 0.

5. Дифференциальная емкость p - n перехода.

При изменении напряжения на p - n переходе изменяются его толщина l и соответственно полный заряд Q с каждой стороны перехода (Рис.3).

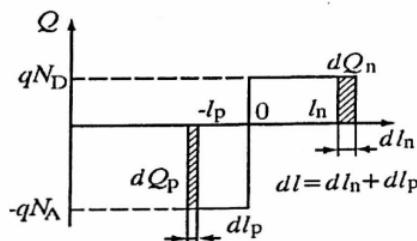


Рис. 3. Изменение ширины области пространственного заряда при изменении напряжения на p - n переходе.

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

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{dQ_n}{dU}. \quad (17)$$

Для определенности знака рассматривается положительный заряд со стороны n -области. Исходя из формул (15), можно получить уравнение для емкости истощенного слоя резкого p - n перехода:

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{l} = S \left[\frac{\epsilon \epsilon_0 q}{2} \cdot \frac{N^*}{(\varphi_k - U)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (18)$$

$$\left(\frac{S}{C} \right)^2 = \frac{2}{\epsilon \epsilon_0 q N^*} (\varphi_k - U), \quad (19)$$

где N^* - приведенная концентрация примесей в переходе, φ_k контактная разность потенциалов между областями n - и p -типа, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \Phi/\text{см}$ - диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника (для кремния $\epsilon \approx 12$).

Таким образом, экспериментальное исследование зависимости $C(U)$ дает возможность определить величину φ_k , толщину l , максимальное электрическое поле E_{\max} , а также приведенную концентрацию примесей в $p-n$ переходе (Рис.4).

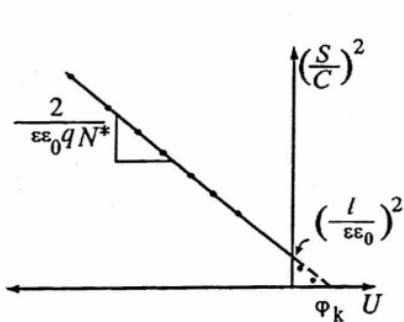


Рис.4.

Зависимость дифференциальной емкости $p-n$ перехода от напряжения для модели источенного слоя (резкий переход); точки - характерный ход экспериментальных данных для кремниевого диода

6. Вольт-амперная характеристика $p-n$ перехода.

Для количественного определения вольт-амперной характеристики (ВАХ) сделаем следующие упрощающие предположения:

а) толщина $p-n$ перехода мала по сравнению с толщиной области, где происходит рекомбинация электронов и дырок, т.е. при прямом токе, например, дырки, пересекающие плоскость l_p , доходят до плоскости l_n без рекомбинации;

б) сопротивление перехода велико по сравнению с сопротивлением остальных частей полупроводника, т.е. внешнее напряжение падает только на p - n переходе;

в) концентрация избыточных дырок, попадающих в n -область, много меньше концентрации электронов этой области $\delta p_n \ll n_n$. Аналогично, $\delta n_p \ll p_p$ (малый уровень инжекции);

г) ток стационарен, т.е. процессы не зависят от времени;

д) полупроводник невырожден.

Предположение б) означает, что за областью перехода электроны и дырки движутся только вследствие градиента концентрации, т.е. путем диффузии. Отсюда, с учетом условия а), следует, что полный ток I равен:

$$I = qS \left(D_n \frac{dn}{dx} \Big|_{x=-l_p} - D_p \right), \quad (20)$$

где D_n, D_p - коэффициенты диффузии, S - площадь p - n перехода.

Для нахождения тока нужно вычислить концентрации дырок и электронов и их градиенты на границах перехода. При указанных условиях соотношения Больцмана для концентрации электронов и дырок по обе стороны p - n перехода сохраняются и при наложении внешнего напряжения:

$$\begin{aligned} p|_{x=l_n} &= p|_{x=-l_p} \exp\left[\frac{q(U - \Phi_k)}{k_B T}\right] = p_n \exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) \\ n|_{x=-l_p} &= n|_{x=l_n} \exp\left[\frac{q(U - \Phi_k)}{k_B T}\right] = n_p \exp\left(-\frac{qU}{k_B T}\right). \end{aligned} \quad (21)$$

Вдали от области перехода концентрации электронов и дырок убывают по мере рекомбинации и достаточно далеко от перехода равны равновесным:

$$p|_{x \rightarrow \infty} = p_n; \quad n|_{x \rightarrow -\infty} = n_p. \quad (22)$$

Рассмотрим уравнение непрерывности для дырок в правой области с учетом их рекомбинации

$$\frac{\partial j}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial t} = 0, \quad (23)$$

где плотность тока дырок $j = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x}$, а $\frac{\partial p}{\partial t} \approx \frac{p - p_n}{\tau_p}$. Таким образом, для концентрации дырок получаем:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_n}{L_p^2} = 0, \quad (24)$$

где $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$ - диффузионная длина. Решая уравнения (24) с граничными условиями (21), (22), получаем:

$$p = p_n \left\{ 1 + \left[\exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{l_n - x}{L_p}\right) \right\}. \quad (25)$$

Для вычисления тока дырок находим из (25) нужную нам производную:

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=l_n} = -\frac{p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) - 1 \right]. \quad (26)$$

Аналогично находим

$$\left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-l_p} = \frac{n_p}{L_n} \left[\exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) - 1 \right]. \quad (27)$$

Из формул (20), (26), (27) следует основное выражение для зависимости тока через $p-n$ переход от приложенного напряжения

$$I = I_S \left[\exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) - 1 \right], \quad (28)$$

где $I_s = I_{sn} + I_{sp} = qS \left(\frac{n_p D_n}{L_n} + \frac{p_n D_p}{L_p} \right)$ - ток насыщения. Таким образом, как следует из выражения (28), при больших обратных напряжениях

ток постоянен и равен $-I_s$, при прямых напряжениях $U >> k_B T/q$ ток экспоненциально возрастает.

Оценим величину тока для кремния при $T=300$ К, взяв для примера $S=10^{-2}$ см², $p_p=10^{16}$ см⁻³. Измеренные при этой температуре значения подвижности и диффузионной длины электронов равны соответственно $\mu_n=1200$ см²/В·с, $L_n=10^{-2}$ см, собственная концентрация составляет $n_i \approx 10^{10}$ см⁻³ ($n_i^2=np$). Величина подвижности связана с коэффициентом диффузии соотношением Эйнштейна. Таким образом,

$$I_{sn} = \frac{qS n_p D_n}{L_n} = \frac{S n_i^2 \mu_n k_B T}{p_p L_n} \approx 10^{-14} \text{ A},$$

т.е. в кремниевом диоде при комнатной температуре ток насыщения составляет весьма малую величину. Для германия при тех же условиях $n_i \approx 2,5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $\mu_n=3600$ см²/В·с, и $I_{sn} \approx 10^{-6}$ А.

В реальных диодах последовательно с $p-n$ переходом оказывается включенным сопротивление толщи полупроводника и контактов R_s . Падение напряжения на переходе U в этом случае отличается от полного напряжения на диоде V

$$V = U + I R_s, \quad (29)$$

так что выражение (28) приобретает вид

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{q(U - I R_s)}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (30)$$

Если $I R_s >> \varphi_k$, то из вольт-амперной характеристики можно определить R_s и контактную разность потенциалов φ_k (Рис.5).

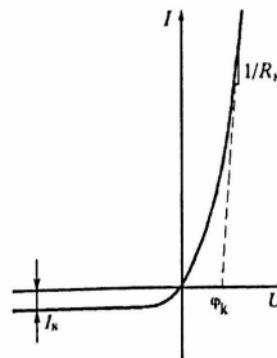


Рис.5
Вольт-амперная характеристика $p-n$ перехода.

7. Методика измерений вольт-амперной и вольт-фарадной характеристик полупроводникового диода.

В настоящей лабораторной работе исследования электрических свойств $p-n$ перехода проводятся на кремниевом диоде марки Д901, применяемом в радиосхемах в качестве подстраивающего конденсатора, емкостью которого можно управлять с помощью напряжения. Измерения проводятся при комнатной температуре ($T = 300$ К) и при температуре жидкого азота ($T = 77$ К). Блок-схема установки для регистрации вольт-амперной характеристики (ВАХ) диода представлена на рис.6.



Рис. 6.

Блок-схема установки для измерения ВАХ полупроводникового диода.

Исследуемый диод $D1$ и включенный последовательно с ним резистор $R1$ запитываются постоянным током от блока развертки. Напряжение с диода подается на "X" вход двухкоординатного самописца, а напряжение с резистора $R1$, пропорциональное току через исследуемый диод - на вход "Y" самописца. Запись ВАХ производится при автоматической или ручной развертке выходного напряжения блока развертки и фиксированных коэффициентах горизонтального и вертикального отклонения пера самописца (т.е. при отключенных потенциометрах "РЕГУЛИРОВКА МАСШТАБА"). Амплитуда напряжения медленно (в течение нескольких минут) нарастает от нуля до максимального значения. Блок-схема установки для регистрации вольт-фарадной характеристики ($C-V$ характеристика) диода представлена на рис.7.

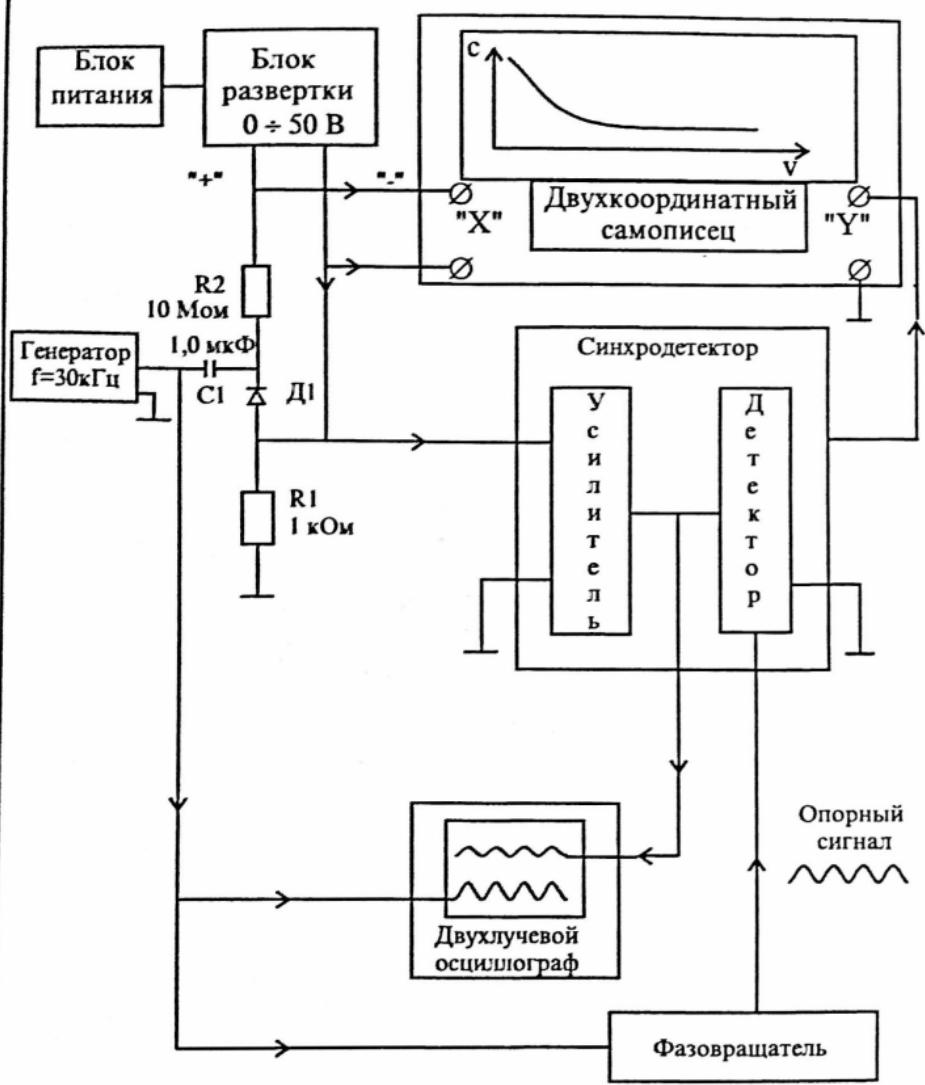


Рис. 7.

Блок-схема установки для измерения С-В характеристик полупроводникового диода.

Для измерения емкости $p-n$ перехода диод $D1$ запитывается переменным током частоты $f = 30$ кГц через последовательно соединенные с ним емкость $C1$ и резистор $R1$. Величина сопротивления $R1 = 1$ кОм выбирается таким образом, чтобы оно было много меньше емкостного сопротивления диода $D1$ на рабочей частоте (характерная величина емкости диода составляет десятки пикофарад). Емкость $C1$ служит для развязки цепи измерения емкости диода и цепи смещения, образованной блоком развертки и резистором $R2$, по постоянному току. Величина емкости $C2 = 1$ мкФ много больше емкости диода; в результате величина переменного тока в цепи оказывается обратно пропорциональной емкостному сопротивлению диода $Z = (\omega C)^{-1}$, т.е. $I \sim C$. Таким образом, падение напряжения на сопротивлении $R1$ прямо пропорционально емкости диода. Эта емкость может изменяться приложением к диоду обратного смещения до 50 В от блока развертки через резистор $R2 = 10$ Мом, который служит для развязки цепей по переменному току. Его сопротивление много больше емкостного сопротивления диода $D1$ на рабочей частоте, что исключает шунтирование диода цепью смещения. Переменный сигнал с резистора $R2$, пропорциональный емкости диода $C(I)$, детектируется синхронным (фазочувствительным) детектором и поступает на "Y" вход двухкоординатного самописца. На "X" вход самописца подается напряжение смещения, прикладываемое к диоду. Синхродетектор работает от внешнего опорного сигнала, вырабатываемого фазовращателем. Фазовращатель обеспечивает регулируемый сдвиг фаз между выходным сигналом генератора (подаваемым на цепь $C1 - D1 - R1$) и опорным сигналом (см. рис. 7).

Визуальный контроль за работой измерительной схемы осуществляется путем наблюдения выходного сигнала генератора и регистрируемого сигнала с выхода усилителя переменного тока синхродетектора на экране двухлучевого осциллографа. Запись $C-V$ характеристики производится при автоматической или ручной развертке выходного напряжения блока развертки и при фиксированном коэффициенте горизонтального отклонения пера самописца (т.е. при отключенном потенциометре "*РЕГУЛИРОВКА МАСШТАБА*"). Коэффициент вертикального отклонения пера самописца (канал "Y") может изменяться с помощью потенциометра "*РЕГУЛИРОВКА МАСШТАБА*". Калибровка канала "Y" производится с помощью эталонного конденсатора, включаемого в измерительную цепь вместо диода $D1$.

8. Порядок выполнения работы.

Изучить правила техники безопасности при работе с высоким напряжением в электроустановках и при работе с жидкими газами.

Ознакомиться с описанием лабораторной работы и инструкциями по работе с заводскими приборами. Проверить, не включая приборов, подводку сетевого напряжения к установке.

Проверить заземление всех приборов.

Собрать электрическую схему для измерения ВАХ, соблюдая полярность подключения полупроводникового диода (рис. 6). Установить значения чувствительности каналов "X" и "Y" двухкоординатного самописца равными 0,05 В/см и 2,5 В/см соответственно. Переключить блок развертки в режим ручного управления, установить тумблер "-" - "0" - "+" в положение "0" и перевести ручку потенциометра в крайнее против часовой стрелки положение. Включить блок питания и двухкоординатный самописец. Разместить на рабочей плоскости самописца лист диаграммной бумаги и нажать кнопку "ДИАГРАММА". С помощью потенциометров "УСТАНОВКА НУЛЯ" установить перо самописца в левом нижнем углу диаграммы. Вращая ручку потенциометра блока развертки "пройтись" по ВАХ диода и проверить работоспособность схемы. Затем вывести до нуля напряжение блока развертки.

Произвести запись ВАХ диода при комнатной температуре. Для этого при нажатой кнопке "Сброс" блока развертки установить переключатель "Авт. - Ручн." в положение "Авт.", и с помощью переключателя "1' + 16'" выбрать необходимую скорость развертки (время развертки в минутах), далее опустить перо самописца и переключить тумблер в положение "+". Запись может быть остановлена переключением тумблера в положение "0"; вывод напряжения может осуществляться переключением тумблера в положение "-" или нажатием кнопки "Сброс" (мгновенное снятие напряжения), после чего необходимо переключить тумблер в положение 0. Скорость развертки может переключаться в процессе записи. Повторить запись ВАХ с другим образцом полупроводникового диода после чего произвести записи ВАХ обоих диодов при $T = 77$ К, помещая диоды в пенопластовую ванночку с жидким азотом.

Собрать электрическую схему для измерения С-Ч характеристики, соблюдая полярность подключения полупроводникового диода (рис.7). Установить значения чувствительности каналов "X" и "Y" двухкоординатного самописца равными 1 В/см и 0,25 В/см соответственно. Переключить блок развертки в режим ручного управления, установить тумблер "-" - "0" - "+" в положение "0" и перевести ручку потенциометра в

крайнее против часовой стрелки положение. Установить переключатели режимов работы синхродетектора в следующие положения:
"УСИЛЕНИЕ" - 70 dB
"РЕЖИМ" - 6 dB
"КОЭФФИЦИЕНТ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ" - 20 dB
"ПОСТОЯННАЯ ВРЕМЕНИ" - 300 мс.

На генераторе низкой частоты установить частоту выходного сигнала равной 30 кГц и выбрать диапазон изменения выходного напряжения 0 + 30 мВ. Включить блок питания, двухкоординатный самописец, двухлучевой осциллограф, генератор низкой частоты и синхродетектор. Выставить на генераторе низкой частоты минимальное значение выходного напряжения, при котором еще запускается фазовращатель, т.е. еще не зажигается индикатор "НЕ СИНХР." синхродетектора (обычно около 20 мВ). Засинхронизовать развертку осциллографа по сигналу от генератора и убедиться в работоспособности измерительной схемы, наблюдая на экране осциллографа синусоидальные сигналы с выхода генератора (на первом канале) и сигнал с резистора R1, усиленный усилителем синхродетектора. Установить максимальное значение коэффициента усиления, при котором на синхродетекторе еще не загорается сигнал "ПЕРЕГРУЗКА". Используя переключатель и потенциометр "СДВИГ ФАЗ" на блоке фазовращателя, установить значение разности фаз между опорным и исследуемым сигналом, соответствующее максимальному сигналу на индикаторе синхродетектора.

При необходимости подобрать значение коэффициента преобразования (усиления по постоянному току) так, чтобы выходной сигнал соответствовал отклонению стрелки индикатора на большую часть шкалы (не допуская "зашкаливания"). Разместить на рабочей плоскости самописца лист диаграммной бумаги и нажать кнопку "ДИАГРАММА". Отключить диод от измерительной схемы и с помощью потенциометров "УСТАНОВКА НУЛЯ" установить перо самописца в левом нижнем углу диаграммы. Вновь подключить исследуемый диод и вращая ручку потенциометра "РЕГУЛИРОВКА МАСШТАБА" канала "Y" добиться вертикального отклонения пера самописца на большую часть шкалы. Вращая ручку потенциометра блока развертки, "пройтись" по C-V характеристики диода и проверить работоспособность схемы. Затем вывести до нуля напряжение блока развертки.

Произвести запись C-V характеристики диода при комнатной температуре. Для этого при нажатой кнопке "Сброс" блока развертки установить переключатель "Авт. - Ручн." в положение "Авт.", и с помощью переключателя "1' + 16" выбрать необходимую скорость развертки

(время развертки в минутах), далее опустить перо самописца и переключить тумблер в положение "+". Повторить запись с другим образом полупроводникового диода. Установить значение чувствительности канала "Y" самописца равным 0,25 В/см и произвести записи C - V характеристик обоих диодов в растянутом масштабе по оси "X". Аналогично записать C - V характеристики обоих диодов при $T = 77$ К, помешав их в пенопластовую ванночку с жидким азотом.

9. Обработка экспериментальных данных и анализ результатов измерений.

1. По вольт-амперной характеристике полупроводникового диода определить величины R_s и ϕ_k для $T = 300$ К и $T = 77$ К. Объяснить наблюдавшееся изменение ВАХ при охлаждении диода от комнатной температуры до температуры жидкого азота.

2. Обработать результаты измерений вольт-фарадных характеристик диода при обратном смещении $C(U)$, построив зависимости $(S/C)^2$ от U , где S - площадь p - n перехода (круг диаметром $\varnothing \approx 0,8$ мм) (см. Рис.4). Определить величины N^* , l и ϕ_k и объяснить их изменение при охлаждении диода от комнатной температуры до температуры жидкого азота.

Контрольные вопросы

1. Какой функцией описывается распределение электронов по энергиям в полупроводниках?

2. Какой физический смысл энергии Ферми в металлах и полупроводниках?

3. Как изменяется с понижением температуры положение уровня Ферми в полупроводниках, имеющих донорные примеси?

4. Объясните работу полупроводникового диода.

Литература.

1. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. - М.: Наука, 1978, гл. 11, с. 381-398, 407-411.
2. Фейнман Р., Лейтон Р., Сайдс М. Фейнмановские лекции по физике. Т.9. - М.: Мир, 1967, §§ 4,5.
3. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников - М., 1977.
4. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов - М., 1973.