

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ ШОТТКИ

1. Теоретическая часть

Контакты металл - полупроводник

На физических свойствах контактов металл-полупроводник и полупроводник р-типа - полупроводник п-типа основаны принципы действия подавляющего большинства микроэлектронных приборов. В частности, контакты металл - полупроводник широко используются для выпрямления тока, в качестве одного из основных элементов целого ряда полупроводниковых сверхвысокочастотных устройств и быстродействующих интегральных схем, а также в приборах полупроводниковой оптоэлектроники [1-4].

Целью данной лабораторной работы является, во-первых, изучение токопереноса в выпрямляющих контактах металл-полупроводник и, во-вторых, определение в рамках простой модели ряда фундаментальных физических параметров полупроводникового материала.

1.1. Зонная диаграмма барьера Шоттки

Чтобы показать, как формируется потенциальный барьер вблизи границы металла с полупроводником, предположим вначале, что они электрически нейтральны и отделены в вакууме друг от друга. На рис. 1.а представлена зонная энергетическая диаграмма для полупроводника п-типа, работа выхода из которого $- \varphi_n$ меньше, чем работа выхода из металла.

Именно этот случай приводит к возникновению потенциального барьера в полупроводнике, называемого барьером Шоттки, и наиболее важен с практической точки зрения. Кроме того, будем считать, что поверхностные состояния отсутствуют. Если металл и полупроводник теперь электрически соединить друг с другом, то часть электронов

перейдет из полупроводника в металл и уровня Ферми - φ_F , в φ_m материалах сравняются - рис. 1. б.

Вследствие такого перехода электронов в зазоре между металлом и полупроводником возникнет электрическое поле и энергетические зоны у поверхности полупроводника изогнутся, как показано на рисунке.

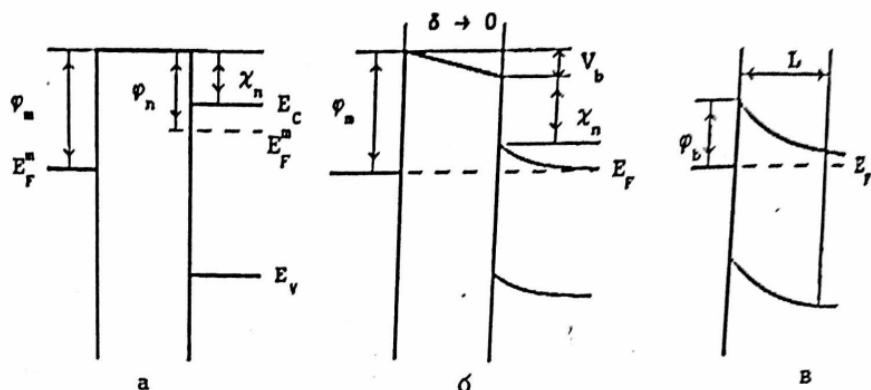


Рис. 1. Формирование потенциального барьера между металлом и полупроводником: а) - нейтральные и изолированные металлы и полупроводник; б) - соединенные электрически (разделенные узким зазором); в) - идеальный контакт.

При дальнейшем сближении металла и полупроводника падение напряжения на вакуумном зазоре V_b стремится к нулю. В конце концов барьер, обусловленный вакуумным зазором, исчезнет совсем (или станет туннельно прозрачным) и возникнет идеальный контакт металл-полупроводник - рис. 1. в. Исходя из того, что $V_b \rightarrow 0$, высота барьера φ_b относительно уровня Ферми может быть представлена как

$$\varphi_b = \varphi_m - \chi_n, \quad (1)$$

где χ_n - электронное сродство полупроводника.

Форма потенциального барьера зависит от распределения заряда в обедненной области. Если дно зоны проводимости поднимается примерно на $3kT/e$ (k - постоянная Больцмана, T - температура, $(-e)$ - заряд электрона) выше своего положения в объеме полупроводника, то концентрация электронов уменьшается на порядок и пространственный заряд в области между этой плоскостью и границей раздела металл-полупроводник полностью определяется нескомпенсированными донорами. Если пренебречь изгибом зон в переходной области, где кон-

центрации электронов и доноров сравнимы (так называемое приближение полного обеднения), то форма барьера будет определяться только пространственным расположением доноров.

В случае однородного легирования полупроводника с объемной концентрацией N_g связь между полем и плотностью заряда легко установить, решая уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e N_g}{\epsilon_n}. \quad (2)$$

Здесь ϵ_n - диэлектрическая проницаемость полупроводника, x - координата, отсчитываемая вглубь полупроводника. Дважды интегрируя (2), получаем

$$E(x) = - \frac{e N_g}{\epsilon_n} \cdot (z - x), \quad (3a)$$

$$\Psi(x) = - \frac{e N_g}{2\epsilon_n} \cdot (z - x)^2, \quad (3b)$$

$$z = \left(\frac{2 \epsilon_n (-\Psi(0))}{e N_g} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\Psi(0) = -(\varphi_m - \varphi_n). \quad (5)$$

То есть, электрическое поле изменяется линейно, а потенциал - квадратично. Результирующий барьер параболической формы известен как барьер Шоттки. Заметим здесь, что при необходимости можно получить более точное решение, не опираясь на приближение полного обеднения (см., например, [1, 2]).

В действительности идеализированная картина формирования барьера Шоттки - рис. 1. а-в может нарушаться по целому ряду причин. Во-первых, из-за сохранения промежуточного слоя толщиной порядка нескольких межатомных расстояний (рис. 1. б). Во-вторых, из-за наличия поверхностных состояний в полупроводнике. Если плотность поверхностных состояний достаточно велика, то заряд, связанный с ними, может эффективно экранировать полупроводник от электрического поля в промежуточном слое. Поэтому, величина заряда в обедненной области и высота барьера могут не зависеть от работы выхода металла, как это предсказывает соотношение (1), а, следовательно, и (5). Третья причина, по которой вносятся корректировки в рис. 1. в, связана с силами изображения, возникающими между электроном и поверхностью металла. Остановимся на обсуждении

этого эффекта подробнее, предполагая для простоты, что промежуточный слой отсутствует.

Электрон, находящийся на некотором расстоянии x от поверхности металла, индуцирует на его поверхности равный, но противоположный по знаку заряд. Сила притяжения между электроном и индуцированным зарядом равна по величине силе притяжения двух зеркально отраженных относительно поверхности металла зарядов противоположного знака:

$$F = - \frac{e^2}{4\pi \epsilon_{no} (2x)^2} = - \frac{e^2}{16\pi \epsilon_{no} x^2}, \quad (6)$$

где ϵ_{no} - эффективная диэлектрическая проницаемость полупроводника. Из-за этих сил притяжения электрон обладает отрицательной потенциальной энергией - $e\Phi$ относительно энергии электрона на бесконечности

$$\Phi = - \frac{e}{16\pi \epsilon_{no}} \int_x^\infty \frac{dx}{x^2} = - \frac{e}{16\pi \epsilon_{no} x}. \quad (7)$$

Так как электрон приближается к металлу с тепловой скоростью 10^5 м/с , следует ожидать, что для полной поляризации полупроводника электрическим полем времени будет недостаточно, и в выражении для Φ следует скорее использовать высокочастотную диэлектрическую проницаемость ϵ_{no} , чем статическую. К потенциальной энергии, обусловленной барьером Шоттки, должна быть добавлена потенциальная энергия сил изображения - рис. 2.

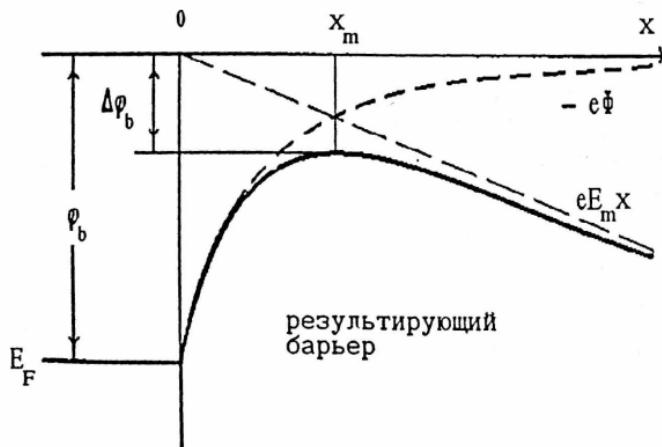


Рис. 2. Энергетическая диаграмма контакта металл-полупроводник с учетом сил изображения.

Поскольку потенциал сил изображения важен только вблизи поверхности, то с достаточно хорошим приближением можно считать, что поле барьера Шоттки является постоянным и равным $E = E_0$ в (3а). Максимум потенциальной энергии находится в точке x_m , где электрическое поле, обусловленное силами изображения, равно и противоположно по знаку полю в обедненной области:

$$|E| = \frac{e}{16\pi \epsilon_{no} x_m^2}. \quad (8)$$

Максимум барьера снижается на

$$\Delta\varphi_b = x_m |E| + \frac{e}{16\pi \epsilon_{no} x_m} = 2 x_m |E_0| \quad (9)$$

и, следовательно,

$$\Delta\varphi_b = \sqrt{\frac{e |E_0|}{4\pi \epsilon_{no}}}. \quad (10)$$

Таким образом, барьер, который необходимо преодолеть электрону, чтобы выйти из металла в полупроводник, понижается на $\Delta\varphi_b$ из-за влияния сил изображения. Такое понижение барьера отличается от других составляющих φ_b тем, что оно возникает из-за поля, вызванного электроном, пересекающим границу металл-полупроводник. С другой стороны, вклад в φ_b , обусловленный разностью работ выхода, зарядом на поверхностных состояниях и другими факторами, существует независимо от того, присутствует или отсутствует электрон вблизи вершины барьера. Поэтому определение высоты барьера, которое связано с перемещением электронов проводимости из металла в полупроводник или наоборот, дает величину $\varphi_b - \Delta\varphi_b$, тогда как измерения, основанные на эффектах пространственного заряда (то есть емкостные измерения [1-3]), дают величину φ_b без учета влияния сил изображения.

1.2. Теория процессов переноса зарядов

Перенос заряда через контакт металл-полупроводник осуществляется главным образом основными носителями в отличие от р-п переходов, где электрический ток обусловлен неосновными носителями. На рис. 3 показаны четыре основных транспортных процесса при прямом

смещении. При отрицательном смещении происходят те же явления, но в обратном направлении. Стрелками на рисунке обозначены следующие процессы:

- 1) эмиссия электронов из полупроводника над барьером в металл;
- 2) квантовомеханическое туннелирование через барьер;
- 3) рекомбинация в области пространственного заряда;
- 4) рекомбинация в нейтральной области (инъекция дырок).

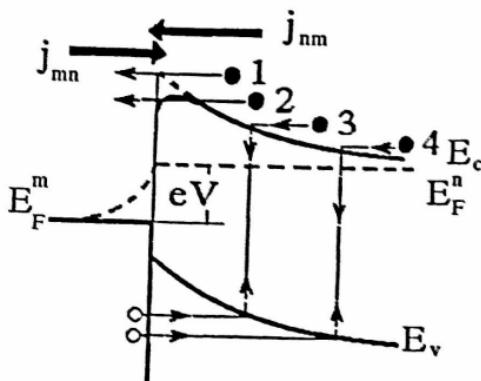


Рис. 3. Четыре основных процесса токопереноса при прямом смещении.

Кроме того, определенный вклад в полный ток может быть связан с токами утечки через ловушки на границе металл-полупроводник и через периферийные области контакта, где в силу неоднородности возможны сильные краевые электрические поля. Хотя полностью исключить влияние указанных факторов, по-видимому, невозможно, тем не менее современный уровень технологии позволяет изготовить диоды с барьером Шоттки, у которых механизм надбарьерного токопереноса является доминирующим, а их поведение вполне соответствует теоретическим представлениям.

Надбарьерное прохождение электронов из полупроводника в металл можно разделить на два этапа. Первый - дрейфово-диффузионный выход электронов из объема полупроводника к его поверхности. Второй - эмиссия электронов в металл. Оба процесса прохождения действуют последовательно и ток через контакт определяется преимущест-

венно тем процессом, который оказывает большое сопротивление потоку электронов. В соответствии с диффузионной теорией лимитирующим является первый процесс, согласно диодной (или термоэмиссионной) - второй [1, 2]. Ниже мы ограничимся рассмотрением основных положений теории термоэлектронной эмиссии, адекватно описывающей процессы токопереноса в полупроводниках с высокой подвижностью электронов, таких, например, как кремний или арсенид галлия. Познакомиться с более общей термоэмиссионной-диффузионной моделью токопереноса можно в [1, 2].

1.3. Теория термоэлектронной эмиссии

Предположим, что 1) высота барьера $\varphi_b \gg kT$; 2) область, определяющая термоэлектронную эмиссию, находится в термодинамическом равновесии (иными словами, положение квазиуровня Ферми в полупроводнике не изменяется вплоть до границы с металлом - рис. 3; 3) протекание электрического тока не нарушает этого равновесия. Ток через диод Шоттки представляет собой разность между током из металла в полупроводник и противоположным ему током, причем металл и полупроводник характеризуются каждый своим квазиуровнем Ферми. Ясно, что величина тока в этом случае зависит только от высоты барьера и не зависит от его формы.

При приложении смещения V для электронов, покидающих полупроводник, высота барьера изменяется на V , тогда как для электронов, движущихся в противоположном направлении, величина барьера меняется мало (только за счет эффекта Шоттки) - рис. 3. Иными словами, концентрация электронов на границе раздела со стороны полупроводника растет как $\exp(eV/kT)$ при увеличении V , а со стороны металла практически постоянна.

Такое поведение можно себе представить, если положить существование гипотетической мембраны на границе раздела, через которую электроны проникают с трудом. Наличие мембранны приводит к тому, что электроны на полупроводниковой стороне контакта находятся в термодинамическом равновесии с электронами в объеме полупроводника. Их концентрация может быть представлена в виде:

$$n = N_c \cdot \exp[-e(\varphi_b - v)/kT], \quad (11)$$

где N_c - эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Для полупроводников со сферическими изоэнергетическими поверхностями эти электроны имеют изотропное распределение по скоростям. Число электронов, падающее на единицу площади границы раздела в единицу времени, в соответствии с элементарной кинетической теорией равно $n \bar{v} / 4$, где \bar{v} - средняя по абсолютной величине тепловая скорость электронов в полупроводнике. Тогда плотность тока из полупроводника в металл можно записать следующим образом:

$$j_{nm} = \frac{e N_c \bar{v}}{4} \exp[-e(\varphi_b - v)/kT]. \quad (12)$$

Плотность тока в обратном направлении j_{mn} не зависит от смещения (если пренебречь любой возможной полевой зависимостью φ_b). При нулевом смещении $j_{nm} = j_{mn}$, следовательно

$$j_{mn} = -\frac{e N_c \bar{v}}{4} \exp[-e \varphi_b / kT], \quad (13)$$

и учитывая, что $j = j_{nm} + j_{mn}$, получаем

$$j = \frac{e N_c \bar{v}}{4} \exp(e \varphi_b / kT) [\exp(e v / kT) - 1]. \quad (14)$$

При максвелловском распределении по скоростям

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 k T}{\pi m^*}}, \quad (15)$$

где m^* - эффективная масса электрона. После замены $N_c = 2(2\pi m^* k T / h^2)^{3/2}$, получаем окончательное выражение для вольтамперной характеристики (ВАХ) диода Шоттки в модели термоэлектронной эмиссии

$$j = j_0 \cdot [\exp(e v / kT) - 1] \quad (16a)$$

$$j_0 = A^* T^2 \exp(-e \varphi_b / kT). \quad (16b)$$

Здесь

$$A^* = 4 \pi m^* e k^2 / h^3 \quad (17)$$

- эффективная постоянная Ричардсона, величина которой

$$A^* [A \cdot M^{-2} \cdot K^{-2}] \approx 1,2 \cdot 10^6 (m^* / m) \quad (18)$$

является константой для выбранного материала. Например, для арсенида галлия $m^*/m \approx 0,072$ и $A^* \approx 8,64 \cdot 10^4 \text{ AM}^{-2}\text{K}^{-2}$.

Для напряжений смещения, больших 3 кТ/е, единицей в квадратных скобках в (16б) можно пренебречь, и тогда плотность тока будет пропорциональна $\exp(eV/kT)$. На практике такая идеализированная ВАХ никогда не наблюдается. На самом деле ток изменяется как $\exp(eV/nkT)$, где n - является почти постоянной величиной, превышающей единицу. Обычно ее называют фактором (или коэффициентом) неидеальности диода. Для хороших диодов Шоттки n не превышает 1,02. Имеется несколько возможных причин отличия n от единицы, которые следует обсудить подробнее.

1.4. Причины неидеальности ВАХ диодов Шоттки

ВАХ, полученная на основе диодной теории (16) имеет вид идеальной выпрямляющей характеристики при условии, что высота барьера не зависит от смещения. Однако существуют причины, по которым высота барьера зависит от электрического поля в обедненной области и, следовательно, от напряжения смещения (п.1.1). В частности, даже для идеального контакта без промежуточного слоя на границе раздела высота барьера уменьшается на $\Delta\varphi_b(E)$ из-за действия сил изображения (10). При наличии промежуточного слоя, на котором падает часть приложенного напряжения смещения, возникает дополнительный механизм зависимости φ_b от V .

Предположим, что $\partial\varphi_b/\partial V$ является постоянной. Тогда $\varphi_b = \varphi_{bo} - \Delta\varphi_{bo} + \beta V$, где φ_{bo} и $\Delta\varphi_{bo}$ - значения при нулевом смещении. Коэффициент β положителен, так как обычно φ_b возрастает при увеличении смещения в прямом направлении. Тогда плотность тока можно представить как

$$j = j_0 \cdot \exp(-\beta eV/kT) \cdot [\exp(eV/kT) - 1] \quad (19a)$$

$$j_0 = A^* T^2 \exp[-e(\varphi_{bo} - \Delta\varphi_{bo})/kT]. \quad (19b)$$

Или в несколько ином виде

2.1. Описание установки для снятия ВАХ полупроводниковых диодов

Установка позволяет получать статические ВАХ полупроводниковых приборов (диодов с п - р переходом Шоттки и др.). Так же имеется возможность снять ВАХ при различных значениях температуры в диапазоне 90 - 300 К. Измерения проводятся по обычной схеме рис. 4. На исследуемый диод смещение подается через $R_{огр}$, которое ограничивает максимальный ток через диод. В цепи диода включается амперметр, который регистрирует ток через диод, принцип действия которого основан на измерении падения напряжения на калиброванном сопротивлении R_h при протекании через него тока. Это сопротивление должно быть много меньше собственного сопротивления диода, чтобы величину падения напряжения на нем, не было необходимости учитывать в U_g .

2.2. Схема экспериментальной установки

Общая схема установки изображена на рис. 5. Напряжение смещения подается на диод с разъема " U_g ". Выбор полярности смещения делается переключателем " - ", " 0 ", " + " соответственно. На передней панели так же находятся ручка многооборотного потенциометра "плавно" и переключатель с положениями "2В, 20В, 40В". Потенциометром "плавно" плавно подается напряжение на диод в диапазоне, выбранным переключателем (соответственно три диапазона).

Ток, протекающий через диод, регистрируется амперметром, который подключается через разъем U (I_g). Выбор пределов амперметра производится переключателем под индикаторами блока, предел индуцируется на шкале в виде числа с плавающей запятой. Амперметр может регистрировать токи от 10^{-10} А до $1,9 \cdot 10^{-2} \text{ А}$.

Принцип действия термостабилизатора основан на периодическом включении нагревателя при снижении температуры образца. Потенциометром "температура" можно менять порог срабатывания термостабилизатора и соответственно менять температуру образца.

Измерения температуры производится дифференциальной парой,

холодный спай которой находится при 77 К в жидким азоте, а теплый - непосредственно у измеряемого диода. Напряжение термо-ЭДС регистрируется милливольтметром и температура пересчитывается по градуировочной таблице (табл. 1).

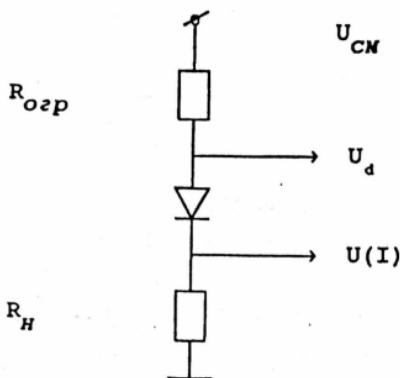


Рис. 4. Электрическая схема измерений

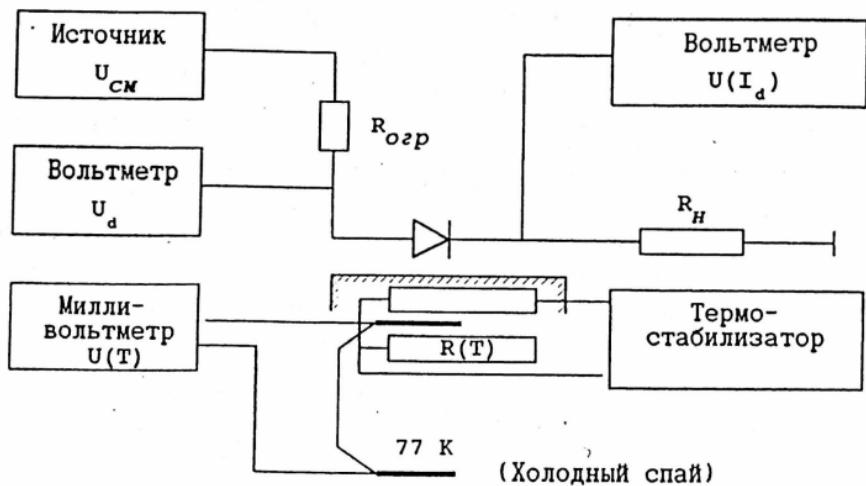


Рис. 5. Блок-схема установки

2.3. Проведение измерений

Для проведения измерений необходимо подключить криостат с исследуемым диодом к установке. Перед включением установки в сеть

необходимо привести в исходное состояние ручки управления на лицевой панели прибора.

а) Потенциометры "плавно" и "температура" выкрутить против часовой стрелки до упора.

б) Перевести переключатель полярности в положение "0" и переключатель величины U_g в положение "2 В".

После этого можно включать установку тумблером в сеть. Светодиоды под тумблером должны светиться, что говорит об исправности всех источников питания. Далее, необходимо прогреть установку в течение не менее 15 минут.

В задачу измерений входит измерение прямой и обратной ветви диода Шоттки и зависимости этих измерений от температуры. Прямая ветвь ВАХ снимается на пределе "2 В" при положительном U_g . Плавно меняя напряжение, нужно установить ток через диод, равный 10 мА при температуре - 300 К (при не залитом криостате).

Напряжение U_g при этом нужно записать, и впоследствии все измерения делать до этого напряжения. После этого U_g нужно поделить на двадцать интервалов и определить точки, при которых нужно снимать ВАХ. Эти точки желательно снимать при всех температурах.

Обратный ток диода очень мал, поэтому U_g "максимальное" можно установить - 40 В и так же снять двадцать точек, т.е. через два вольта. Результаты измерений необходимо записать в таблице.

Измерения по температуре лучше проводить с минимальной температурой, для чего после заливки криостата нужно подождать пока температура образца перестанет изменяться. По температуре достаточно снять пять-шесть значений. Подъем температуры производить потенциометром "температура". Плавно вращая его по часовой стрелке, добиться зажигания светодиода "ток", после чего через нагреватель пойдет ток. После этого нужно подождать, пока термоистабилизатор не перейдет в режим стабилизации. Если температура низка, нужно еще плавно повернуть ручку "температура" и так, плавно увеличивая температуру, прийти в нужную точку.

При этом нужно учитывать, что смена температуры происходит не сразу, а с запаздыванием, и необходима значительная выдержка перед тем, как значение ее выйдет на стационарный уровень.

После проведения измерений необходимо привести все ручки управления в исходное состояние и выключить питание установки.

2.4. Обработка результатов

Постройте семейство ВАХ диода Шоттки при различных температурах.

Используя рекомендации раздела 1.5 определите: эффективную высоту барьера φ_0 , эффективную постоянную Ричардсона A^* , эффективную массу m^*/m , тип проводимости полупроводника, величину фактора неидеальности диода Шоттки.

Оцените погрешность измерений φ_0 , A^* , m^*/m . Сравните полученные значения с известными из литературы.

2.5. Контрольные вопросы

1. Оцените величину $\Delta\varphi_0$, обусловленную влиянием сил изображения при различных уровнях легирования полупроводника.
2. Покажите, что число электронов, падающее на единицу площади в единицу времени, равно $n\bar{v}/4$.
3. Как по виду ВАХ диода Шоттки определить тип проводимости полупроводника?
4. Как из измерений ВАХ оценить концентрацию свободных носителей?
5. Предложите способ измерения последовательного сопротивления растекания R_n диода Шоттки.

Литература

1. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов: Пер. с англ. - 2-е перераб. и доп. изд. - М.: Мир, 1984.
2. Э. Х. Родерик. Контакты металл-полупроводник: Пер. с англ. - М.: Радио и связь, 1982.
3. А. Милнс, Д. Фойгхт. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник: Пер. с англ. - М.: Мир, 1975.
4. Г. Е. Пикус. Основы теории полупроводниковых приборов. - М.: Наука, 1965.

Таблица 1.

Таблица градуировки термопары "медь-константан"
Холодный спай при 77 К.

$U(T)$, мВ	T° , С	T, К	$U(T)$, мВ	T° , С	T, К
0.000	- 196	77	3.020	- 63	210
0.187	- 183	90	3.325	- 53	220
0.370	- 173	100	3.653	- 43	230
0.561	- 163	110	3.980	- 33	240
0.750	- 153	120	4.330	- 23	250
0.960	- 143	130	4.660	- 13	260
1.185	- 133	140	5.010	- 3	270
1.404	- 123	150	5.385	7	280
1.653	- 113	160	5.755	17	290
1.920	- 103	170	6.110	27	300
2.170	- 93	180	6.510	37	310
2.460	- 83	190	6.907	47	320
2.720	- 73	200	7.305	57	330