

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«СЕВАСТОПОЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ИНСТИТУТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ
И ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫХ ТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Кафедра «Радиоэлектроника и телекоммуникации»

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебно-методическое пособие
по выполнению лабораторного практикума
для студентов направления
11.03.04 «Электроника и нанoeлектроника»

Севастополь
СевГУ
2025

УДК 621.382.2(076.5)

ББК 32.853я73

T263

Р е ц е н з е н т:

Ю. П. Михайлюк - канд. техн. наук, доцент, доцент кафедры
«Радиоэлектроника и телекоммуникации»

Ответственный за выпуск:

И. Л. Афонин - д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой
«Радиоэлектроника и телекоммуникации»

Составитель: Д. Г. Мурзин

T263 Твердотельная электроника : учебно-методическое пособие по выполнению лабораторного практикума для студентов направления 11.03.04 «Электроника и нанoeлектроника» / Севастопольский государственный университет ; сост. Д. Г. Мурзин. – Севастополь : СевГУ, 2025. – 115 с. – Текст : электронный.

Целью учебно-методического пособия является оказание помощи студентам очной формы обучения в подготовке и выполнении практикума по дисциплине «Твердотельная электроника».

УДК 621.382.2(076.5)

ББК 32.853я73

Рассмотрено и рекомендовано к изданию на заседании кафедры «Радиоэлектроника и телекоммуникации», протокол № 7 от 27 декабря 2024 г.

© Мурзин Д. Г., сост., 2025

© ФГАОУ ВО «Севастопольский
государственный университет», 2025

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
Лабораторная работа № 1 «Исследование вольтамперной характеристики контакта металл – полупроводник».....	5
Лабораторная работа № 2 «Исследование вольтамперной характеристики полупроводниковых диодов».....	24
Лабораторная работа № 3 «Исследование температурных характеристик полупроводниковых диодов»	53
Лабораторная работа № 4 «Исследование выпрямительных свойств кремниевого диода»	64
Лабораторная работа № 5 «Исследование работы полупроводникового стабилитрона».....	75
Лабораторная работа № 6 «Исследование импульсных характеристик полупроводниковых диодов»	88
Библиографический список.....	109
Приложение А	110

ВВЕДЕНИЕ

Целью учебно-методического пособия по выполнению лабораторного практикума для студентов направления 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника» является оказание помощи студентам в изучении профессиональной дисциплины «Твердотельная электроника». Дисциплина «Твердотельная электроника» является профессионально-профилирующим курсом по изучению принципа действия, физическому и математическому моделированию, проектированию, изготовлению и применению активных и пассивных приборов и интегральных схем, работа которых основана на эффектах физики твердого тела.

Методические рекомендации по выполнению каждой лабораторной работы содержат следующие разделы: цель работы; теоретическая часть; описание лабораторной установки; порядок выполнения исследований (теоретических и/или экспериментальных); контрольные вопросы для допуска к работе и для подготовки к защите работы.

Подготовка к выполнению каждой лабораторной работы предполагает изучение теоретического материала, как приведенного в настоящем пособии, так и сведений из лекционного курса, и рекомендованной учебной литературы по дисциплине. Первый этап выполнения работы — экспериментальные исследования проводятся бригадой из 2-3 студентов и выполняются на основании описанной методики исследования. В процессе экспериментов студенты должны вести подробный протокол, в котором фиксируют полученные результаты. В итоге бригада оформляет отчет, который должен иметь титульный лист и содержать следующие разделы:

- цель работы с указанием исследуемых в лабораторной работе зависимостей, характеристик и параметров;
- структурная схема и описание схемы (схем) исследования;
- результаты экспериментальных исследований и расчетов;
- выводы.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

«ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНТАКТА МЕТАЛЛ ПОЛУПРОВОДНИК»

1.1. Цель работы

Целью лабораторной работы является исследование механизмов прохождения носителей заряда в контакте металл–полупроводник по результатам вольтамперных характеристик диода Шоттки.

1.2. Теоретический раздел

1.2.1. Термоэлектронная эмиссия, термодинамическая работа выхода

Энергия электрона в твердом теле меньше, чем энергия свободного электрона в вакууме. Минимальная энергия, которую необходимо передать электрону, чтобы он мог выйти в вакуум, называется внешней работой выхода χ . Величина χ определяется природой твердого тела и лежит в интервале от 1 до 6 эВ.

Явление испускания электронов из твердого тела в вакуум за счет тепловой энергии получило название термоэлектронной эмиссии. В одномерном случае плотность термоэлектронного потока может быть выражена формулой Ричардсона – Дэшмана

$$j = AT^2 e^{-\frac{\Phi}{kT}}, \quad (1.1)$$

где Φ — термодинамическая работа выхода — характеристическая энергия, описывающая термоэлектронный ток. Постоянная Ричардсона A следует из интегрирования (1.1)

$$A = \frac{4\pi qmk^2}{h^3} = 120 \frac{A}{\text{см}^2 \text{К}^2},$$

где $q = 1.6 \cdot 10^{19} \text{ К}$ — заряд электрона;

$m = m_0 = 9.1 \cdot 10^{31} \text{ кг}$ — масса свободного электрона;

$k = 1.38 \cdot 10^{23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ — постоянная Больцмана;

$h = 6.62 \cdot 10^{34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ — постоянная Планка.

Для металлов, имеющих незаполненную зону проводимости с концентрацией электронов $n \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$, внешняя работа выхода совпадает с термодинамической ($\chi_m \equiv \Phi_m$) (см. рисунок 1.1, а).

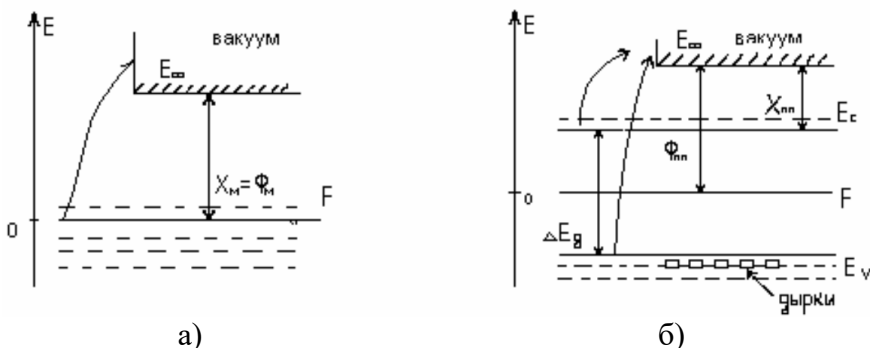


Рисунок 1.1 — Схема термоэлектронной эмиссии из металла (а) и полупроводника (б)

В отличие от металла термоэлектронная эмиссия из полупроводника осуществляется двумя электронными потоками: из зоны проводимости; из валентной зоны.

Концентрация подвижных носителей в зоне проводимости $n = 10^{14} \text{—} 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в валентной $p = \frac{n_i^2}{n} \approx \frac{10^{20}}{10^{14} \dots 10^{18}} = 10^6 \dots 10^2 \text{ см}^{-3}$.

В валентной зоне концентрация электронов порядка 10^{23} см^{-3} , но подвижными являются лишь часть, равная концентрации дырок — незанятых электронных энергетических состояний в валентной зоне, по которым могут перемещаться электроны и набрать энергию от решетки больше $\chi + \Delta E_g$ (ширина запрещенной зоны) и эмиттировать в вакуум.

Формальное интегрирование (1.1) для металлов и полупроводников в пространстве скоростей дает формулу Ричардсона — Дэшмана — надбарьерную эмиссию при тепловом воздействии с характеристической энергией барьера — термодинамической работой выхода.

$$\Phi = \chi - F; |\Phi| = \chi - (-F) = \chi + |F|,$$

где F — уровень Ферми.

В металлах отсчет энергии от $F = 0$, в полупроводниках $E_C = 0$. Результирующий термоэлектронный поток в полупроводнике определяется электронами с энергией $-F$, которых в реальности не существует, так как уровень Ферми для невырожденного полупроводника находится в запрещенной зоне. Кажущийся парадокс снимается, если уровень Ферми представляет собой среднюю энергию подвижных частиц (электронов). В термоэмиссии принимают участие электроны различных энергий (E_C , E_V), а результирующий поток описывается электронами средней энергии (F). В статистической термодинамике энергетический уровень Ферми называют *электрoхимическим потенциалом*.

Понятие термодинамической работы выхода соответствует термоэмиссии из твердого тела с постоянной температурой. При эмиссии валентного электрона (рождается дырка) электрон зоны проводимости «падает» на свободное энергетическое состояние (акт рекомбинации) и нагревает решетку дополнительной энергией ΔE_g . При эмиссии электрона из зоны проводимости при статистическом равновесии электрон валентной зоны переходит в зону проводимости (акт термогенерации) и забирает у решетки энергию ΔE_g (охлаждает). В результате этих процессов температура поддерживается постоянной. В отличие от металлов термодинамическая работа выхода в полупроводниках сильно зависит от температуры, типа и концентрации легирующей примеси:

$$|\Phi| = \chi + F(N_D, N_A, n_i),$$

где N_D , N_A — уровень легирования донорной и акцепторной примеси, n_i — собственная концентрация.

Для n -типа: Φ_n соответствует χ , а для p -типа: Φ_p составляет $\chi + \Delta E_g$.

В результате этого термоэлектронные потоки у сильнолегированных n^+ - и p^+ -полупроводника будут значительно отличаться, что приводит к возникновению встроенных электрических полей при контакте.

1.2.2. Запорный (барьер Шоттки) и антизапорный контакты МП

Предположим, что термодинамическая работа выхода у полупроводника n -типа Φ_n меньше, чем у металла Φ_m . Тогда происходит термоэлектронная эмиссия в твердом теле и поток электронов из полупроводника будет больше, чем у металла. В результате в металле появляется избыточная концентрация электронов (отрицательный заряд) а в полупроводнике положительный заряд ионов доноров. Переходной слой (зазор) составляет $(5 \dots 10) \text{ \AA}$. Между металлом и полупроводником возникает тормозящее электрическое поле для потока электронов из полупроводника с контактной разностью потенциалов. Механизмы перехода электронов: диффузия за счет градиента энергии и концентрации и дрейф, вызванный контактным полем. Для тех же условий: Φ_n меньше Φ_m , полупроводник n -типа, контактное поле будет расположено в полупроводнике и занимать значительную толщину.

В металл поле не проникает и не изменяет энергии электронов. В полупроводнике поле изменяет энергию и концентрацию электронов. В нашем случае приконтактная область $\mathcal{L}_n$ обеднена электронами (ушли за счет градиента энергии в металл) и содержит объемный заряд нескомпенсированных ионов доноров (см. рисунок 1.2). Контактное поле, наведенное отрицательным зарядом электронов в металле и положительно заряженным слоем ионов в полупроводнике, увеличивает энергию электронов:

$$E(x) = E_C + \Phi(x), \quad \Phi(x) = -qU(x).$$

Длительность установления термодинамического равновесия (образование контактного поля) определяется временем Максвелла τ_M (время нейтрализации заряда в проводящей среде). Для кремния $\tau_M \approx 10^{-12} \text{ с}$, практически мгновенно.

Этот тип контакта МП носит название *запорного* (сопротивление слоя объемного заряда значительно выше, чем квазинейтрального полупроводника) или *барьера Шоттки*. Для невырожденного полупроводника концентрация основных носителей заряда (электронов) в приконтактной области уменьшается.

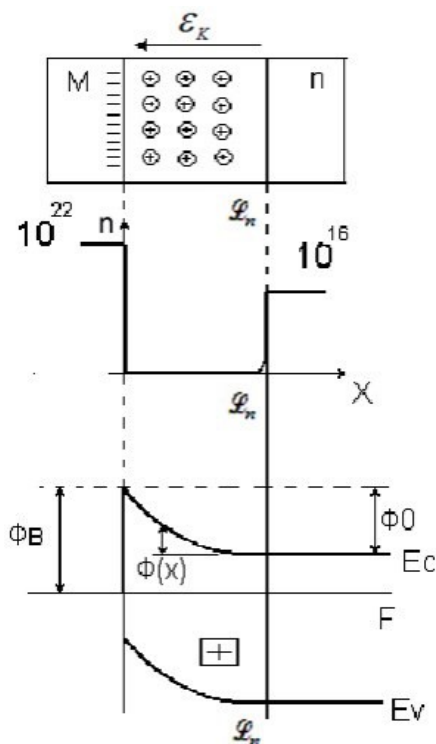


Рисунок 1.2 — Запорный контакт МП

Для полупроводника *p-типа* запиорный контакт МП реализуется при условии Φ_n больше Φ_m . Антизапорный контакт МП образуется в случае, если: для *n-типа* Φ_n больше Φ_m и для *p-типа* Φ_p меньше Φ_m (см. рисунок 1.3).

В отличие от запирающего контакта объемный заряд в приконтактной области определяется подвижными носителями, что соответствует **аккумуляции** основных носителей заряда.

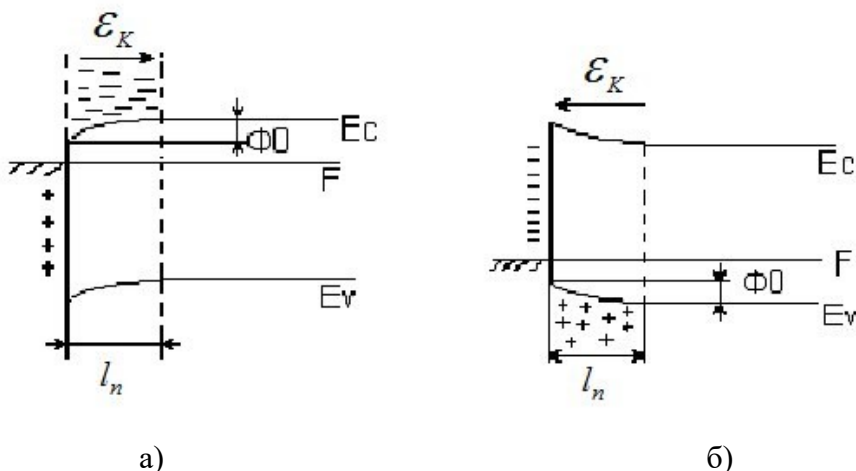


Рисунок 1.3 — Энергетические диаграммы антизапорного контакта МП: *n*-тип (а) и *p*-тип (б)

Сопротивление контактной области меньше, чем квазинейтральной базы, поэтому такой контакт и носит название *антизапорный*. Как и в запирающем контакте, поле полностью локализовано в полупроводнике, но толщина l_n заряженного слоя значительно тоньше, чем $\mathcal{L}_n$ запирающего слоя. Это объясняется тем, что подвижные носители имеют значительно меньшие размеры, чем неподвижные ионы в решетке кристалла. Глубина проникновения контактного поля определяется характеристической длиной Дебая (длина экранирования).

$$l_n \approx l_\Delta = \left[\frac{\varepsilon \varepsilon_0 kT}{qn_s} \right]^{\frac{1}{2}}, \text{ где } n_s \approx n_{s0} \exp \frac{\Phi_0}{2kT}$$

При $\Phi_0 = 0,26 \text{ эВ}$; $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $T = 300 \text{ К}$;

$\varepsilon = 12(\text{Si})$; $l_n = 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}$; $l_n \ll \varphi_n$.

Антизапорные контакты используются в качестве омических контактов с полупроводником.

1.2.3. Предельные случаи контакта МП

Возможны два предельных случая контакта МП:

- Инверсия типа проводимости в приконтактной области или образование физического p – n перехода.
- Вырождение полупроводника в приконтактной области.

Первый случай реализуется при больших значениях контактной разности потенциалов либо при больших поверхностных плотностях зарядов, встраивающих поверхностное поле (рисунок 1.4, а).

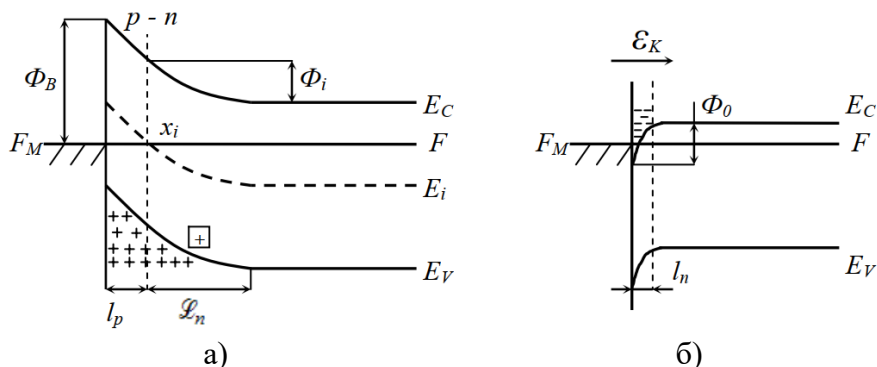


Рисунок 1.4 — Энергетические диаграммы физического p – n перехода (а), и вырождения полупроводника (б)

Потенциал инверсии Φ_i соответствует координате x_i . Если разность термодинамических работ выхода для запирающего контакта превысит Φ_i , то образуется физический p – n переход. В этом случае возможна инжекция неосновных носителей заряда и накопление и рассасывание избыточного неравновесного заряда в нейтральной части полупроводника, что снижает скорость переходных процессов.

Объемный заряд в случае инверсии типа проводимости содержит слой l_n дырок и более широкий слой неподвижных ионов доноров $\mathcal{L}_n$ (см. рисунок 1.4, а).

Вырождение полупроводника происходит в антизапорном контакте при условиях, когда (рисунки 1.4, б) $\Phi_0 = (\Phi_M - \Phi_n) > |F|$.

1.2.4. Барьер Шоттки в неравновесных условиях

Неравновесные условия на контакте Шоттки возникают при воздействии внешних полей, в частности, электрического поля. Различают прямое и обратное смещение контакта. Прямое смещение соответствует случаю, когда внешнее электрическое поле компенсирует внутреннее контактное, при этом контакт проводит ток. При обратном смещении внешнее поле направлено по контактному (увеличивается барьер), и контакт не проводит ток.

Для контакта Шоттки металл — полупроводник прямое смещение соответствует подаче плюсовой полярности на металл и минус — на полупроводник (рисунок 1.5). В прямом смещении происходит понижение барьера со стороны полупроводника (внешнее поле выделяется в ОПЗ, которое имеет большое сопротивление), а следовательно, к увеличению концентрации подвижных носителей заряда. При этом электроны нейтрализуют часть ионов доноров и толщина ОПЗ уменьшается в соответствии с результирующим потенциалом. Термодинамическое равновесие нарушается. В цепи источника будет протекать ток. Поток электронов из полупроводника в связи со снижением барьера будет значительно больше потока электронов из металла, так как энергия электронов в металле не изменяется (рисунок 1.6). В прямом смещении плотность тока экспоненциально возрастает с напряжением, так как по экспоненте увеличивается концентрация подвижных носителей заряда (1.2).

$$n(U) = N_c e^{\frac{E_c + (\Phi_0 - qU) - F}{kT}} = n(0) e^{\frac{qU}{kT}}. \quad (1.2)$$

Плотность потока можно выразить через поток электронов:

$$j = qnv,$$

где v — скорость электронов.

Вольтамперная характеристика (ВАХ) сверхлинейна, поэтому сопротивление контакта уменьшается с ростом тока или напряжения.

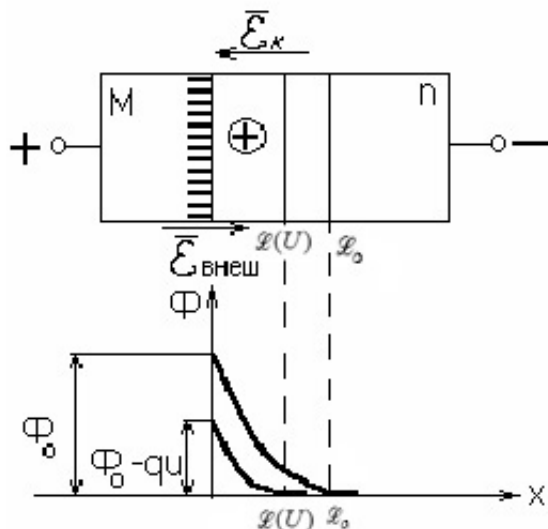


Рисунок 1.5 — Прямое смещение контакта, уменьшение барьера и толщины ОПЗ при прямом смещении

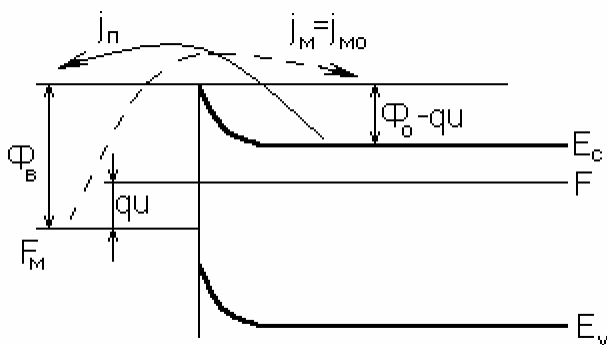


Рисунок 1.6 — Энергетическая диаграмма контакта Шоттки в прямом смещении

Таким образом, в прямом смещении контакт Шоттки обладает малым сопротивлением и проводит ток, природа которого определяется надбарьерной эмиссией основных носителей заряда из полупроводника. Это обстоятельство очень важно для применения контакта Шоттки в СВЧ диапазоне.

Максимальное прямое падение напряжения определяется контактной разностью потенциалов U_0 (рисунок 1.7, а) и составляет (0,2 — 0,7)В. При больших плотностях токов барьер не исчезает до нуля. Он устанавливается на величине ϕ_T — теплового потенциала электрона, при этом толщина барьера составляет длину Дебая

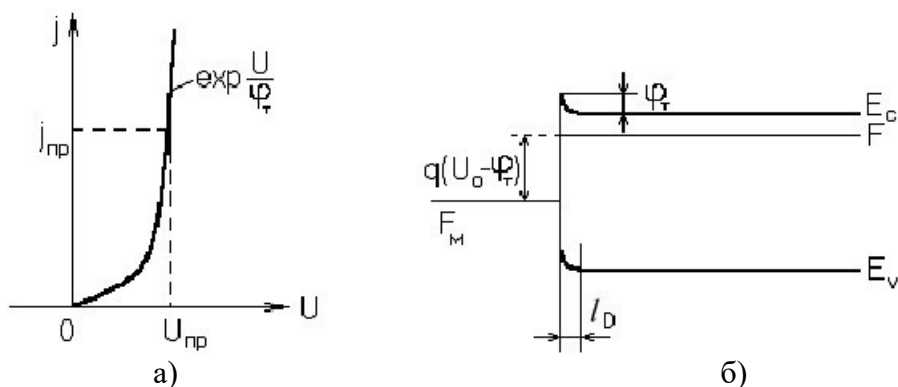


Рисунок 1.7 — ВАХ в прямом смещении (а) и энергетическая диаграмма контакта Шоттки при больших токах (б)

В обратном смещении внешнее поле направлено по контактному полю. Суммарное поле будет локализовано в ОПЗ. Барьер для потока электронов со стороны полупроводника увеличивается на величину обратного напряжения, а со стороны металла — не изменяется. В результате доминировать будет ток термоэмиссии из металла (меняется направление тока в соответствии с приложенной полярностью смещения). При смещении порядка 1В и выше влиянием тока эмиссии из полупроводника из-за его малости можно пренебречь. В этом случае обратный

ток насыщается (не зависит от напряжения) и равен равносному току эмиссии из металла при нулевом смещении (поток из металла не зависит от внешнего смещения).

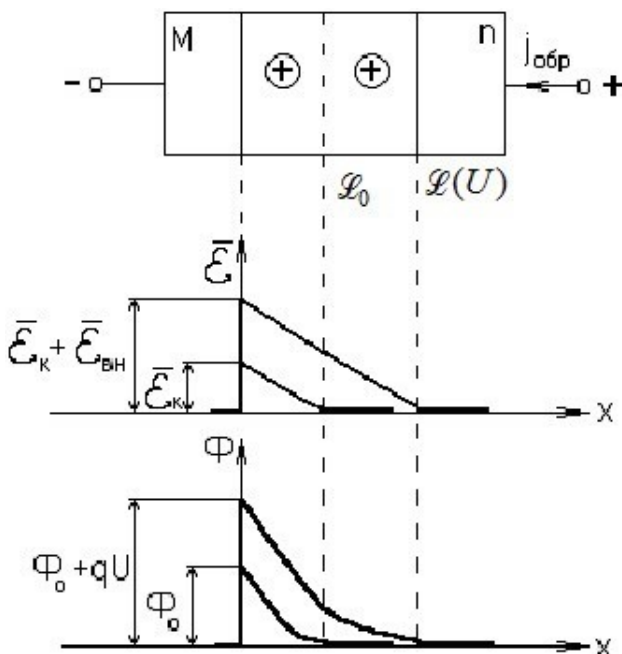


Рисунок 1.8 — Поле и потенциальный барьер контакта Шоттки в обратном смещении

Дифференциальное сопротивление стремится к бесконечности. Толщина ОПЗ увеличивается в соответствии с результирующим барьером (рисунок 1.8) (эксклюзия основных носителей заряда) Энергетическая диаграмма запорного контакта в обратном смещении представлена на *рисунке 1.9*. Результирующая ВАХ контакта приведена на *рисунке 1.10*.

ВАХ барьера Шоттки описывается по диффузной и по диодной моделям одинаковым выражением, но с разными токами насыщения j_s .

$$j = j_s(e^{\frac{U}{\Phi_T}} - 1); j_s^{\text{диф}} = qn_0 e^{-\frac{\Phi_0}{kT} V_{th}}; j_s^{\text{диод}} = \frac{1}{4} qn_0 e^{-\frac{\Phi_0}{kT} V_{др}}$$

Так как $V_{th} \gg V_{др}$, а величина барьера у поликристаллов выше чем у монокристаллов, то $j_s^{диф} \ll j_s^{диод}$. Поэтому диодная модель даёт более низкие прямые падения напряжения (меньше прямое сопротивление). Вторая особенность — по диодной модели обратный ток ($-j_s$) не зависит от напряжения. Современные модели барьера Шоттки учитывают также инжекцию неосновных носителей и туннелирование. Однако общий вид ВАХ сохраняется и в этих случаях.

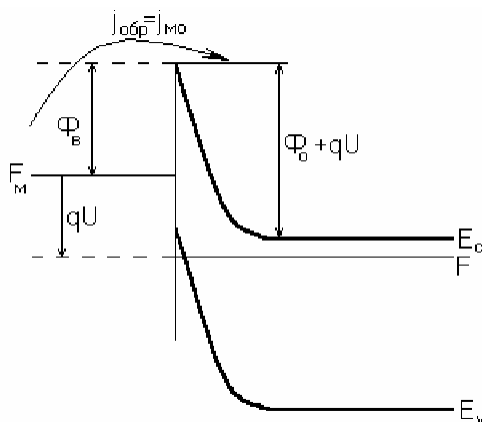


Рисунок 1.9 — Энергетическая диаграмма барьера Шоттки в обратном смещении

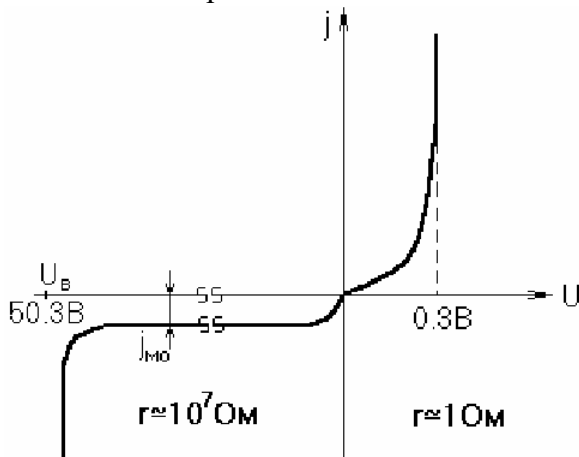


Рисунок 1.10 — ВАХ барьера Шоттки

1.2.5. Реальный контакт металл — полупроводник

При описании ВАХ реальных диодов на основе запирающих контактов необходимо учитывать следующие особенности.

1) Наличие на поверхности полупроводника встроенного экранирующего поля.

Это поле образуется вследствие заряда на поверхностных состояниях донорной либо акцепторной природы. Донорное состояние может быть либо нейтральным, либо положительным (атом отдал электрон). Акцепторное состояние — нейтральным, либо отрицательным.

Различают три типа поверхностных уровней: уровни Тамма, уровни Шокли и уровни, вводимые адсорбированными инородными атомами. Природа уровней Тамма связана со скачком потенциала на поверхности. В результате в запрещённой зоне в слое порядка постоянной решётки, около пяти ангстрем, существуют разрешённые состояния с поверхностной плотностью около 10^{15} см^{-2} . Уровни Шокли связывают с нарушением периодичности кристалла на поверхности. В результате механической обработки полупроводника (резка, шлифовка, полировка) создаётся нарушенный слой толщиной до 10^{-4} см , в котором постоянная решётки отлична от объёмной. В пределах этого слоя встраиваются разрешённые уровни в запрещённой зоне полупроводника с плотностью $10^{11} — 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Поверхность полупроводника адсорбирует инородные атомы и молекулы из окружающей атмосферы (O_2 , N_2 , H_2O , и т. д.). Это приводит к локальным скачкам потенциала и появлению разрешённых состояний. Плотность этих состояний зависит от степени очистки поверхности и контроля состава атмосферы перед корпусированием и составляет $10^9 — 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Результат действия этих уровней заключается во встраивании поверхностного заряда Q_{ss} и потенциала Y_s , создающих встроенное электрическое поле на поверхности $\mathcal{E}_s$ (рисунок 1.11). При контакте с металлом это поле будет экранировать действие контактного поля, обусловленного термоэлектронной эмиссией. В ре-

зультате может измениться не только величина Φ_B , но и тип контакта (ожидали запиорный, а получили антизапиорный). Все диоды Шоттки реализуются на n —полупроводнике, в частности, для Si, GaAs и GaP, заряд акцепторных поверхностных уровней обеспечивает величину барьера и не зависит существенно от работы выхода металла.

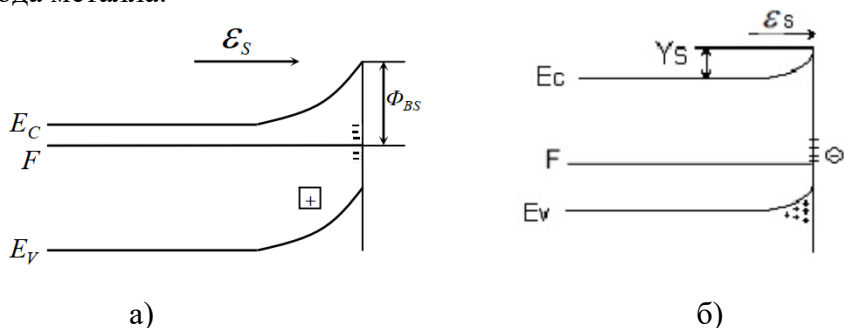


Рисунок 1.11 — Влияние акцепторных поверхностных состояний в n и p —полупроводнике а) эксклюзия основных носителей заряда и образование обедненного слоя б) аккумуляция ОНЗ и образование обогащенного слоя

2) Влияние сил зеркального изображения.

Поток термоэмиссии электронов из металла в полупроводник создает дополнительное электрическое поле, вызванное силами зеркального изображения (рисунок 1.12).

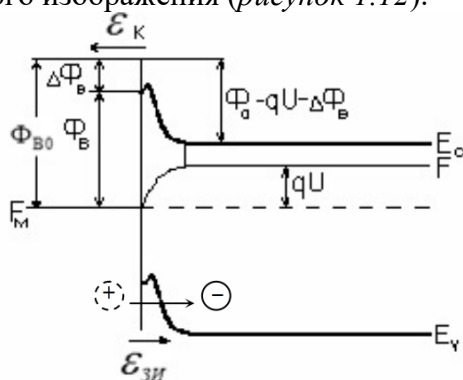


Рисунок 1.12 — Энергетическая диаграмма запиорного контакта с учетом эффекта Шоттки в прямом смещении

Это поле направлено против контактного и понижает величину барьера Φ_{B0} плюс соответствует обратному, а минус — прямому смещению. Так как $\Delta\Phi$ уменьшается с ростом прямого смещения, то j_{np} растет медленней с напряжением, чем экспонента U/φ_T . В первом приближении этот эффект учитывают введением коэффициента неидеальности m . В обратном смещении наблюдается увеличение обратного тока с ростом обратного напряжения.

3) Наличие туннельнопрозрачного диэлектрического слоя. При толщине окисла порядка 10^{-7} см носители проскакивают этот барьер без изменения энергии (туннелируют). В результате часть потенциала смещения падает на диэлектрике, и для отражения этого вводят коэффициент неидеальности

4) Генерация носителей заряда в ОПЗ контакта при обратном смещении. При обратном смещении ОПЗ расширяется и генерируемые в этой области электронно—дырочные пары разделяются полем ОПЗ и создают в цепи дополнительный ток I_{G0} . Поэтому обратный ток будет определяться суммой надбарьерного тока из металла плюс ток термогенерации. Этот эффект также приводит к росту обратного тока с увеличением напряжения при малом времени жизни в полупроводнике.

1.3. Порядок выполнения экспериментальных исследований

В ходе выполнения экспериментальных исследований необходимо выполнить измерения следующих характеристик контакта МП:

- вольтамперную характеристику прямой ветви;
- вольтамперную характеристику обратной ветви.

1.3.1. Экспериментальное исследование прямой ветви контакта МП.

1.3.1.1. Собрать на лабораторном стенде (см. Приложение А) схему для исследования выпрямительного диода Шоттки VD1 на постоянном токе в соответствии с принципиальной схемой, изображённой на рисунке 1.13. В качестве источника электропитания использовать регулируемый источник постоянного напряжения E4 (0...12 В) с модуля питания. Для измерения тока включить миллиамперметр или мультиметр постоянного тока с пределом 100 мА. Для измерения анодного напряжения использовать мультиметр. Последовательно с диодом включить токоограничивающий резистор R1 номиналом 150 Ом.

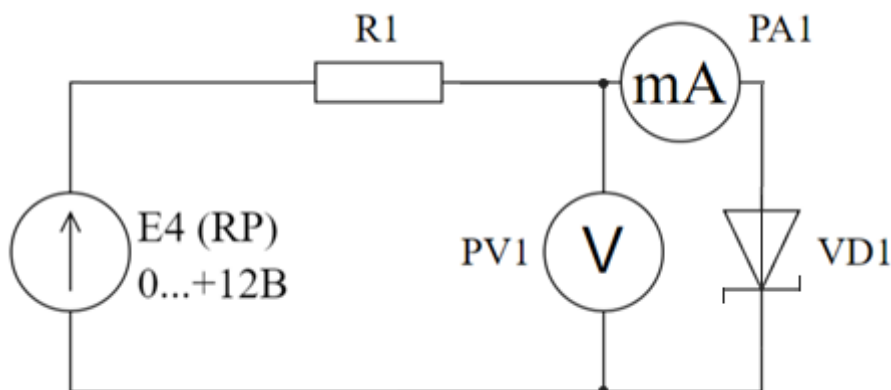


Рисунок 1.13 — Принципиальная схема лабораторной установки для измерения ВАХ контакта МП

1.3.1.2. Измерить вольтамперную характеристику диода Шоттки на постоянном токе для прямой ветви путем регулирования напряжения на выходе источника питания E4 в диапазоне 0...12В. Результаты измерений занести в таблицу 1.1.

Через испытуемый диод VD1 генератором напряжения E4 (RP) задается прямой ток. Прямое падение напряжения измеряется высокоомным вольтметром постоянного тока PV1, подключенным непосредственно к диоду. При таком подключении прямой ток, измеряемый миллиамперметром PA1, равен сумме токов, протекающих через испытуемый диод и вольтметр.

1.3.1.3. По результатам измерений построить графики зависимости $I_{np}(U_{np})$ диода. Начальные участки ВАХ (до 30мкА) строить отдельно. По данным табл.1.1 построить графики зависимости $\ln I_{np}(U_{np})$.

1.3.2. Экспериментальное исследование обратной ветви контакта металл–полупроводник

1.3.1.1. Собрать схему для снятия обратной ветви ВАХ диода Шоттки VD1, изменив полярность диода (см. рис. 1.13), т.е. при подключении диода в «обратном» положении.

1.3.1.2. Измерить вольтамперную характеристику диода Шоттки на постоянном токе для обратной ветви — для снятия характеристик регулировать напряжение на выходе источника питания. Результаты измерений занести в таблицу 1.2, по которой построить обратную ветвь ВАХ. Через испытуемый диод VD1 генератором напряжения E4 (RP) задается обратное напряжение. Обратное падение напряжения измеряется вольтметром постоянного тока, подключенным непосредственно к диоду PV1. При таком подключении обратный ток, измеряемый микроамперметром PA1. При исследовании обратной ветви вольтамперной характеристики миллиамперметр PA1 включен последовательно с диодом и измеряет его обратный ток, а вольтметр PV1 измеряет суммарное падение напряжения на миллиамперметре и диоде. Однако, при обратном смещении в допробойной области через диод Шоттки протекают малые токи, создающие незначительные падения напряжения на низкоомном микроамперметре. Этим падением напряжения можно пренебречь по сравнению с падением напряжения на обратносмещенном диоде Шоттки, считая, что вольтметр показывает обратное напряжение на диоде.

По данным таблицы 1.2 построить графики зависимости $I_{обр}(U_{обр})$ для диода Шоттки.

Таблица 1.1 — Результаты для прямой ветви ВАХ

I_{np} , мкА	1	3	10	30	100	300	1000	3000	10000
U_{np} , В									

Таблица 1.2 — Результаты для обратной ветви ВАХ

$U_{\text{обр}},$ В	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$I_{\text{обр}},$ мкА												

1.4. Содержание отчета по лабораторной работе

Отчет по лабораторной работе должен содержать следующее:

- титульный лист;
- цель работы;
- схему лабораторной установки для исследование прямой ветви ВАХ;
- схему лабораторной установки для исследование обратной ветви ВАХ;
- результаты измерения прямой и обратной ветвей ВАХ;
- подробные выводы.

1.5. Контрольные вопросы

1.5.1. Вопросы для допуска к работе

- 1.5.1.1. Объясните понятие работа выхода.
- 1.5.1.2. Что такое термоэлектронная эмиссия?
- 1.5.1.3. Объясните понятие термодинамическая работа выхода.
- 1.5.1.4. Что позволяет определить формула Ричардсона – Дэшмана?
- 1.5.1.5. Поясните схемы термоэмиссии из металла и полупроводника.
- 1.5.1.6. В чем отличие в концентрации подвижных носителей в полупроводнике в зоне проводимости, в валентной зоне и в металле?
- 1.5.1.7. Что называют электрохимическим потенциалом?
- 1.5.1.8. При каком типе контакта МП появляется запирающий слой.
- 1.5.1.9. Что формирует контактное поле при контакте МП?
- 1.5.1.10. Поясните отличие в глубине проникновения поля в металл и полупроводник.

1.5.2. Вопросы для подготовки к защите

1.5.2.1. Нарисуйте энергетическую диаграмму запиорного контакта МП.

1.5.2.2. Каковы свойства контакта металл полупроводник?

1.5.2.3. Область применения запиорного контакта МП.

1.5.2.4. Область применения антизапиорного контакта МП.

1.5.2.5. Инверсия типа проводимости в приконтактной области или образование физического р-п перехода.

1.5.2.6. Вырождение полупроводника в приконтактной области.

1.5.2.7. Объясните вид ВАХ диода Шоттки?

1.5.2.8. Объяснить построение энергетических диаграмм контакта металл полупроводник перехода при равновесии, прямом и обратном смещении.

1.5.2.9. В чем отличие ВАХ реального контакта металл — полупроводник?

1.5.2.10. Вырождение полупроводника в приконтактной области.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2 «ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ»

2.1. Цель работы

Целью лабораторной работы исследовать механизмы прохождения носителей заряда в р-п переходе по результатам вольт-амперных характеристик диодов. Определить диффузионный потенциал.

2.2. Теоретический раздел

Плоскостные р-п переходы играют важную роль в современной электронике как самостоятельные изделия (диоды), так и для понимания работы других полупроводниковых приборов. Теория плоскостных р-п переходов лежит в основе объяснения работы полупроводниковых приборов. Основы теории плоскостных р-п переходов были заложены Шокли и развиты Саа, Нойсом и Шокли, а также Моллом. Электронно — дырочный (р-п) переход в кристалле полупроводника обычно создают изменением типа проводимости кристалла вдоль одного выбранного направления, например, введением примесей акцепторного типа в полупроводник n-типа проводимости.

2.2.1. ВАХ р-п перехода по Шокли

Рассмотрим контакт полупроводников n-типа и р-типа. Энергетическая диаграмма в одномерном случае в равновесном состоянии изображена на рис.2.1а, где F — уровень Ферми; E_i — уровень, соответствующий уровню Ферми в собственном полупроводнике; E_c , E_v — уровни, соответствующие дну зоны проводимости и потолку валентной зоны; Ψ — диффузионный потенциал. В электронном полупроводнике основными носителями заряда являются электроны, а неосновными — дырки. В дырочных полупроводниках наоборот: основные носители — дырки, неосновные — электроны. Вследствие **разности работы выхода электронов** из n- и р-типа полупроводников возникает **двойной заряженный слой неподвижных ионов**: положительный заряд

доноров в n-областях и отрицательный заряд акцепторов в p-области.

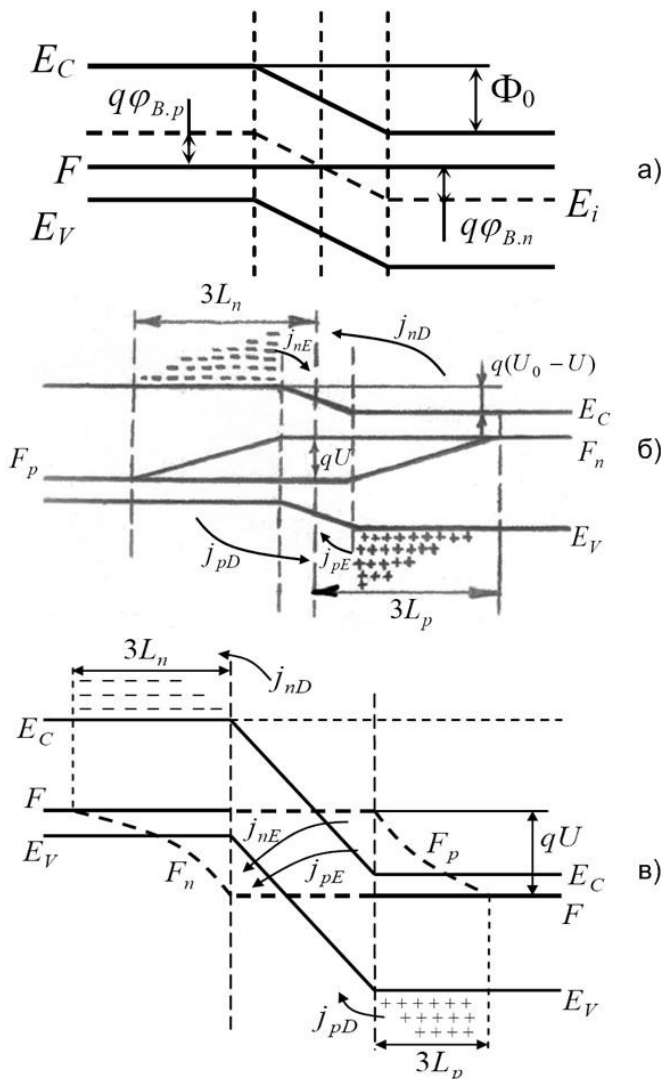


Рисунок 2.1 — Энергетические диаграммы p-n перехода:
а — равновесие, б — прямое смещение, в — обратное смещение

Этот двойной заряженный слой образует **электрическое поле**, создающее **потенциальный барьер** (диффузионный потенциал; для дырок и электронов). В состоянии равновесия процесс диффузии носителей заряда уравнивается дрейфом их в электрическом поле в противоположном направлении, и на границах области объёмного заряда устанавливается равновесная концентрация неосновных носителей (2.1).

$$\begin{aligned} n_{p0} &= n_{n0} \exp\left(-\frac{\Psi}{\varphi_i}\right); \quad n_{n0} = N_{D0}; \\ p_{n0} &= p_{p0} \exp\left(-\frac{\Psi}{\varphi_i}\right); \quad p_{p0} = N_A; \\ \Psi &= \varphi_i \frac{\ln(N_D \cdot N_A)}{n_i^2}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где n_{n0} , p_{p0} — равновесные концентрации основных носителей заряда в n и p областях соответственно;

n_{p0} , p_{n0} — равновесные концентрации неосновных носителей заряда в p и n областях соответственно;

φ_i — тепловой потенциал: $\frac{kT}{q} = \varphi_i$,

где q — заряд электрона;

k — постоянная Больцмана;

T — температура в Кельвинах.

Приконтактная область, обеднённая подвижными носителями заряда (**область пространственного заряда (ОПЗ)** или заборный слой) и называется p-n переходом. В теории Шокли считается, что заряд подвижных носителей в ОПЗ p-n перехода пренебрежимо мал. Кроме того, принимается, что ОПЗ имеет резкие границы по обе стороны от контакта. Электрически нейтральные области полупроводника, расположенные вне границ p-n перехода, называются **базами диода**.

При приложении разности потенциалов U к p-n переходу в прямом направлении потенциальный барьер уменьшается, то

есть уменьшается напряжённость электрического поля в запертом слое р-п перехода. В этом случае процесс диффузии носителей заряда через р-п переход становится преобладающим, и на границах запертого слоя концентрация увеличивается:

$$n_p = n_{n0} \exp\left(-\frac{\Psi - U}{\varphi_t}\right), \quad (2.2)$$

$$p_n = p_{p0} \exp\left(-\frac{\Psi - U}{\varphi_t}\right). \quad (2.3)$$

Увеличение концентрации неосновных носителей заряда под действием напряжения, приложенного к р-п переходу, называется **инжекцией**.

Согласно теории Шокли электрическое поле в базах диода практически отсутствует. При приложении напряжения к диоду, основная его часть падает на р-п переходе. Так как концентрация неосновных носителей заряда в глубине полупроводника определяется выражением (2.1); а на границе р-п перехода концентрация их больше (2.2) и (2.3), то начинается процесс диффузии от границы р-п перехода в область базы диода. Дырки диффундируют вглубь п-области, а электроны вглубь р-области. При этом уходящие электроны из п области (диффузия, обусловленная градиентом энергии и концентрации) оставляют на своем месте нескомпенсированные **заряды неподвижных ионов доноров**. Поток валентных электронов из п-области занимает вакантные энергетические состояния в валентной зоне р-области, тем самым, нарушая электронейтральность, и встраивает отрицательный **заряд неподвижных ионов акцепторов**. Поток валентных электронов из п-области можно также характеризовать диффузионным потоком дырок (положительных квазичастиц) из р-области в п-полупроводник. Поле, индуцированное ОПЗ, будет препятствовать диффузионному перемещению подвижных носителей. По истечению времени диэлектрической релаксации (время Максвелла), то есть практически мгновенно устанавливается диффузионно-дрейфовое равновесие $j_{\Sigma} = j_{nD} + j_{nE} + j_{pD} + j_{pE} = 0$.

Термин "квазинейтральная база" не означает, что поле полностью отсутствует в базах диода. В базах диода всегда имеется поле, но оно на порядки ниже, чем в ОПЗ. Однако это малое поле достаточно для поддержания дрейфового тока основных носителей заряда, концентрация которых на порядки больше неосновных.

В окончательном виде ток через р-п переход описывается выражением:

$$I_q = S \left(\frac{q \cdot L_p \cdot p_{n0}}{\tau_p} + \frac{q \cdot L_n \cdot n_{p0}}{\tau_n} \right) \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{\phi_t}\right) - 1 \right) = I_{q0} \left(\exp\left(\frac{U}{\phi_t}\right) - 1 \right) \quad (2.4)$$

где L_p, L_n — диффузионные длины неосновных носителей заряда; τ_p, τ_n — время жизни носителей заряда; S — площадь р-п перехода.

Диффузионная длина, время жизни и коэффициент диффузии связаны соотношением: $L = \sqrt{D\tau}$, при $U > (2...3) \phi_t$ уравнение (2.4) можно записать в виде:

$$I_q = I_{q0} \cdot \exp\left(\frac{U}{m_1 \cdot \phi_t}\right), \quad (2.5)$$

где $m_1=1$.

Формула (2.4) справедлива и при отрицательных смещениях на р-п переходе. При $|U| > (2...3) \phi_t$ ток через р-п переход стремится к насыщению. Из анализа выражения (2.4) следует, что дырочная и электронная составляющая тока диода пропорциональны концентрациям неосновных носителей в п- и р-областях соответственно.

При $p_n \gg n_p$, что соответствует сильнолегированной р-области и слаболегированной п-области, (р⁺-п переход), можно пренебречь инжекцией электронов, в случае противоположного неравенства ($n_p \ll p_n$) можно считать пренебрежимо малой дырочную компоненту.

Энергетические диаграммы р-п перехода при прямом и обратном смещении изображены на рис.2.1б и рис.2.1в, где F_n и F_p **квазиуровни Ферми** для электронов и дырок соответственно. Распределение токов и концентраций носителей зарядов в прямом и обратном смещениях представлены на рис. 2.2.

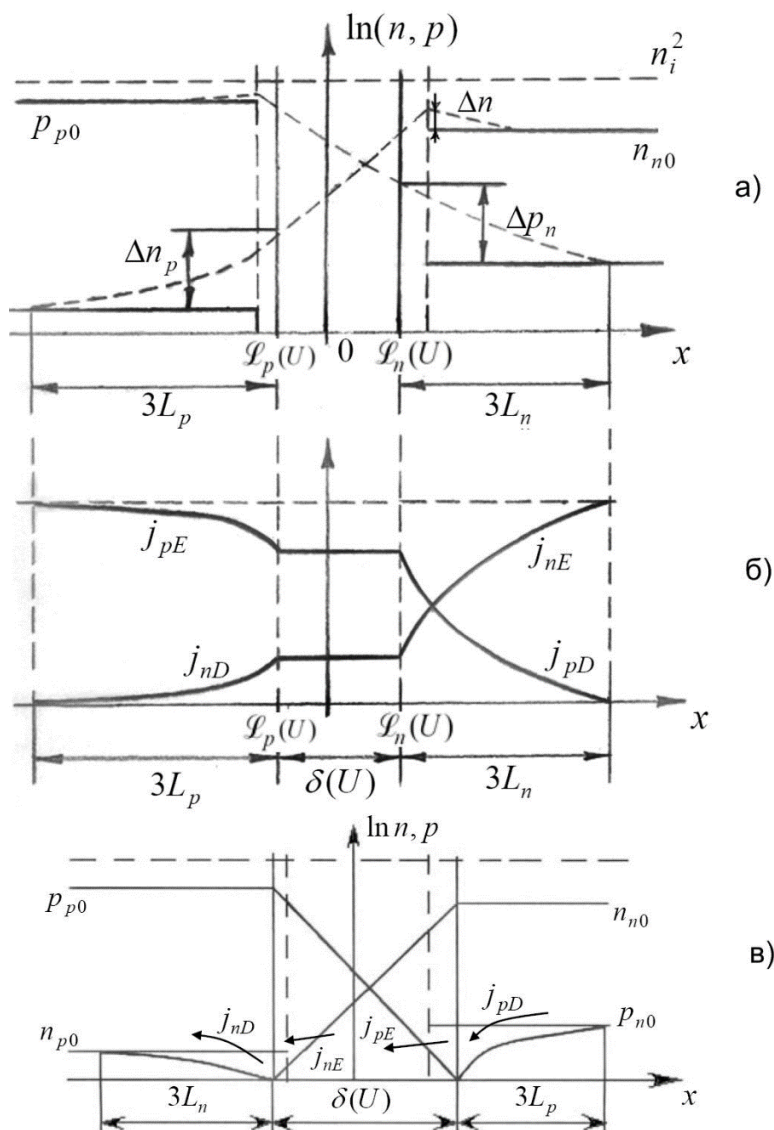


Рисунок 2.2 — (а) распределение концентрации носителей заряда (— стационарное состояние, --- прямое смещение); (б) распределение токов в р-п переходе при прямом смещении; (в) распределение концентрации носителей заряда при обратном смещении р-п перехода

2.2.2. Основные недостатки теории Шокли

Во-первых, не учитываются генерация и рекомбинация носителей заряда в обеднённой области р-п перехода. Для полупроводников с большой шириной запрещённой зоны в режиме малых уровней инжекции (т.е. при концентрации неравновесных носителей, не превышающей концентрацию равновесных основных носителей заряда) такое пренебрежение недопустимо.

Во-вторых, в режиме больших уровней инжекции (БУИ) когда концентрация неосновных носителей сравнима и превышает концентрацию равновесных основных носителей, нельзя пренебрегать модуляцией проводимости базы. Это эффект ведёт к изменению зависимости концентрации неосновных носителей от напряжения, и, следовательно, изменяет вид ВАХ р-п перехода.

Кроме того, при больших плотностях тока падение напряжения на базе диода возрастает настолько, что им уже нельзя пренебречь по сравнению с падением напряжения на переходе. Таким образом, приложенное к диоду напряжение перераспределяется между р-п переходом и базой диода.

Вследствие появления значительного поля в базе диода при больших токах необходимо учитывать дрейфовую составляющую тока, пропорциональную напряжённости электрического поля и возрастающую с ростом тока.

2.2.3. ВАХ р-п перехода по Саа—Нойсу—Шокли

Эта теория учитывает процессы генерации и рекомбинации носителей заряда в запиорном слое р-п перехода, а также токи поверхностных каналов.

Рассмотрим ток, обусловленный генерацией и рекомбинацией носителей заряда в объёме обеднённой области р-п перехода. Возбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости может происходить не только за счёт непосредственного переброса электронов из валентной зоны в зону проводимости, но и через уровни, расположенные внутри запрещённой зоны. Та-

кие уровни, которые способны временно принять электрон, а затем перебросить его или обратно в валентную зону или в зону проводимости, называются **рекомбинационными центрами**.

Такого рода центры могут происходить за счёт дислокаций, чужеродных атомов или других дефектов. Если концентрация дефектов достаточно мала и природа их одинакова, то они образуют один энергетический уровень в запрещённой зоне. Эффективность ловушек максимальна, если их энергетический уровень расположен в середине запрещённой зоны. В этом случае вероятность захвата электрона ловушкой, а затем этим центром дырки (то есть акт рекомбинации носителей заряда) оказывается значительно выше, чем в случае непосредственной рекомбинации типа зона—зона. Поэтому в узком запорном слое p-n перехода можно пренебречь непосредственной рекомбинацией заряда, но необходимо учитывать рекомбинацию через уровни захвата.

Скорость рекомбинации, то есть число актов рекомбинации в единицу времени в единице объёма, для неравновесного, но установившегося состояния, согласно статистики Шокли—Рида, может быть выражена следующим образом:

$$\sigma = \frac{p \cdot n - n_i^2}{(n + n_i) \cdot \tau_{p0} + (p + p_i) \cdot \tau_{n0}},$$

$$n_i = n_i \cdot \exp \frac{E_t - E_i}{kT}; \quad p = n_i \cdot \exp \frac{\varphi_t - \varphi_i}{\varphi_i}, \quad (2.6)$$

$$p_i = n_i \cdot \exp \frac{E_i - E_t}{kT}; \quad n = n_i \cdot \exp \frac{\varphi_i - \varphi_t}{\varphi_i},$$

где σ — скорость рекомбинации;

n_i — концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике;

E_t — энергия уровня захвата;

E_i, φ_i — энергия и потенциал уровня Ферми в собственном полупроводнике соответственно;

φ_t, φ_p — потенциал квазиуровня Ферми для электронов и дырок;

τ_{po}, τ_{no} , — время жизни носителей заряда в вырожденном полупроводнике n- и p- типе соответственно.

Рекомбинационно — генерационный ток в области объёмного заряда получается интегрированием скорости рекомбинации по всему слою. Для одномерного случая:

$$I_{об.з} = q \cdot S \int_0^d \sigma \cdot dx, \quad (2.7)$$

где d — ширина p-n перехода: S — площадь p-n перехода.

При обратных смещениях ($U/\varphi_i \gg 1$), когда концентрация носителей в заборном слое близка к собственной, процессы рекомбинации практически прекращаются, так как любая пара носителей образованная в результате тепловой генерации, тут же уносится сильным полем p-n перехода за его пределы и ток определяется практически только генерационными процессами.

Ток генерации в объёме области пространственного заряда равен:

$$I_{об.ген} = \frac{q \cdot d \cdot n_i \cdot S}{2\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}} \cdot ch\left(\frac{E_t - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}\right)\right)} = \frac{q \cdot d \cdot n_i \cdot S}{2\tau_{эфф}} \quad (2.8),$$

где $d = \left[\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 (\Psi - U)}{q \cdot N_B} \right]^{\frac{1}{2}}$ — для резкого перехода, то есть для перехода с резким перепадом концентрации примеси противоположного типа на границе $p^+ - n$ областей ($p^+ \gg n$);

$$d = \left[\frac{12 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 (\Psi - U)}{q \cdot dN/dx} \right]^{\frac{1}{3}} \quad \text{— для перехода с линейным распределением примеси в заборном слое (плавный переход).}$$

Таким образом, можно записать (при $|U| \gg \psi$):

$$I_{об.ген} = A \cdot U^{\frac{1}{n}}, \quad (2.9)$$

где $n = 2$ — для резкого перехода: $A = (2\varepsilon \cdot \varepsilon_0)^{\frac{1}{2}} (q \cdot N_B)^{-\frac{1}{2}}$,

$n = 3$ — для плавного перехода : $A = (12\varepsilon \cdot \varepsilon_0)^{\frac{1}{3}} (q^2 \cdot \frac{dN}{dx})^{-\frac{1}{3}}$.

Из формулы (2.9) следует, что в отличие от Шоклиевской ее составляющая генерационная компонента тока не насыщается с увеличением напряжения. При прямых смещениях ток определяется рекомбинационными процессами и выражение его можно найти, решая интеграл (2.7):

$$I_{об-рек} = \frac{q \cdot d \cdot n_i \cdot S \cdot 2 \cdot sh\left(\frac{U}{2\varphi_t}\right)}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}} \cdot \frac{\Psi - U}{\varphi_t}} \cdot f(b), \quad (2.10)$$

$$\text{где } f(b) = \int_0^{\infty} (z^2 + 2 \cdot b \cdot z + 1)^{-1} dz,$$

$$b = \exp\left(-\frac{U}{2\varphi_t}\right) \cdot ch\left(\frac{E_t - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}\right).$$

Для прямых смещений при напряжениях выше нескольких φ_t с большой степенью точности можно записать:

$$2sh \frac{U}{2\varphi_t} \approx \exp \frac{U}{2\varphi_t}. \quad (2.11)$$

Поэтому, учитывая равенство (2.11), выражение для тока рекомбинации в запирающем слое p-n перехода можно аппроксимировать выражением:

$$I_{об-рек} = B \cdot \exp \frac{U}{m_2 \varphi_t},$$

где m_2 находится в пределах $1 < m_2 < 2$.

Подобным образом можно рассматривать генерационно—рекомбинационный ток на поверхности запирающего слоя p-n перехода:

$$I_{нов} = q \cdot L_s \cdot \int_0^d \sigma_s dx \quad (2.12)$$

где L_s — периметр области рекомбинации—генерации;

σ_s — число актов рекомбинации—генерации в единицу времени на единице площади поверхности объёмного заряда.

Для обратных смещений можно получить следующее выражение:

$$I_{нов_ген} = \frac{q \cdot d \cdot n_i \cdot L_S \cdot \sqrt{\sigma_{p0} \cdot \sigma_{n0}}}{2 \cdot ch \left(\frac{E_t - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sigma_{n0}}{\sigma_{p0}} \right) \right)} = q \cdot d \cdot n_i \cdot L_S \cdot \sigma_{эфф}, \quad (2.13)$$

где σ_{no} , σ_{po} — скорости поверхностной рекомбинации электронов и дырок на поверхности полупроводники р— и п—типа соответственно при слабом нарушении равновесия.

Аналогично току объёмной генерации выражение (2.13) можно представить в виде:

$$I_{нов_ген} = D \cdot U^{\frac{1}{n}}.$$

При прямых смещениях ток поверхностной рекомбинации определяется равенством:

$$I_{нов_ген} = \frac{q \cdot d \cdot n_i \cdot L_S \cdot \sqrt{\sigma_{p0} \cdot \sigma_{n0}}}{\frac{\Psi_s - U}{\varphi_t}} \cdot f(b_s) \cdot \exp\left(\frac{U}{2\varphi_t}\right), \quad (2.14)$$

где ψ_s — диффузионный потенциал на поверхности р-п перехода; $f(b_s)$ — определяется также, как $f(b)$ путём замены ψ на ψ_s и отношения τ_{po}/τ_{no} отношением U_{no}/σ_{po} .

Выражение (2.14) можно аппроксимировать равенством:

$$I_{нов.рек.} = c \cdot \exp \frac{U}{m_3 \varphi_t},$$

где $1 < m_3 < 2$.

Выясним роль заряда, адсорбированного на поверхности полупроводника. В качестве примера рассмотрим энергетическую диаграмму дырочного полупроводника, на поверхности которого адсорбирован положительный заряд (рис.2.3).

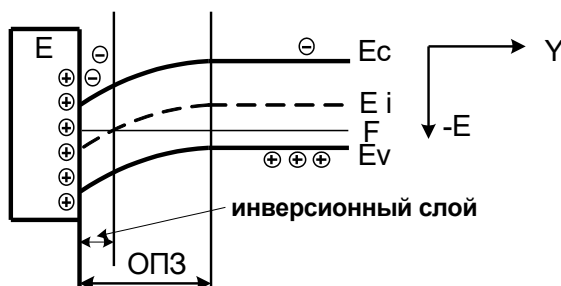


Рисунок 2.3 — Образование приповерхностного инверсного слоя

Под действием адсорбированного заряда в объёме полупроводнике вблизи поверхности возникает электрическое поле, которое создаёт потенциальный барьер для дырок, имеющих составляющую скорости, направленную перпендикулярно поверхности. Таким образом, у поверхности возникает изгиб зон, и адсорбированный положительный заряд компенсируется отрицательным зарядом акцепторов и избыточным зарядом свободных электронов. В результате изгиба зон уровень Ферми у поверхности поднимается относительно уровня E_v : концентрация основных носителей заряда уменьшается, а неосновных увеличивается. Если уровень Ферми оказывается выше середины запрещённой зоны, изгиб зон сопровождается **инвертированием типа проводимости** вблизи поверхности.

Рассмотрим p^+-p переход, на поверхности которого адсорбирован положительный заряд (рис.2.4). В p^+ -области этот заряд практически не изменяет поверхностную концентрацию свободных носителей, поскольку это высоколегированная область. В p -области достаточно большой положительный заряд может привести к инвертированию типа проводимости вблизи поверхности. Такие инверсные слои называются **каналами**, а токи, протекающие через переход, который образуется между инверсным слоем и соседней областью, канальными токами. Зонные диаграммы поверхности p - n перехода при образовании каналов показаны на рис.2.5.

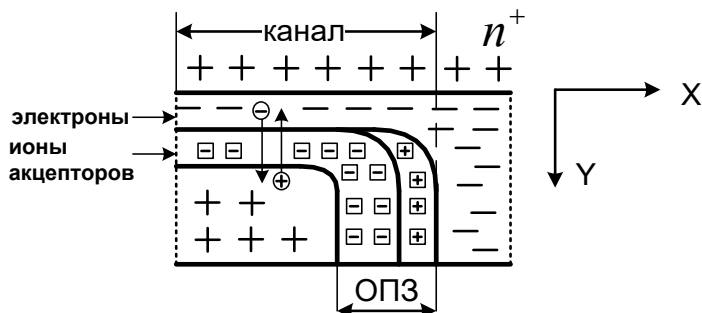


Рисунок 2.4 — Структура р-n⁺ перехода при образовании канала

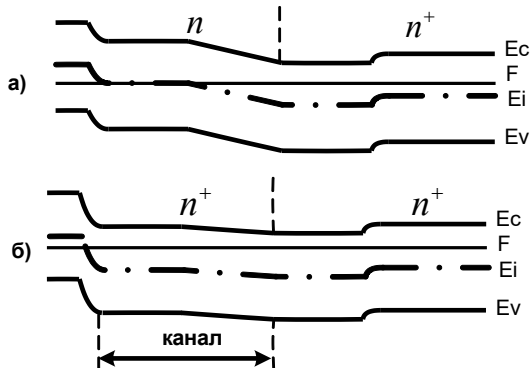


Рисунок 2.5 — Зонные диаграммы р-n перехода при наличии положительного заряда на его поверхности:
а — величина заряда соответствует началу инверсии;
б — образование канала

С образованием каналов увеличивается площадь р-n перехода, что приводит к возрастанию обратного тока, протекающего через него при запирающем смещении. В случае смыкания канала с омическим контактом и при большой плотности поверхностного заряда р-n переход оказывается, как бы зашунтированным сопротивлением с большой проводимостью Y , поэтому зависимость канального тока от величины обратного смещения линейна в большом интервале напряжений. В этом случае обратный канальный ток равен: $I_{\text{кан.обр.}} = Y \cdot U^k$, где $k = 0,7 + 1$.

При прямом смещении канал имеет некоторую эффективную длину. Это связано с тем, что вдоль канала течёт ток и создаёт падение напряжения на нём. В результате напряжение, которое падает на р-п переходе между инверсным слоем и р-областью (рис.2.4), оказывается неравномерно распределённым вдоль канала. В общем случае можно записать:

$$I_{\text{кан_пр.}} = I_{k0} \cdot \exp \frac{U}{m_4 \varphi_t}, \text{ при } \frac{U}{m_4} > (2..3) \varphi_t.$$

Величина m_4 лежит в пределах $2 < m_4 < 4$, но может достигать значений больше 4. Обычно принимают $m_4 = 4$.

2.2.4. р-п переход на БУИ

На БУИ проявляются следующие эффекты:

1. Модуляция проводимости базы диода (увеличение)
2. Возникновение диффузионного электрического поля, вызывающего дрейфовый ток неосновных носителей заряда (ННЗ) и увеличение эффективного коэффициента диффузии ННЗ.
3. Увеличение времени жизни и диффузионной длины.
4. Ослабление потенциальной зависимости тока через р-п переход за счёт падения напряжения на омическом сопротивлении базы.
5. Снижение эффективности p^+ -п перехода с ростом уровня инжекции. Уровень инжекции определяется как отношение концентрации неравновесных носителей в базе к концентрации равновесных основных носителей заряда на границе р-п перехода.

Для p^+ -п перехода **уровень инжекции** равен:

$$Z = \frac{P(U)}{n_{n0}} = \frac{P(U)}{N_D}.$$

2.2.4.1. Модуляция проводимости базы

На БУИ $Z > 1$ инжектированные дырки за время релаксации $\tau_M = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \rho_B$ нейтрализуются основными носителями заряда. В результате увеличивается концентрация как ННЗ, так и ОНЗ, а, следовательно, увеличивается проводимость (рис.2.6).

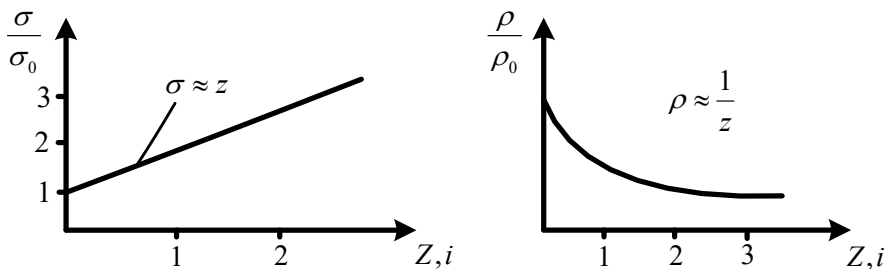


Рисунок 2.6 — Увеличение проводимости и удельного сопротивления базы с ростом уровня инжекции

$$\sigma = q \cdot \mu_n \cdot n + q \cdot \mu_p \cdot p,$$

$$p = p_{n0} + \Delta p \approx \Delta p, \text{ т.к. } \Delta p \gg p_{n0},$$

$$n = N_D + \Delta p,$$

$$\sigma = q^n (N_D + \Delta p) + q \cdot \Delta p \cdot \mu_p = \sigma_0 \left[1 + \frac{\Delta p}{N_D} + \frac{\mu_p}{\mu_n} + \frac{p}{N_D} \right] = \sigma_0 \left[1 + Z \left(1 + \frac{1}{b} \right) \right]$$

где $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$.

2.2.4.2. Возникновение диффузионного тянущего поля

На БУИ нарушается квазинейтральность базы и необходимо учитывать как диффузионный, так и дрейфовый ток ННЗ. Распределение концентрации носителей заряда в базе для этого случая отражено на рис.2.7.

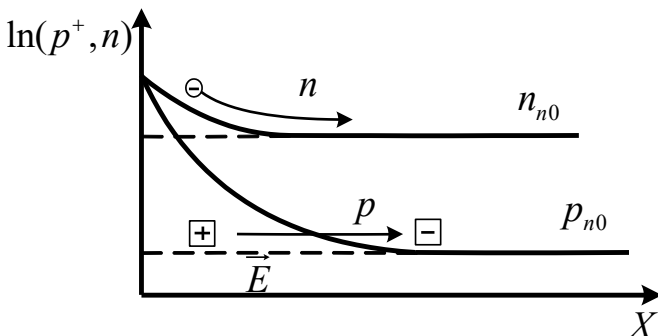


Рисунок 2.7 — Распределение концентрации на БУИ и возникновение диффузионного поля

Для нейтрализации заряда дырок электроны должны иметь подобное распределение. Следовательно, в базе возникает градиент концентрации ОНЗ. Под действием этого градиента электроны за счёт диффузии будут уходить вглубь базы, создавая избыточный положительный заряд у границы р-п перехода и избыточный отрицательный в базе. Эти заряды и создают диффузионное поле, которое препятствует дальнейшему скатыванию электронов, и устанавливают стационарное состояние с установившимся градиентом концентрации ОНЗ. Диффузионное поле может иметь значительную величину. Поэтому необходимо учитывать дрейфовый ток ННЗ наряду с диффузионным.

$$j_p = -q \frac{dp}{dx} D_p \left[1 + \frac{p}{p + N_D} \right] = q \frac{dp}{dx} \left[1 + \frac{Z}{Z + 1} \right] D_p = -q \cdot D_{eff} \cdot \frac{dp}{dx},$$

$$D_{eff} = D_p \left[1 + \frac{Z}{Z + 1} \right].$$

Учет дрейфового тока ведет к увеличению эффективного коэффициента диффузии при описании ВАХ с помощью диффузионных токов (рис.2.8). При $Z = 10$ $D_{eff} \approx 2D$, это означает, что половина тока переносится диффузией дырок, а половина — дрейфом.

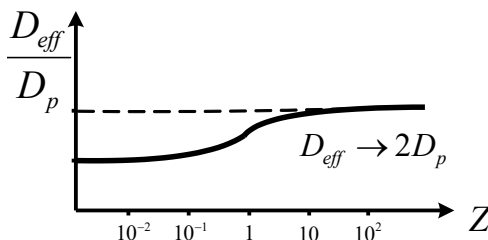


Рисунок 2.8 — Зависимость эффективного коэффициента диффузии от уровня инжекции

2.2.4.3. Увеличение времени жизни и диффузионной длины

Будем для наглядности считать, что рекомбинация в базе осуществляется через акцепторные ловушки, которые могут находиться в двух состояниях в отрицательном (захват элек-

трона) и нейтральном (захват дырки). На малых уровнях инжекции в n —базе $\Delta p \ll n_{no}$ темп рекомбинации определяется только временем захвата дырки и время жизни отделяется τ_p (рис.2.9), так как все ловушки забиты электронами, и длительность акта рекомбинации определяется временем захвата дырки. На БУИ ($\Delta p \gg n_{no}$) ловушки насыщены дырками (электроны с ловушечных центров упали на дырки в валентную зону, которых стало много) и время акта рекомбинации увеличивается. Чтобы произошёл акт рекомбинации, необходимо время для захвата электрона из зоны проводимости на ловушечный центр и время захвата этим центром дырки из валентной зоны. Следовательно, на БУИ $\tau \approx \tau_p + \tau_n$.

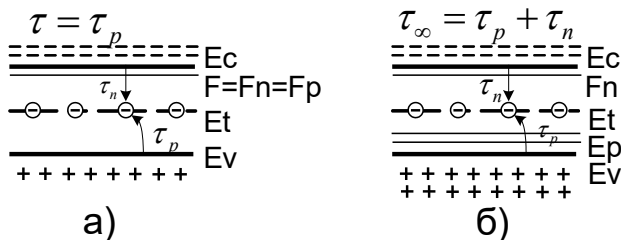


Рисунок 2.9 — Схема рекомбинационных процессов в n -базе на МУИ (а) и БУИ (б)

Изменение зарядового состояния ловушечных центров на БУИ снижает их рекомбинационные свойства. Статистика Шокли—Рида для одноуровневых центров даёт следующую зависимость времени жизни от уровня инжекции (рис.2.10).

$$\tau = \tau_p \frac{a + b \cdot Z}{c + d \cdot Z}, \text{ где } b > d.$$

Увеличение эффективного коэффициента диффузии (за счёт поля) и времени жизни приводит к увеличению диффузионной длины с ростом уровня инжекции (рис.2.11).

$$L(z) = \sqrt{D(Z) \cdot \tau(Z)}$$

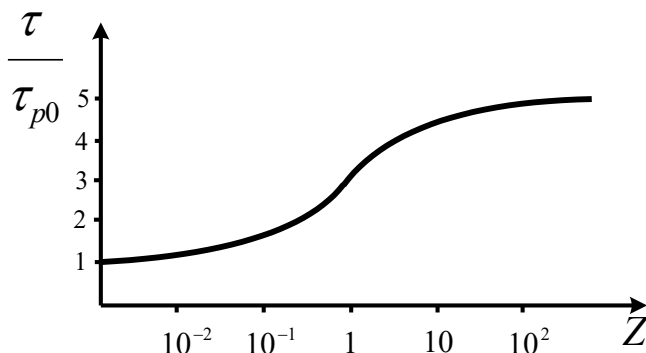


Рисунок 2.10 — Зависимость времени жизни (рекомбинация на глубоких ловушках) от уровня инжекции

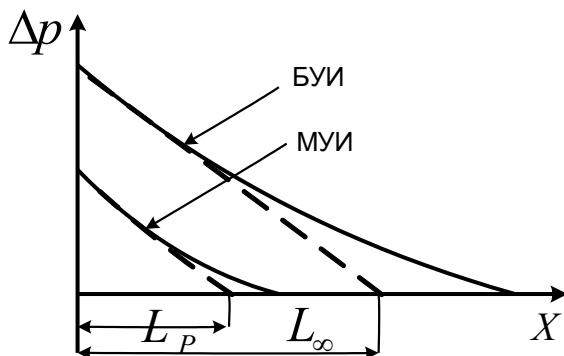


Рисунок 2.11 — Распределение концентрации ННЗ на МУИ и БУИ

2.2.4.4. Ослабление потенциальной зависимости тока через р-п переход

Концентрация носителей в плоскости р-п переход — квазинейтральная база определяется напряжением U_j . При высоких уровнях инжекции внешнее напряжение перераспределяется между р-п переходом и базой (рисунок 2.12):

$$U = U_j + U_B,$$

где U_B — падение напряжения в базовой области. Оно складывается из падения напряжения U_D , обеспечивающее поддержание градиента концентрации ОНЗ и омического падения напряжения на немодулированном участке базы и контактах.

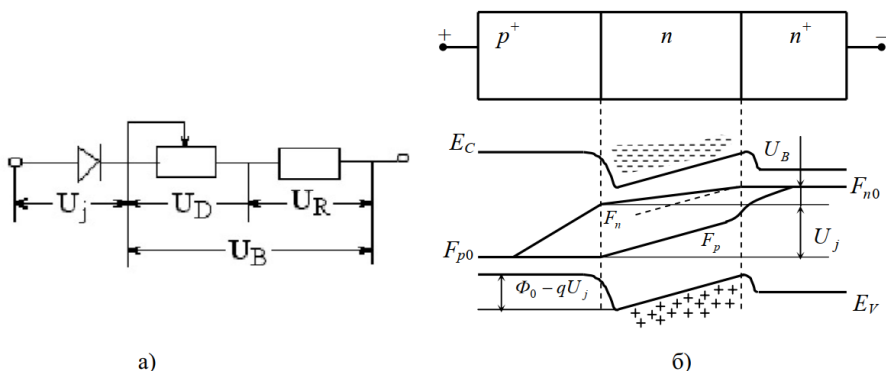


Рисунок 2.12 — Эквивалентная схема (а) и энергетическая диаграмма p-n перехода на больших уровнях инжекции (б)

На БУИ внешнее напряжение источника делится между p-n переходом и базой. Часть падения напряжения на базе как раз и создаёт диффузионное поле. Расчет показывает, что на БУИ половина внешнего напряжения приложена к p-n переходу, а половина обеспечивает диффузионное поле в базе. Следовательно, возникновение диффузионного поля и связанного с ним падения напряжения на базе, ослабляет потенциальную зависимость общего тока через p-n переход.

2.2.4.5. Снижение эффективности p^+-n перехода с ростом уровня инжекции

На больших уровнях инжекции ток обратной инжекции возрастает (рис.2.13) значительно сильнее, чем ток прямой инжекции. С увеличением тока j эффективность p-n перехода падает, так как возрастает вклад электронной компоненты (обратной инжекции) в полный ток перехода.

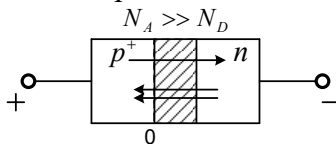


Рисунок 2.13 — Снижение эффективности p^+-n перехода за счет дополнительной обратной инжекции избыточных электронов из n-базы

По определению **эффективностью** p^+ - n перехода называют отношение дырочного тока к полному току p - n перехода:

$$\gamma = \frac{j_p}{j} = \frac{j_p}{j_p + j_n} = \frac{1}{1 + \frac{j_n}{j_p}}.$$

$$\text{На БУИ } \frac{j_n}{j_p} = \frac{j_{n0} \cdot \exp \frac{2U_{pn}}{\varphi_t}}{j_{p0} \cdot \exp \frac{U_{pn}}{\varphi_t}} = \frac{j_{n0}}{j_{p0}} \exp \left(-\frac{U_{pn}}{\varphi_t} \right).$$

Выразив $\exp \left(\frac{U}{2\varphi_t} \right)$ через ток $j_p \approx j$, получим

$$\exp \frac{U}{\varphi_t} = -\frac{j}{j_{p0}}; \quad \gamma = \left[1 + \frac{j}{j_{p0}^2} \cdot j \right]^{-1}.$$

Следовательно, с ростом тока эффективность p^+ - n перехода падает.

При очень высоких уровнях инжекции $Z > 10$ необходимо учитывать падение напряжения на немодулируемой части базы. В этом случае характеристика будет иметь линейный (омический) характер $I = Y_B \cdot U$. Шокли была предложена следующая линейная аппроксимация ВАХ диода на больших уровнях инжекции

$$I = \frac{U_D - (\Psi - \varphi_t)}{r_B},$$

где r_B — омическое сопротивление базы диода.

Напряжение на внешних зажимах диода перераспределяется между p - n переходом и сопротивлением базы:

$$U_D(I) = U_{pn}(I) + U_B(I). \quad (2.15)$$

Если пренебречь модуляцией сопротивления базы, т.е. считать, что $r_B = \text{const}$, то по закону Ома $U_B = I \cdot r_B$ (кривая 1, рис.2.14). Ток через p - n переход экспоненциально зависит от напряжения U_{pn} , причём на больших уровнях инжекции

$U_{pn} \rightarrow (\psi - \varphi_t)$ и $I \rightarrow \infty$ (кривая 2, рис.2.14). Складывая графически зависимости $U_B(I)$ и $U_{pn}(I)$ получим реальную вольтамперную характеристику диода (кривая 3, рис.2.14), которая и описывается выражением (2.15) при больших токах. Полагая в этом выражении $I=0$, получим:

$$U_D = \Psi - \varphi_t.$$

Таким образом, экстраполируя линейный участок ВАХ до пересечения с осью напряжений, можно определить **диффузионный потенциал р-п перехода** (метод Шокли).

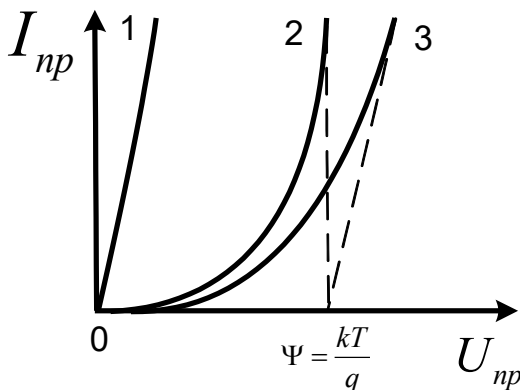


Рисунок 2.14 — К определению диффузионного потенциала по методу Шокли

2.2.5. Анализ вольтамперной характеристики диода

2.2.5.1. Прямая ветвь ВАХ

Суммарный ток, протекающий через р-п переход равен:

$$I_{np} = I_{D0} \cdot \exp \frac{U}{m_1 \cdot \varphi_t} + (B + C) \cdot \exp \frac{U}{m_{2,3} \cdot \varphi_t} + I_{k0} \cdot \exp \frac{U}{m_1 \cdot \varphi_t}. \quad (2.16)$$

Токи рекомбинации в запиорном слое р-п перехода и на его поверхности, а также канальный ток преобладают над диффузионным на малых уровнях инжекции. При больших напряжениях диффузионная составляющая резко растёт и начинает преобладать над рекомбинационной в области объёмного заряда и канальной компонентами.

Выражение (2.16) в общем случае можно аппроксимировать формулой

$$I_{np} = I_{\Sigma 0} \cdot \exp \frac{U}{m \cdot \varphi_t} . \quad (2.17)$$

При незначительных смещениях р-п перехода $m = 4$. При увеличении напряжения $m = 2$. Когда начинает преобладать диффузионная составляющая тока, $m = 1$. На высоких уровнях инжекции m изменяется от 1 до 2 за счёт возникновения диффузионного поля. При значительном увеличении тока m возрастает за счёт падения напряжения на сопротивлении базы.

В некоторых случаях (кремниевые диоды, например) возможно наступление высоких уровней инжекции ($m_1 > 1$) ещё при токах, когда рекомбинация в области объёмного заряда и на поверхности р-п перехода существенная ($m_2 > 1$). Следовательно, на ВАХ диода будет отсутствовать участок, соответствующий чисто диффузионной Шоклиевской составляющей тока.

Определив m , можно указать, какая составляющая тока преобладает на данном уровне инжекции. Определение параметра m производят обычно из зависимости $\ln(I_{np}) = f(U)$.

$$\ln I_{np} = \ln I_{\Sigma 0} + \frac{U}{m \cdot \varphi_t} , \quad (2.18)$$

откуда
$$m = \frac{1}{\varphi_t} \cdot \frac{dU}{d \ln I_{np}} \approx \frac{1}{\varphi_t} \cdot \frac{\Delta U}{\Delta \ln I_{np}} = \frac{1}{\varphi_t} \cdot \frac{U_2 - U_1}{\ln \frac{I_2}{I_1}} .$$

График функции (2.18) представлен на рис.2.15: **m определяется по углу наклона функции $\ln(I_{np}) \approx f(U)$.** График зависимости представлен на рис.2.16.

Из выражения (2.18) следует, что при $U = 0$ $\ln(I_{np}) = \ln(I_{\Sigma 0})$. Таким образом, **экстраполируя участки зависимости с известным механизмом проводимости, можно определить соответствующие токи насыщения: I_{D0} , $(B+C)$, I_{k0} .**

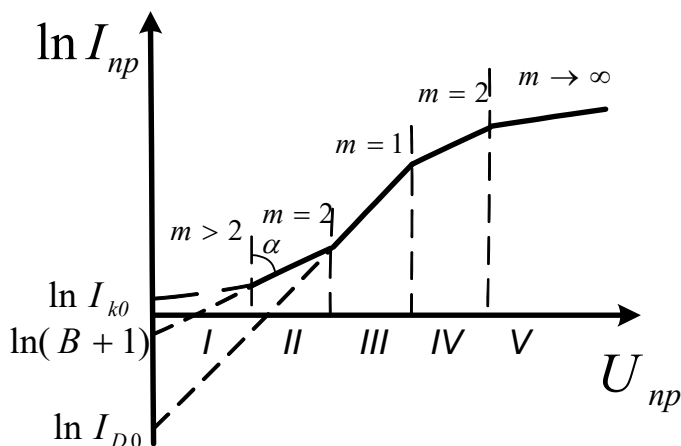


Рисунок 2.15 — К определению механизмов проводимости р-п перехода и токов насыщения

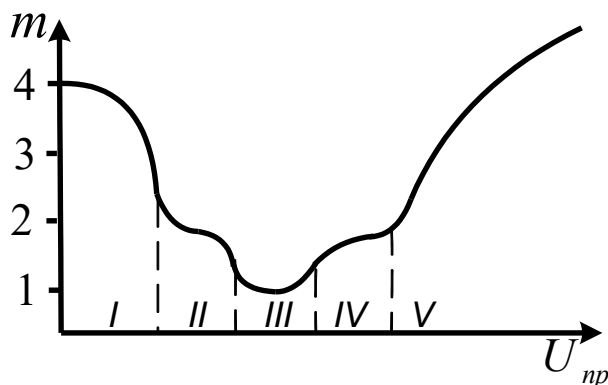


Рисунок 2.16 — Зависимость параметра m от прямого напряжения на диоде

2.2.5.2. Обратная ветвь ВАХ

При обратных смещениях на р-п переходе ток равен:

$$I_{обр} = I_{D0} + A \cdot U_{обр}^{1/n} + D \cdot U_{обр}^{1/n} + Y \cdot U_{обр}^K. \quad (2.19)$$

Канальная составляющая тока проявляется обычно при низких температурах, при комнатных же температурах преобла-

дает либо диффузионная компонента, либо составляющая генерации в р-п переходе. Генерационная составляющая будет играть тем большую роль, чем больше ширина запрещенной зоны ΔE_g т.е. чем меньше n_i , чем меньше диффузионная длина (время жизни носителей) и чем больше ширина запирающего слоя d . У германиевых диодов генерационная составляющая тока в ОПЗ значительно меньше, чем у кремниевых, так как ширина запрещенной зоны у них значительно уже.

По результатам измерений зависимости $\lg I_{обр} = f(\lg U_{обр})$ можно определить механизмы проводимости р-п перехода, а также его тип резкий или плавный (параметр n). Если наклон графика этой зависимости $\Delta \lg(U_{обр}) / \Delta \lg(I_{обр})$ равен 1, то преобладает канальный ток. Если $\Delta \lg(U_{обр}) / \Delta \lg(I_{обр}) \rightarrow 0$, то есть ток не зависит от напряжения, то обратный ток является диффузионным. Для случая преобладания генерационного тока $\Delta \lg(U_{обр}) / \Delta \lg(I_{обр})$ равно либо 2 (резкий переход), либо 3 (плавный переход).

Во всех случаях обратный ток р-п перехода связан с генерацией носителей заряда, т.е. является активационным процессом. Активационный процесс характеризуется энергией активации, т.е. тем энергетическим барьером, который должен преодолеть носитель заряда при генерации.

2.3. Порядок выполнения экспериментальных исследований

В ходе выполнения экспериментальных исследований необходимо выполнить измерения следующих характеристик р-п перехода:

- вольт амперную характеристику прямой ветви;
- вольт амперную характеристику обратной ветви.

2.3.1. Экспериментальное исследование прямой ветви р-п перехода

2.3.1.1. Собрать схему для исследования выпрямительного кремниевого диода VD1 на постоянном токе в соответствии с принципиальной схемой, изображенной на рис. 2.17. В качестве источника электропитания использовать регулируемый источник

постоянного напряжения $E4$ ($0 \dots 12$ В) с модуля питания. Для измерения анодного тока включить миллиамперметр или мультиметр постоянного тока с пределом 100 мА. Для измерения анодного напряжения использовать мультиметр. Последовательно с диодом включить токоограничивающий резистор $R1$ номиналом 1 кОм.

2.3.1.2. Измерить вольтамперную характеристику выпрямительного кремниевого диода на постоянном токе для прямой ветви — для снятия характеристик регулировать напряжение на выходе источника питания; результаты измерений занести в таблицу 2.1, по которой построить прямую ветвь ВАХ. Через испытуемый диод $VD1$ генератором напряжения $E4$ (RP) задается прямой ток. Прямое падение напряжения измеряется высокоомным вольтметром постоянного тока, подключенным непосредственно к диоду $PV1$.

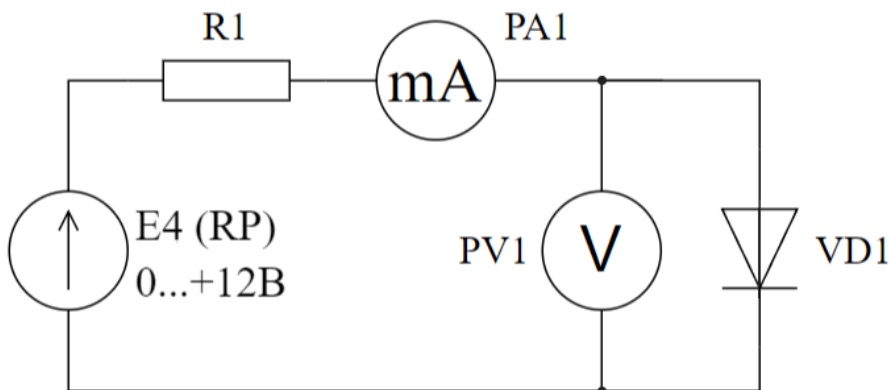


Рисунок 2.17 — Принципиальная схема лабораторной установки для измерения ВАХ диодов

При таком подключении прямой ток, измеряемый миллиамперметром $PA1$, равен сумме токов, протекающих через испытуемый диод и вольтметр. Однако, поскольку в исследуемом диапазоне прямых смещений (за исключением очень малых смеще-

ний) внутреннее сопротивление вольтметра много больше сопротивления диода, током через вольтметр можно пренебречь, считая, что миллиамперметр показывает ток диода.

По результатам измерений построить графики зависимости $I_{np}(U_{np})$ диода; начальные участки ВАХ строить отдельно в увеличенном масштабе. Определить графически диффузионный потенциал кремниевого р-п переходов по методу Шокли.

По данным табл.2.1 построить графики зависимости $\ln I_{np}(U_{np})$. На разных участках функций $\ln I_{np}(U_{np})$ определить

параметр $m = \frac{1}{\varphi_t} \cdot \frac{\Delta U_{np}}{\Delta \ln I_{np}}$; построить зависимости $m(U_{np})$ для

обоих типов диодов. Определить механизмы проводимости р-п переходов.

2.3.1.3. собрать схему для снятия обратной ветви ВАХ кремниевого диода VD1, изменив полярность диода (см. рис. 2.17); снять обратную ветвь ВАХ диода, результаты занести в таблицу 2.2; построить обратную ветвь ВАХ на рисунке.

Исследование обратной ветви вольтамперной характеристики диода производится в схеме по рис.2.17 при подключении диода в «обратном» положении. При этом миллиамперметр РА1 включен последовательно с диодом и измеряет его обратный ток. Вольтметр РV1 измеряет суммарное падение напряжения на миллиамперметре и диоде. Однако, при обратном смещении в допробойной области через диод протекают малые токи, создающие незначительные падения напряжения на низкоомном миллиамперметре. Этим падением напряжения можно пренебречь по сравнению с падением напряжения на обратносмещенном диоде, считая, что вольтметр показывает обратное напряжение на диоде.

По данным табл.2.2 построить графики зависимости $I_{обр}(U_{обр})$ для обоих типов диодов. Определить механизм пробоя.

Построить графики зависимости $\lg I_{обр}(\lg U_{обр})$, определить значение параметра n , сделать выводы о механизмах проводимости и типе р-п перехода (резкий или плавный).

2.3.1.4. Выполнить пункты 2.3.1.1. — 2.3.1.3 для германиевого диода, используя резистор R1 номиналом 150 Ом (см. рис. 2.17), ВАХ построить на том же рисунке, что и в п. 2.3.1.2.

Таблица 2.1 — Результаты для прямой ветви ВАХ

Ia, мкА	1	3	10	30	100	300	1000	3000	10000
U, В									

Таблица 2.2 — Результаты для обратной ветви ВАХ

Uпит, В	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Ia, мкА												

На рис. 2.18 изображен пример собранной на лабораторном макете схемы для снятия ВАХ диодов.

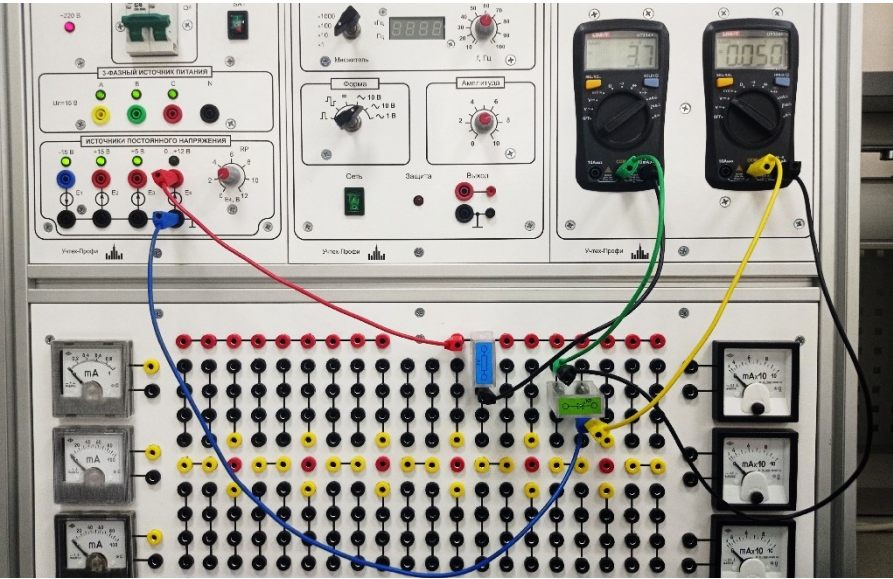


Рисунок 2.18 — Сборка схемы на лабораторном макете для снятия ВАХ диодов

2.4. Содержание отчета по лабораторной работе

Отчет по лабораторной работе должен содержать следующее:

- титульный лист;
- цель работы;
- схему лабораторной установки для исследование прямой ветви ВАХ;
- схему лабораторной установки для исследование обратной ветви ВАХ;
- результаты измерения прямой и обратной ветвей ВАХ;
- подробные выводы.

2.5. Контрольные вопросы

2.5.1. Вопросы для допуска к работе

- 2.5.1.1. Что представляет собой р-п переход?
- 2.5.1.2. Что такое контактная разность потенциалов?
- 2.5.1.3. Что представляет собой собственный полупроводник?
- 2.5.1.4. Что представляет собой полупроводник n-типа?
- 2.5.1.5. Что представляет собой полупроводник p-типа?
- 2.5.1.6. Объясните природу диффузионной составляющей тока в р-п переходе?
- 2.5.1.7. Объясните природу дрейфовой составляющей тока в р-п переходе?
- 2.5.1.8. Объясните, что означает ОПЗ.
- 2.5.1.9. Как подключить р-п переход в прямое смещение?
- 2.5.1.10. Как подключить р-п переход в обратном смещении?

2.5.2. Вопросы для подготовки к защите

- 2.5.2.1. Каковы свойства р-п перехода?
- 2.5.2.2. Объясните вид ВАХ р-п перехода?
- 2.5.2.3. Чем определяется величина диффузионного потенциала?
- 2.5.2.4. Пояснить определение диффузионного потенциала по методу Шокли.

2.5.2.5. Объяснить построение энергетических диаграмм р-п перехода при равновесии, прямом и обратном смещении.

2.5.2.6. Перечислить основные недостатки теории Шокли.

2.5.2.7. По какому закону изменяются с напряжением канальный ток, составляющая генерации—рекомбинации в области объемного заряда и на его поверхности, диффузионная компонента?

2.5.2.8. Как влияют на вид ВАХ диода модуляция проводимости базы и перераспределение напряжения между р-п переходом и базой диода?

2.5.2.9. Какие эффекты происходят на БУИ?

2.5.2.10. Объяснить отличия ВАХ кремниевого и германиевого диодов.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

«ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ»

3.1. Цель работы

Целью лабораторной работы является исследование механизмы прохождения носителей заряда в p-n переходе по результатам температурных характеристик Si и Ge диодов. Определить энергию активации обратного тока.

3.2. Теоретический раздел

3.2.1. Температурная зависимость параметров ВАХ p–n перехода

С увеличением температуры ВАХ p–n перехода претерпевает изменения. Обратный ток j_{s0} увеличивается по экспоненте, а прямое падение напряжения при заданном $j_{пр}$ на малых уровнях инжекции уменьшается линейно.

Основная температурная зависимость j_{s0} в температурном диапазоне ниже собственной ($T < T_i$) определяется собственной концентрацией носителей заряда

$$j_{s0} = q \frac{D_p n_i^2}{N_D \sqrt{D_p \tau_p}} = q \sqrt{\frac{\mu_p \varphi_t}{\tau_p}} \cdot n_i^2(T) \cdot \frac{1}{N_D}.$$

Температурная зависимость подвижности определяется рассеянием на фононах и ионах примеси. В первом приближении:

$$\mu_p(T) = \mu_p(T_0) \cdot \left[\frac{T}{T_0} \right]^{-n},$$

где n изменяется от 2,3 до 0,9 для кремния в зависимости от степени легирования p—базы.

$$j_{s0}(T) \sim n_i^2 = A \cdot T^3 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right) = N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right)$$

Следовательно, $\ln \frac{j_{s0}}{T^3} = \ln A_t - \frac{\Delta E_g}{k} \cdot \frac{1}{T}; \frac{d \ln \frac{j_{s0}}{T^3}}{d \frac{1}{T}} = -\frac{\Delta E_g}{k}.$

По температурной зависимости обратного тока можно определить ширину запрещенной зоны полупроводника (рис. 3.1а).

Прямое падение напряжения на р-п переходе при заданной плотности прямого тока j_{np} определяется из зависимости тока от напряжения:

$$\left(\exp \frac{U_{np}}{\varphi_t} \gg 1\right), U_{np} = \varphi_t \cdot \ln \frac{j_{np}}{j_{s0}}.$$

Пренебрегая более слабой зависимостью T^3 по сравнению с $\exp(-\frac{\Delta E_g}{kT})$, получим:

$$U_{np}(T) = \frac{kT}{q} \ln \frac{j_{np}}{a \cdot N_C \cdot N_V \cdot \exp(-\frac{\Delta E_g}{kT})} = \frac{\Delta E_g}{q} - \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{a \cdot N_C \cdot N_V}{j_{np}} = \frac{\Delta E_g}{q} - cT$$

При увеличении температуры возрастает энергия носителей заряда и вероятность их перехода через барьер $P \sim \exp(-\frac{\Phi(U)}{kT})$, следовательно, необходимо меньшее напряжение (увеличить барьер) для поддержания тока на одном и том же уровне.

Если поток носителей поддерживается постоянным внешним источником ($j_{np} = \text{const}$), то это означает, что с увеличением температуры величина потенциального барьера должна возрастать, поэтому U_{np} уменьшается (рис. 3.1б).

$$\Phi(U) = \Phi_0 - q \cdot U_{np}(T)$$

При увеличении плотности тока температурная зависимость U_{np} ослабляется, так как $a \cdot N_C N_V = j_{\max}$, представляет собой максимальную плотность тока при спрямленном барьере, и при больших плотностях тока увеличение энергии носителей существенно не увеличивает вероятность переброса (нет барьера) (рис. 3.1в).

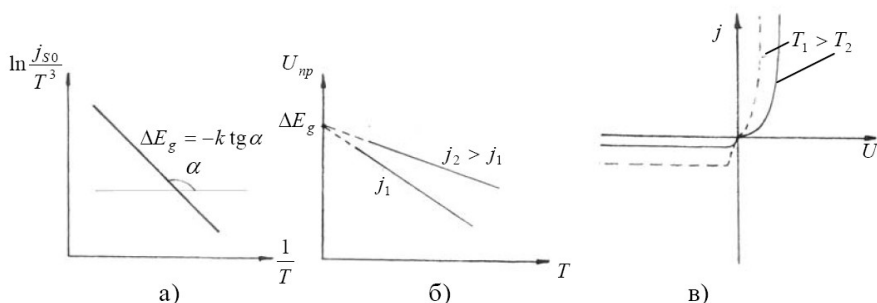


Рисунок 3.1 — Температурная зависимость обратного тока (а), прямого падения напряжения (б), ВАХ р–п перехода (в)

3.2.2. Энергия активации обратного тока

Во всех случаях обратный ток р–п перехода связан с генерацией носителей заряда, т.е. является активационным процессом. Активационный процесс характеризуется **энергией активации, т.е. тем энергетическим барьером, который должен преодолеть носитель заряда при генерации.**

Естественно, что процесс активации очень чувствителен к температуре. Чем больше энергия активации, тем меньше вероятность носителю заряда преодолеть этот барьер. С увеличением температуры и средней энергии носителей эта вероятность возрастает.

Следовательно, если идут одновременно два процесса с различными энергиями активации, то при низких температурах будет преобладать процесс с меньшей энергией активации, а при высоких — с большей. Определяя энергию активации генерационной составляющей тока, можно показать из (2.8), (2.13), что температурная зависимость этих выражений определяется формулой:

$$I_{gen}(T) = A_1 \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot \exp \left[-\frac{\frac{\Delta E_g}{2} \pm (E_t - E_i)}{kT} \right], \quad (3.1)$$

откуда $E_{a_ген} = \frac{\Delta E_g}{2} \pm (E_t - E_i)$, т.е. энергия активации генерационной составляющей тока при $E_t = E_i$, равна $\frac{\Delta E_g}{2}$.

Предэкспоненциальный член $T^{3/2}$ слабо зависит от температуры по сравнению с экспонентой, поэтому, используя зависимость $\ln(I_{обр}) = f(1/T)$, можно определить **энергию активации** данной составляющей тока (рис.3.2).

$$\Delta E_a = k \frac{\Delta \ln I_{обр}}{\Delta \left(\frac{1}{T} \right)} \quad (3.2)$$

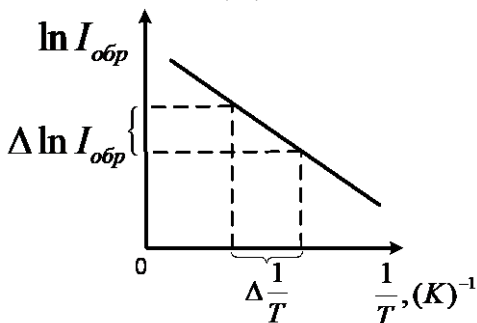


Рисунок 3.2 — К определению энергии активации температурной зависимости обратного тока диода

Получить этот результат можно из физических соображений. Статистика Шокли—Рида показывает, что эффективная генерация осуществляется ловушками, энергетический уровень которых расположен вблизи середины запрещенной зоны. Ловушки, расположенные выше и ниже, активного участия в генерации не принимают, т.к. при большом энергетическом зазоре резко уменьшается сечение захвата для одного из типов носителей. Действительно, ловушки, расположенные выше середины запрещенной зоны, легко захватывают электроны, но вероятность захвата дырки мала. Поэтому электрон продолжительное время как бы скачет между ловушкой и С — зоной, прежде чем

примет участие в генерации или рекомбинации в зависимости от условий.

Электрон из валентной зоны захватывается ловушкой, оставляя в валентной зоне дырку. Так как при отрицательных смещениях в области ОПЗ р-n перехода существует сильное электрическое поле, то она тут же уносится за пределы р-n перехода. Электрон из ловушки не может попасть в валентную зону, так как дырки там отсутствуют. Поэтому он может быть переброшен только в зону проводимости. Обратно упасть в ловушку он не успевает, так как подобно дырке быстро уносится полем. Из этого рассмотрения видно, что каждый образовавшийся носитель заряда преодолевает барьер $\Delta E_g/2$, т.е. **энергия активации генерационной составляющей тока равна $\Delta E_g/2$** . Последовательность процесса генерации в слое объёмного заряда иллюстрируется рис.3.3.

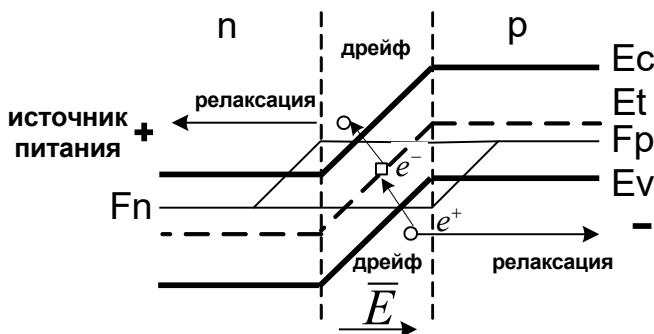


Рисунок 3.3 — Схема процесса генерации в слое объёмного заряда р-n перехода

Аналогично определяем энергию активации диффузионной составляющей тока:

$$I_D = q \cdot S \left(\frac{L_p}{n_{n0} \cdot \tau_p} + \frac{L_n}{p_{p0} \cdot \tau_n} \right) \cdot n_i^2 = A_2 \cdot T^3 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right).$$

Энергия активации диффузионной составляющей тока равна ширине запрещённой зоны. Но это не означает, что генерация происходит по типу зона—зона.

В базе диода соблюдается условие электронейтральности, т.е. в любой точке положительный заряд дырок в точности равен отрицательному заряду электронов и акцепторов. Это условие вытекает в силу слабого влияния поля в базе на диффузию неосновных носителей. Поэтому, когда электрон из V —зоны захватывается ловушкой, оставляя дырку, она не может участвовать в токе, пока электрон из ловушки не перебросится в C —зону.

Захват ловушкой электрона приводит к нарушению электронейтральности в локальной области базы. Сила Кулона будет препятствовать диффузии дырки. Дырка может диффундировать к p - n переходу только в случае, когда электрон с ловушки перебросится в зону проводимости, где он за время релаксации (практически мгновенно) уходит на "+" источника. Диполь: заряженная ловушка — дырка разрушается, и дырка под действием градиента концентрации движется к ОПЗ, где захватывается полем. В результате необходимая энергия для генерации и разделения электронно—дырочной пары составляет ΔE_g (рис.3.4). Следует отметить, что коллектирование дырок возможно лишь в пределах $3L_p$. Если дырка возникла на расстоянии больше $3L_p$, то она не дойдёт до ОПЗ, а прорекомбинирует, поэтому разделения пары в p - n переходе не будет, а, следовательно, и тока.

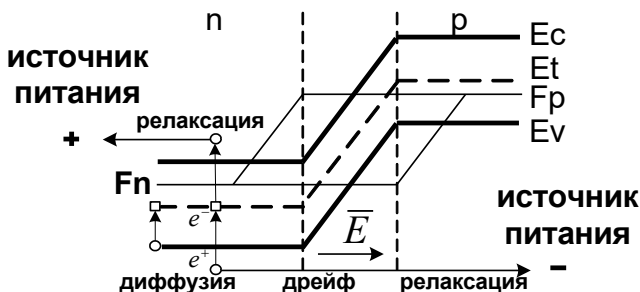


Рисунок 3.4 — Схема процесса генерации в нейтральной области

Энергию активации канального тока удобно определять из выражения (2.15):

$$I_{k0} = \sqrt{n_i} = \exp\left(\frac{-\Delta E_g}{4kT}\right) . \quad (3.3)$$

т.е. в случае канальной проводимости генерация и рекомбинация происходит на мелких ловушках. Этот факт можно пояснить из рассмотрения рис.3.5. При канальном токе проводимости генерация происходит на поверхностных уровнях. Т.к. уровень Ферми расположен в этом случае выше середины запрещенной зоны, то ловушки, расположенные вблизи середины запрещенной зоны (рис.3.5б), практически заполнены, а поэтому не могут участвовать в генерации (ловушка не может захватить электрон из валентной зоны, так как занята). Процесс генерации носителей заряда происходит через менее эффективные, на свободные ловушки (рис.3.5а), глубина залегания которых примерно равна $\Delta E_g/4$.

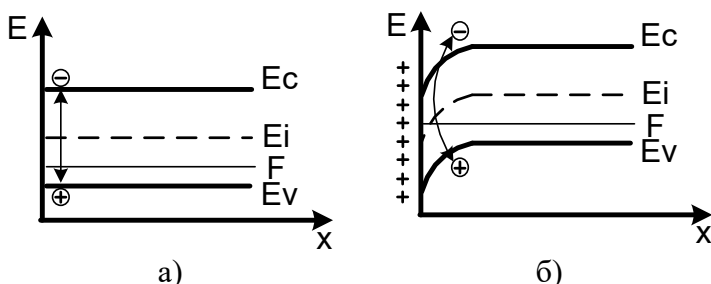


Рисунок 3.5 — Рисунок к пояснению температурной зависимости обратного канального тока

Экспериментально энергию активации, а значит, механизм проводимости обратного тока определяют из зависимости $\ln(I_{обр})=a(1/T)$ по наклону прямой. Как было показано выше, при низких температурах наклон соответствует энергии активации $\Delta E_g/4$, при высоких температурах — $\Delta E_g/2$, либо ΔE_g , в зависимости от того, какая составляющая тока, диффузионная или генерационная, преобладает.

3.3. Порядок выполнения экспериментальных исследований

В ходе выполнения экспериментальных исследований необходимо выполнить измерения следующих характеристик для кремниевого и германиевого диодов:

— зависимость прямого падения напряжения на кремниевом и германиевом диодах от температуры;

— зависимость обратного тока на кремниевом и германиевом диодах от температуры.

3.3.1. Экспериментальное исследование зависимости прямого падения напряжения и обратного тока для кремниевых и германиевых диодов от температуры

3.3.1.1. Измерение прямого падения напряжения на диоде и обратного тока через него необходимо проводить согласно указаниям лабораторной работы №2.

3.3.1.2. Поместив исследуемые диоды в испытательную камеру "Тепло-Холод-Влага" серии КТХВ (см. рисунок 3.6), измерить при различных температурах прямое падение напряжения на диоде (при $I_{пр} = 1 \text{ мА}$) и обратный ток диода (при $U_{обр} = 5 \text{ В}$ для Ge, $U_{обр} = 12 \text{ В}$ для Si).



Рисунок 3.6 — испытательная камера "Тепло-Холод-Влага"

Температура нагрева германиевых приборов не должна превышать 75 °С, кремниевых — 120 °С.

Результаты измерений занести в таблицу 3.1.

Таблица 3.1 — Таблица измерений температурных характеристик полупроводниковых диодов

t°С	20	30	40	50	60	70	80	100	120
U _{пр} (Si), В									
U _{пр} (Ge), В									
I _{обр} (Si), мкА									
I _{обр} (Ge), мкА									

3.3.1.3. По данным таблицы 3.1, переведя температуру в абсолютную шкалу, построить графики зависимости $U_{пр}(T)$ и $\ln(I_{обр}(1/T))$ для обоих типов диодов. По наклону графика зависимости $\ln(I_{обр}(1/T))$ определить энергию активации обратного тока при различных температурах, сравнить её с шириной запрещённой зоны и сделать вывод о механизме обратного тока.

3.4. Содержание отчета по лабораторной работе

Отчет по лабораторной работе должен содержать следующее:

- титульный лист;
- цель работы;
- схему лабораторной установки для исследование прямой ветви ВАХ;
- схему лабораторной установки для исследование обратной ветви ВАХ;
- результаты измерения при различных температурах прямого падения напряжения и обратного тока Si и Ge диодах;
- графики зависимости $U_{пр}(T)$ и $\ln(I_{обр}(1/T))$ для обоих типов диодов. Энергию активации обратного тока при различных температурах;
- подробные выводы.

3.5. Контрольные вопросы

3.5.1. Вопросы для допуска к работе

3.5.1.1. Чем определяется температурная зависимость подвижности?

3.5.1.2. Что означает рассеяние на фононах?

3.5.1.3. Что означает рассеяние на ионах примеси?

3.5.1.4. Какие температурные зависимости влияют на прямое падение напряжения?

3.5.1.5. Какие температурные зависимости влияют на обратный ток?

3.5.1.6. Что такое энергия активации обратного тока?

3.5.1.7. Объясните, какая генерация носителей заряда наиболее эффективна по статистике Шокли—Рида?

3.5.1.8. Через какие ловушки осуществляется процесс генерации носителей заряда.

3.5.1.9. Проиллюстрируйте на энергетической диаграмме процесс генерации типа зона—зона.

3.5.1.10. Проиллюстрируйте на энергетической диаграмме процесс генерации через ловушечный уровень.

3.5.2. Вопросы для подготовки к защите

3.5.2.1. Как зависит от температуры прямое падение напряжения?

3.5.2.2. Как зависит от температуры обратный ток?

3.5.2.3. Почему изменяется температурная зависимость прямого падения напряжения на БУИ?

3.5.2.4. Как и почему может изменяться энергия активации обратного тока p-n перехода от температуры?

3.5.2.5. Что можно определить по температурной зависимости обратного тока.

3.5.2.6. В чем отличие температурной зависимости прямого падения напряжения Si и Ge диодов.

3.5.2.7. В чем отличие температурной зависимости обратного тока Si и Ge диодов.

3.5.2.8. Объясните, как температурная зависимость определяет область применения Si и Ge диодов.

3.5.2.9. Поясните процесс экспериментального определения энергии активации.

3.5.2.10. Из какой зависимости определяют механизм проводимости обратного тока.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

«ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ КРЕМНИЕВОГО ДИОДА»

4.1. Цель работы

Целью лабораторной работы является исследование выпрямительных свойств Si диодов на примере однополупериодного неуправляемого выпрямителя.

4.2. Теоретический раздел

4.2.1. Выпрямительные диоды

Выпрямительные диоды предназначены для преобразования переменного тока в постоянный. Частотный диапазон их работы невелик. При преобразовании промышленного переменного тока рабочая частота составляет 50 Гц, а верхняя граница рабочих частот — так называемая предельная частота выпрямительных диодов — как правило, не превышает 500 Гц — 20 кГц.

Особое место в силовой (энергетической) полупроводниковой электронике занимают силовые диоды (с предельным средним и предельным действующим током 10 А и более). Силовые полупроводниковые диоды имеют несколько отличающуюся систему классификации и систему обозначений. По нагрузочной способности в области пробоя силовые диоды подразделяются на выпрямительные, лавинные выпрямительные с контролируемым пробоем.

Для силовых выпрямительных диодов работа в области пробоя недопустима. В соответствии с действующими стандартами (техническими условиями) к этим диодам даже кратковременно не разрешается прикладывать обратные напряжения, приводящие к лавинному пробоем р–n переходов.

Лавинные выпрямительные диоды могут в течение ограниченного интервала времени рассеивать импульс приложенной энергии в области пробоя при работе на обратной ВАХ, т.е. работать в качестве ограничителя напряжения.

Лавинные выпрямительные диоды с контролируемым пробоем предназначены для работы в установившемся режиме в

области пробоя, т.е. могут работать в качестве стабилитронов, в отдельных случаях — в качестве ограничителей напряжения.

Для характеристики выпрямительных диодов используют следующие параметры:

максимально допустимое постоянное обратное напряжение $U_{обр.мах}$ — напряжение, которое может быть приложено к диоду длительное время без опасности нарушения его работоспособности (обычно $U_{обр.мах} \approx 0,5 \div 0,8 U_{проб}$, где $U_{проб}$ — напряжение пробоя);

максимально допустимый постоянный прямой ток $I_{пр\ max}$;

постоянное прямое напряжение $U_{пр}$ при заданном прямом токе $I_{пр} = I_{пр.мах}$;

максимально допустимый постоянный обратный ток $I_{обр.мах}$ — обратный ток утечки диода при приложении к нему напряжения $U_{обр.мах}$;

частота без снижения режимов — верхнее значение частоты, при которой обеспечиваются заданные токи и напряжения.

По максимально допустимому выпрямленному току диоды разбиты на три группы:

диоды малой мощности ($I_{пр} \leq 0,3A$), диоды средней мощности ($0,3A < I_{пр} < 10A$) и мощные силовые диоды ($I_{пр} \geq 10A$).

В состав параметров диодов входит диапазон температур окружающей среды (для кремниевых диодов обычно от — 60 до +125° С) и максимальная температура корпуса.

подавляющее большинство кремниевых диодов имеет $p^+—n—n^+$ структуры, т.е. изготавливаются на основе высокоомного кремния n -типа электропроводности. Это связано с тем, что стабильность обратных токов $p^+—n$ переходов выше, чем у $n^+—p$ переходов. Подвижный заряд положительных ионов металла в защитных слоях на поверхности кремния дрейфует в область ОПЗ низколегированной p -базы и со временем образует каналы области.

В настоящее время производятся выпрямительные диоды на предельные токи до 1600 А, повторяющееся импульсное обратное напряжение от 100 до 4000 В (для отдельных типов диодов), лавинные выпрямительные диоды на предельные токи от 10

до 320 А и повторяющиеся импульсные напряжения от 400 до 1500 В, быстродействующие диоды на предельные токи от 80 до 630 А и повторяющееся импульсное обратное напряжение от 500 до 1400 В.

В низковольтных источниках питания в качестве выпрямительных диодов используются диоды Шоттки, имеющие значительно меньшее прямое падение напряжения, чем у кремниевых диодов на основе р–п перехода.

4.2.2. Особенности вольт—амперных характеристик выпрямительных диодов

На рис. 4.1 представлена вольт—амперная характеристика кремниевого выпрямительного диода при различной температуре окружающей среды.

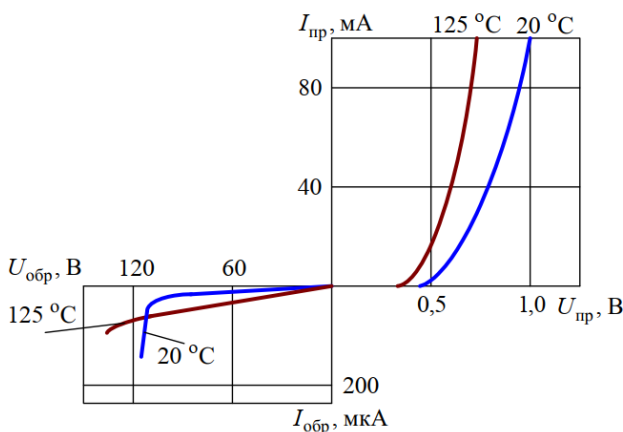


Рисунок 4.1. — ВАХ кремниевых выпрямительных диодов при различной температуре окружающей среды

Обратная ветвь вольт—амперной характеристики кремниевых диодов не имеет участка насыщения обратного тока, т. к. обратный ток в кремниевых диодах вызван процессом генерации носителей заряда в р–п—переходе. Пробой кремниевых диодов имеет лавинный характер. Поэтому пробивное напряжение с увеличением температуры увеличивается.

Выпрямительные диоды с большей шириной запрещенной зоны обладают существенными преимуществами в свойствах и параметрах. Одним из таких представителей является арсенид галлия.

Достоинствами арсенид—галлиевых выпрямительных диодов являются большой диапазон рабочих температур и лучшие частотные свойства.

4.2.3. Однофазная однополупериодная схема выпрямления

Простейшей схемой выпрямителя является однофазная однополупериодная схема (рис. 4.3, а). Трансформатор Т играет двойную роль: он служит для подачи на вход выпрямителя ЭДС e_2 , соответствующей заданной величине выпрямленного напряжения E_d , и обеспечивает гальваническую развязку цепи нагрузки и питающей сети. Параметры, относящиеся к цепи постоянного тока, т. е. к выходной цепи выпрямителя, принято обозначать с индексом d (от английского слова *direct* — прямой): R_d — сопротивление нагрузки; u_d — мгновенное значение выпрямленного напряжения; i_d — мгновенное значение выпрямленного тока.

Благодаря односторонней проводимости вентиля ток в цепи нагрузки будет протекать только в течение одной половины периода напряжения на вторичной обмотке трансформатора, что определяет и название этой схемы.

Диаграммы основных параметров построены при следующих допущениях:

1. активным и индуктивным сопротивлением обмоток трансформатора пренебрегаем;
2. нагрузка имеет чисто активный характер;
3. вентиль VD идеальный;
4. током намагничивания трансформатора пренебрегаем;
5. ЭДС обмотки трансформатора синусоидальна: $e_2 = \sqrt{2}E_2 \sin \theta$,
где E_2 — действующее значение ЭДС; $\theta = \omega t$; $\omega = 2\pi f$.

На интервале $0 \dots \pi$ ЭДС e_2 будет иметь полярность, прямую по отношению к вентилю VD, вентиль открыт, и в цепи нагрузки протекает ток.

На интервале $\pi \dots 2\pi$ ЭДС e_2 имеет противоположную полярность, вентиль VD закрыт, и ток нагрузки равен нулю.

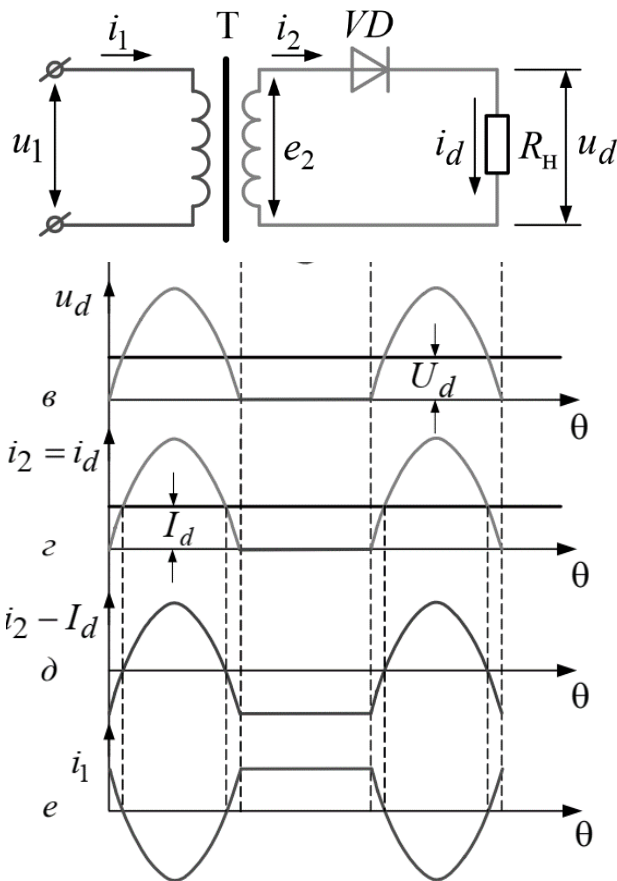


Рисунок 4.3. — Однофазный однополупериодный выпрямитель

Мгновенное значение выпрямленного напряжения (рис. 4.3, в)

$$u_d|_{0 \dots \pi} = \sqrt{2} E_2 \sin \theta, \quad u_d|_{\pi \dots 2\pi} = 0.$$

Мгновенное значение выпрямленного тока $i_d = i_2 = \frac{i_d}{R_d}$ (рис. 4.3, г).

Поскольку i_2 протекает во вторичной обмотке трансформатора только на интервале от 0 до π , а на интервале $\pi \dots 2\pi$ он

равен 0 рис. 4.3, е. Ток i_1 является зеркальным отображением функции ($i_2 — I_d$), рис. 4.3, д с масштабом отличающимся в коэффициент трансформации раз.

4.3.1. Экспериментальное исследование однополупериодного выпрямителя на диоде

4.3.1.1. Собрать схему выпрямителя по рис. 4.4. В качестве вольтметров использовать мультиметры: PV1 в режиме измерения переменного напряжения, PV2 в режиме измерения постоянного напряжения. Подключить входы осциллографа. Переключатель развёртки осциллографа перевести на временную развёртку. Установить синхронизацию от сети. На экране осциллографа отобразятся осциллограммы анодного тока и напряжения на диоде;

4.3.1.2. Получить осциллограммы напряжения на диоде u_a и анодного тока i_a . Снять осциллограмму напряжения на нагрузке u_d , переключив корпус осциллографа на общий провод ($\perp$), не забудьте определить масштабы по току и напряжению;

4.3.1.3. Измерить с помощью мультиметров и определить связь между переменным напряжением питания и постоянным напряжением на нагрузке;

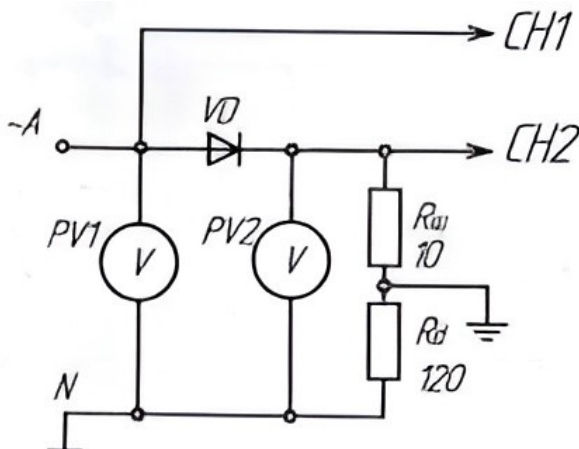


Рисунок 4.4 — Схема для исследования однополупериодного выпрямителя на диоде

4.3.1.4. Включить конденсатор параллельно сопротивлению нагрузки, как показано на рис. 4.5; снять осциллограммы напряжения на диоде u_a и анодного тока i_a . Снять осциллограмму напряжения на нагрузке u_d , переключив корпус осциллографа на общий провод ($\perp$);

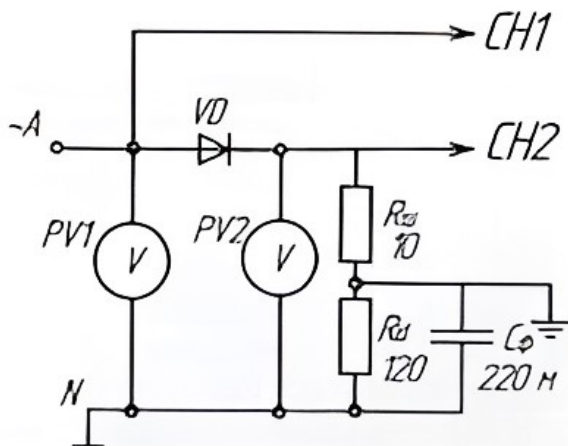


Рисунок 4.5 — Схема для исследования однополупериодного выпрямителя на диоде

4.3.1.5. Определить связь между переменным напряжением и постоянным напряжением на нагрузке;

4.3.1.6. Включить дроссель последовательно с нагрузкой, как показано на рис. 4.6; снять осциллограммы напряжения на диоде u_a и анодного тока i_a , снять осциллограмму напряжения на нагрузке u_d , переключив корпус осциллографа на общий провод ($\perp$);

4.3.1.7. Определить связь между переменным напряжением и постоянным напряжением;

4.3.1.8. Сравнить результаты опытов.

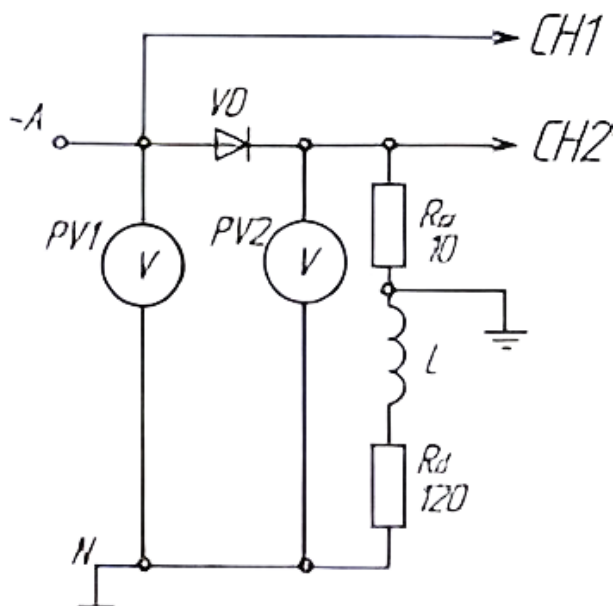


Рисунок 4.6 — Схема для исследования однополупериодного выпрямителя на диоде

На рис. 4.7 и 4.8 изображены собранные на лабораторном макете схемы для экспериментального исследования параметрического стабилизатора напряжения без нагрузки и с нагрузкой соответственно.

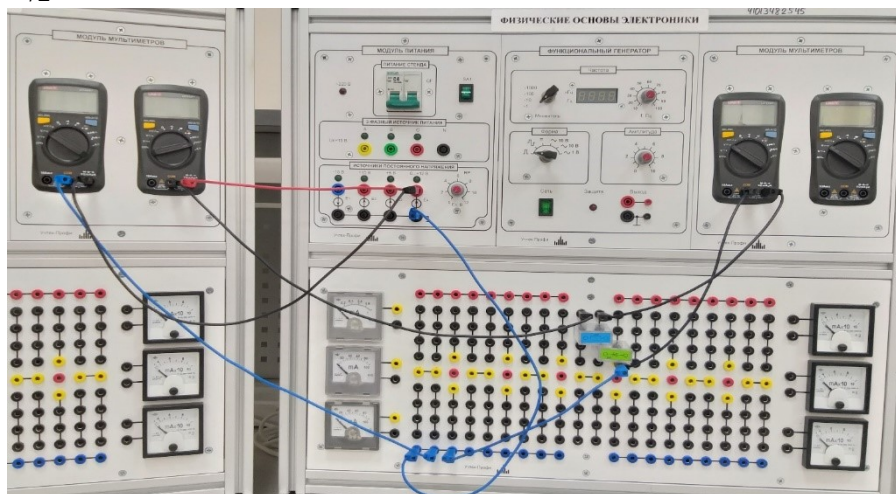


Рисунок 4.7 — Сборка схемы на лабораторном макете для исследования параметрического стабилизатора напряжения без нагрузки

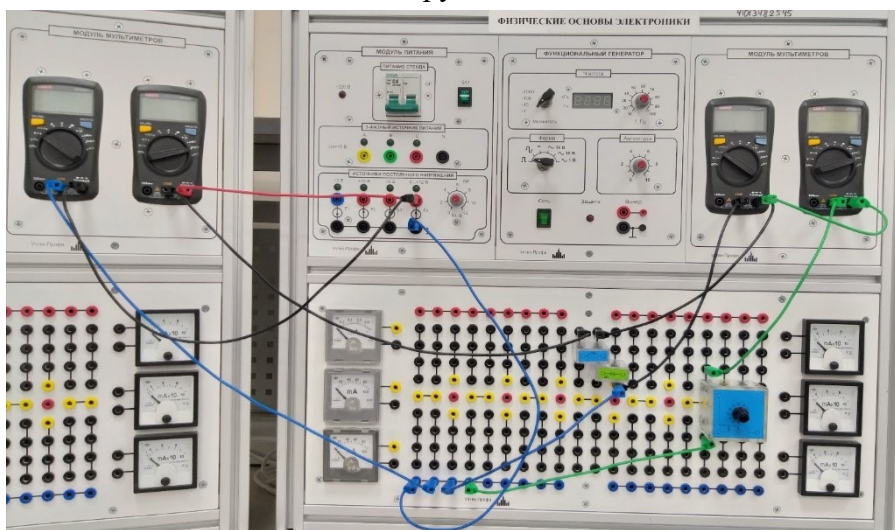


Рисунок. 4.8 — Сборка схемы на лабораторном макете для исследования параметрического стабилизатора напряжения с нагрузкой

4.4. Содержание отчета по лабораторной работе

Отчет по лабораторной работе должен содержать следующее:

- титульный лист;
- цель работы;
- схемы лабораторной установки для исследование выпрямляющих свойств кремниевых диодов;
- осциллограммы напряжений на выпрямительном диоде и в нагрузке;
- подробные выводы.

4.5. Контрольные вопросы

4.5.1. Вопросы для допуска к работе

4.5.1.1. Какие особенности работы диодов определяют их выпрямительные свойства?

4.5.1.2. Какой частотный диапазон работы выпрямительных диодов?

4.5.1.3. Для чего используются выпрямительные диоды?

4.5.1.4. Какие особенности применения силовых выпрямительных диодов?

4.5.1.5. Перечислите основные характеристики выпрямительных диодов?

4.5.1.6. Какие группы по мощности можно выделить для выпрямительных диодов?

4.5.1.7. Какой температурный диапазон применения выпрямительных диодов?

4.5.1.8. Поясните особенности применяемых структур кремниевых выпрямительных диодов.

4.5.1.9. Какие предельные параметры выпускаемых выпрямительных диодов?

4.5.1.10. В каких цепях в качестве выпрямителей используются диоды Шоттки?

4.5.2. Вопросы для подготовки к защите.

4.5.2.1. Как работает неуправляемый выпрямитель?

4.5.2.2. Как и для чего строят временные диаграммы токов и напряжений в схеме выпрямителя?

4.5.2.3. Как и почему влияет конденсатор фильтра на форму напряжения на нагрузке и на форму анодного тока?

4.5.2.4. Как влияет конденсатор на величину напряжения на нагрузке?

4.5.2.5. Как и почему влияет дроссель на напряжение на нагрузке и форму анодного тока?

4.5.2.6. Как и почему влияет дроссель на величину напряжения на нагрузке?

4.5.2.7. По рисунку 4.3 поясните работу однофазного однопериодного выпрямителя.

4.5.2.8. Как влияет характер нагрузки на работу выпрямителя.

4.5.2.9. Как влияет ширина запрещенной зоны на выпрямительные свойства диодов?

4.5.2.10. Поясните особенности вольт—амперных характеристик выпрямительных диодов.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

«ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО СТАБИЛИТРОНА»

5.1. Цель работы

Целью лабораторной работы является исследование параметров и характеристик полупроводниковых стабилитронов.

5.2. Теоретический раздел

5.2.1. Пробой р-п перехода

С увеличением обратного напряжения, прикладываемого к р-п переходу достигается такая область, в которой происходит резкое возрастание обратного тока (рис. 5.1). Эту область называют областью пробоя перехода, а напряжение ($U_{\text{в}}$), при котором наступает пробой — напряжением пробоя. Различают тепловой, туннельный и лавинный пробой.

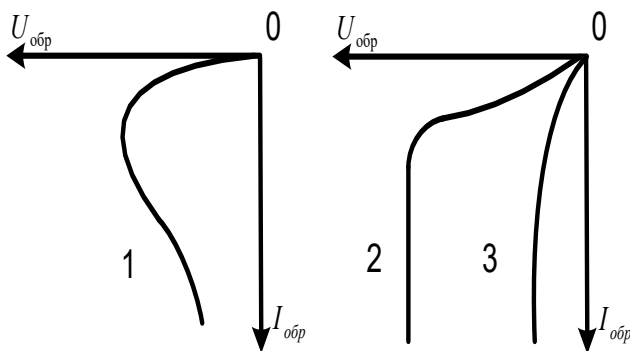


Рисунок 5.1 — ВАХ диода при пробое: кривая
1 — тепловой пробой, кривая 2 — лавинный пробой, кривая
3 — туннельный пробой

5.2.2. Тепловой пробой

Тепловой пробой р-п перехода возникает вследствие потери устойчивости теплового режима его работы. При увеличении приложенного к переходу обратного напряжения мощность, рассеиваемая на нем, растёт. Это приводит к увеличению темпе-

ратуры перехода и соседних с ним областей. В свою очередь, увеличение температуры приводит к повышению обратного тока (так как обратный ток сильно зависит от температуры) и рассеиваемой мощности. Таким образом, возникает своеобразная термoeлектрическая обратная связь между величиной тока и температурой р-п перехода. При плохих условиях теплоотдачи ($dP_{\text{расс.}} > dP_{\text{отдав.}}$) происходит лавинообразное нарастание тока — тепловой пробой, который часто кончается разрушением перехода. Характерным признаком теплового пробоя является наличие участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением на обратной ветви вольтамперной характеристики диода (см. рис.5.1).

5.2.3. Лавинный пробой в р-п переходе

При увеличении обратного смещения на р-п переходе напряженность электрического поля в запиорном слое растёт. Носители заряда под действием этого поля приобретают энергию, достаточную для ионизации атомов. В результате в р-п переходе происходит размножение носителей заряда и обратный ток возрастает. Образовавшиеся свободные носители вновь участвуют в процессе размножения. При некотором критическом значении напряжённости поля в р-п переходе процесс лавинообразно нарастает, ток стремится к бесконечности, наступает пробой р-п перехода.

Напряжение, при котором наступает пробой, для резких несимметричных переходов аппроксимируется приближённой эмпирической формулой:

$$U_B = B \cdot \rho^K,$$

где ρ — удельное сопротивление наиболее высокоомной области;

B, k — постоянные, определяемые типом р-п перехода к материалом диода.

С учётом размножения обратный ток р-п перехода равен:

$$I_{обр} = (I_{д0} + A \cdot U^{\frac{1}{n}} + D \cdot U^{\frac{1}{n}} \cdot U^K) \cdot M, \quad (5.1)$$

где M — коэффициент лавинного размножения, определяемый полуэмпирической формулой:

$$M = \left[1 - \left(\frac{U}{U_B} \right)^n \right]^{-1}. \quad (5.2)$$

Для германиевых и кремниевых переходов p^+-n типа показатель $n=3$. Для германиевых переходов n^+-p типа $n = 3,5$; для кремниевых n^+-p переходов $n = 2,5$.

5.2.4 Туннельный пробой

Если p - n переход достаточно тонкий, то уже при сравнительно невысоком запирающем напряжении возникает поле достаточной напряжённости, чтобы вызвать туннельное просачивание электронов сквозь переход. Для германия критическая напряжённость поля равна $3 \cdot 10^5$ В/см, для кремния: $E_{кр} = 10^6$ В/см.

Полагая $E_{кр} = \frac{U_B}{d}$, где $d = \left[\frac{2\xi\xi_0 U_B}{qN_a} \right]^{\frac{1}{2}}$ — толщина несим-

метричного p^+-n перехода, получим

$$U_B = 2\xi\xi_0 \cdot E_{кр}^2 \cdot \mu_n \cdot \rho_n, \quad (5.3)$$

где $\rho_n = (q \cdot N_q \cdot \mu_n)$ — удельное сопротивление слаболегированной области полупроводника. Из этой формулы видно, что при туннельном пробое напряжение пробоя пропорционально удельному сопротивлению высокоомной области полупроводника. С увеличением толщины p - n перехода вероятность туннельного просачивания электронов уменьшается и более вероятным становится лавинный пробой. ВАХ диода при туннельном пробое показана на рис.5.1. Следует отметить, что в германиевых и кремниевых переходах с напряжением пробоя менее $4 \Delta E_g/q$ механизм пробоя является туннельным, а более $6 \Delta E_g/q$ — лавинным. При напряжениях, лежащих между $4 \Delta E_g/q$ и $6 \Delta E_g/q$ играют роль и лавинный, и туннельный механизм пробоя. Таким образом, указанные значения могут служить критериями для определения типа пробоя.

5.2.5. Стабилитроны

Стабилитроны предназначены для параметрической стабилизации напряжения в электронных цепях. С этой целью используются диоды с обратимым электрическим пробоем (туннельный, лавинный, инжекционный), а также элементы, имеющие резко нелинейные характеристики (стабисторы, варисторы и др.).

Основная схема параметрической стабилизации напряжения приведена на рисунке 5.2.

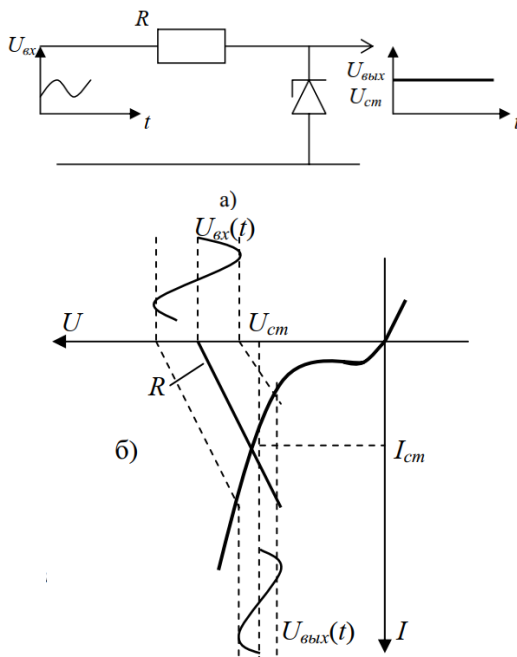


Рисунок 5.2 — Схема параметрической стабилизации напряжения (а) и нагрузочная кривая (б)

Благодаря малому дифференциальному сопротивлению стабилитрона изменение входного тока не приводит к значительным изменениям выходного напряжения (рисунок 5.2).

$$\Delta U_{вых} = \Delta I_{вх} \cdot r_D = \Delta U_{вх} \cdot \frac{r_D}{R} = 0,01 \Delta U_{вх} \text{ при } r_D / R = 10^{-2}$$

Основные параметры стабилитронов:

1. Напряжение стабилизации $U_{ст}$ ($I_{ст}$) при заданном токе.

2. Динамическое сопротивление

$$r_d = \left. \frac{dU}{dI} \right|_{I_{cm}}$$

3. Статическое сопротивление

$$r_{cm} = \frac{U_{cm}}{I_{cm}}$$

4. Температурный коэффициент напряжения стабилизации

$$TKH = \alpha_{cm} = \frac{1}{U_{cm}} \frac{dU_{cm}}{dT}, [K^{-1}]$$

5. I_{min} , I_{max} — минимальный и максимальный ток стабилизации

6. Коэффициент качества

$$Q = \frac{r_d}{r_{cm}} = \frac{dU_{cm}}{U_{cm}} \cdot \frac{I}{dI} \ll 1$$

7. R_T — тепловое сопротивление, $[K/Вт]$.

8. P_{max} — допустимая мощность рассеяния, $[Вт]$.

Напряжение пробоя, являющееся напряжением стабилизации, может изменяться в широких пределах — от 3,5 до 400 В и выше в зависимости от удельного сопротивления кремния. На рисунке 5.3 приведена рабочая часть ВАХ стабилитрона.

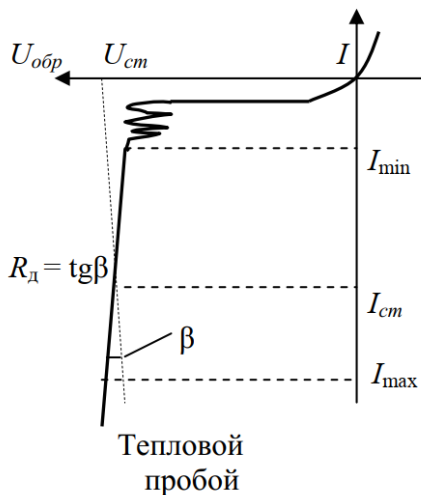


Рисунок 5.3 — Параметры ВАХ стабилитрона

Так как реальная ВАХ в области пробоя имеет некоторый наклон, то напряжение стабилизации зависит от тока стабилизации $I_{ст}$. Максимальный ток стабилизации $I_{ст, max}$ ограничен допустимой мощностью рассеивания P_{max} и возможностью перехода электрического пробоя в тепловой, который является необратимым. Минимальный ток стабилизации $I_{ст, min}$ соответствует началу устойчивого электрического пробоя. При меньших токах в диоде возникают значительные шумы, происхождение которых связано с механизмом микроплазменного лавинного пробоя (шумы в предпробойной области используются в специальных приборах — полупроводниковых генераторах шума).

Динамическое сопротивление $r_{дин}$ и коэффициент качества Q характеризуют качество стабилизации и определяются углом наклона ВАХ в области пробоя (оно возрастает с ростом напряжения стабилизации). С увеличением напряжения стабилизации (лавинного пробоя) увеличивается ОПЗ и потери носителей заряда на столкновения с оптическими фонами, что и приводит к увеличению дифференциального сопротивления у высоковольтных стабилитронов. Важным параметром стабилитрона является $\alpha_{ст}$. Зависимость $\alpha_{ст}$ от напряжения стабилизации $U_{ст}$ приведена на рисунке 5.4. Как видно из рисунка, для высоковольтных стабилитронов $\alpha_{ст} > 0$, а для низковольтных $\alpha_{ст} < 0$. Это объясняется зависимостью механизма пробоя от степени легирования полупроводника.

При напряжении пробоя меньше $4\Delta E_g/q$ доминирует туннельный или зинеровский пробой с отрицательным ТКН, в области (4,5÷7) В смешанный вид пробоя, где наблюдается компенсация отрицательного ТКН туннельного пробоя положительным ТКН лавинного пробоя. Выше 8 В доминирует лавинный пробой. Увеличение модуля ТКН с ростом напряжения стабилизации объясняется увеличением толщины ОПЗ и доли потерь на столкновения с фонами, которые компенсируются увеличением напряжения пробоя.

Изменение знака ТКН происходит при концентрациях примеси в кремнии около $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При $U_{ст} = 5 \div 7 \text{ В}$ коэффициент $\alpha_{ст}$ минимальный.

Динамическое сопротивление стабилитрона уменьшается с ростом тока стабилизации. Такое поведение обусловлено неоднородностью напряженности поля в обратном смещении по площади р–п перехода. Сначала включается часть площади с большой (критической) напряженностью поля. С увеличением тока (напряжения) эта площадь увеличивается, что приводит к уменьшению сопротивления с предельным значением — омическое сопротивление базы. Для уменьшения флуктуации напряжения пробоя по площади целесообразно использовать структуру сверхрезкого р–п перехода с ограниченной базой. Базовая область р–п перехода в этом случае легируется очень точно методом ионной имплантации с последующей термообработкой (диффузией). Подлегирование базы примесью основных носителей позволяет подавить флуктуацию удельного сопротивления эпителки.

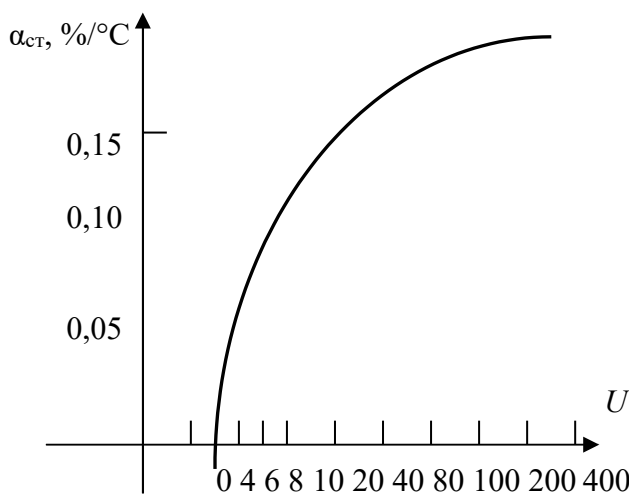


Рисунок 5.4 — Зависимость ТКН кремниевых стабилитронов от напряжения стабилизации при 300 К

Дальнейшее формирование p^+ области с диаметром, большим, чем область подлегирования, позволяет в одном цикле диффузии бора сформировать охранное кольцо, подавляющее поверхностный пробой и снижающее значение $I_{\min}$ стабилизации (рисунок 5.5).

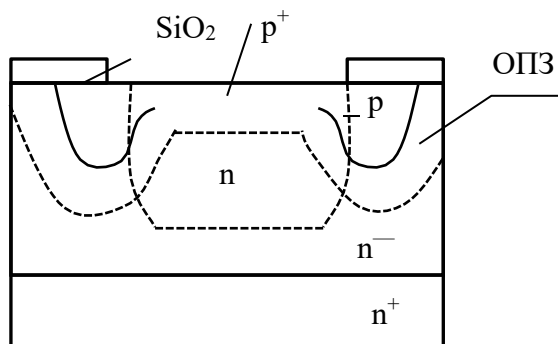


Рисунок 5.5 — Структура стабилитрона на основе p^+-n-n^+ перехода

Конструкция стабилитронов аналогична конструкции выпрямительных диодов, выбор типа корпуса связан с мощностью рассеяния. Современные стабилитроны (лавинные диоды с контролируемым лавинообразованием) имеют напряжения стабилизации, достигающие до нескольких сотен вольт, токи — до десятков ампер.

Разновидностью кремниевых стабилитронов являются стабисторы. В этих диодах для стабилизации низких напряжений (до 1 В) используется прямая ветвь ВАХ p - n перехода. Для изготовления стабисторов используется сильнолегированный кремний, что позволяет получать меньшие значения сопротивления базы диода. Температурный коэффициент стабилизации стабисторов отрицательный и примерно равен -2 мВ/К.

5.3.1. Экспериментальное исследование полупроводникового стабилизатора

5.3.1.1. Для экспериментального исследования стабилизатора без нагрузки необходимо собрать схему, как показано на рис. 5.6. Для измерения анодного тока включить миллиамперметр постоянного тока РА на пределе 100 мА. Для измерения напряжений на входе и на выходе стабилизатора включить мультиметры PV1, PV2.

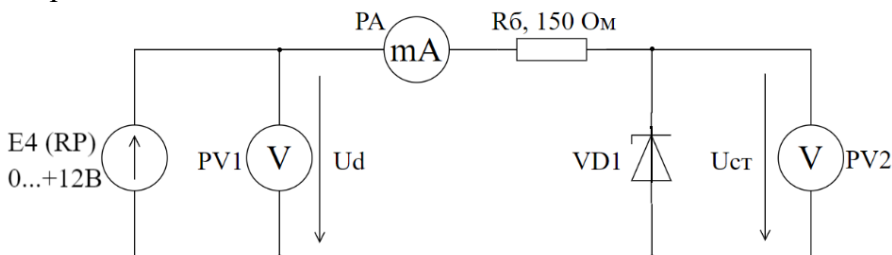


Рисунок 5.6 — Схема для исследования параметрического стабилизатора напряжения без нагрузки

5.3.1.2. измерить зависимость выходного напряжения от напряжения источника питания $U_{\text{ст}} = f(U_d)$. Для этого, изменяя потенциометром RP на модуле питания напряжение питания U_d на входе стабилизатора, измерять соответствующее ему выходное напряжение $U_{\text{ст}}$. Особенно тщательно отметить напряжения питания, при котором начинается стабилизация. Одновременно измерять ток I_d , потребляемый стабилизатором. Результаты измерений занести в таблицу 5.1, по которой построить зависимость выходного напряжения от напряжения источника питания $U_{\text{ст}} = f(U_d)$; определить напряжение стабилизации $U_{\text{ст}}$.

5.3.1.3. определить коэффициент стабилизации стабилизатора $K_{\text{ст}}$ на участке стабилизации:

$$K_{\text{ст}} = \frac{\Delta U_d}{\Delta U_{\text{ст}}}.$$

5.3.1.4. Для экспериментального исследования стабилизатора при изменении нагрузки необходимо подключить на выход параметрического стабилизатора напряжения изменяющуюся

нагрузку RP1, как показано на рис. 5.7. Для измерения тока нагрузки I_H включить миллиамперметр PA2 на пределе 100 мА;

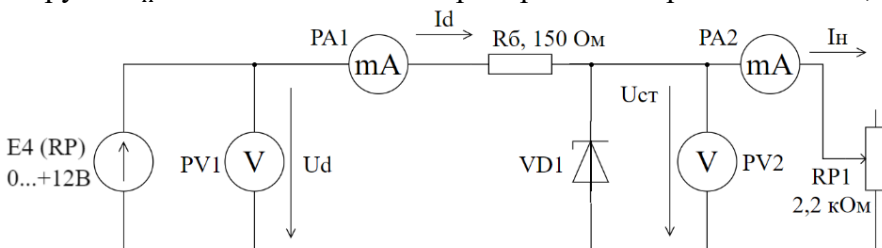


Рисунок 5.7 — Схема для исследования параметрического стабилизатора напряжения при изменении нагрузки

5.3.1.5. Измерить зависимость выходного напряжения от тока нагрузки. При регулировании сопротивления нагрузки, потенциометром RP на модуле питания поддерживать постоянным напряжение питания U_d на входе стабилизатора, равным 10 В. Особенно тщательно отметить ток нагрузки I_{Hmax} , при котором прекращается стабилизация $U_{ст}$. Результаты измерений занести в таблицу 5.2, по которой построить зависимость выходного напряжения от тока нагрузки: $U_{ст} = f(I_H)$;

5.3.1.6. определить выходное сопротивление $R_{вых}$ на участке стабилизации:

$$R_{вых} = \frac{\Delta U_{ст}}{\Delta I_{ст}} = \left| \frac{\Delta U_{ст}}{\Delta I_{ст}} \right|.$$

5.3.1.7. Для экспериментального исследования стабилизатора при изменении питающего напряжения при наличии нагрузки в схеме (см. рис. 5.7) установить ток нагрузки равным половине максимально—допустимого I_{Hmax} , определённого в п. 3;

5.3.1.8. Измерить зависимость выходного напряжения от напряжения источника питания $U_{ст} = f(U_d)$. Для этого, изменяя потенциометром RP на модуле питания напряжение питания U_d на входе стабилизатора, измерять соответствующее ему выходное напряжение $U_{ст}$. Особенно тщательно отметить напряжение питания U_d , при котором начинается стабилизация. Одновременно измерять ток, потребляемый стабилизатором. Результаты

5.4. Содержание отчета по лабораторной работе

Отчет по лабораторной работе должен содержать следующее:

- титульный лист;
- цель работы;
- схемы лабораторной установки для исследования работы полупроводникового стабилизатора;
- результаты экспериментов;
- результаты произведенных расчетов;
- подробные выводы.

5.5. Контрольные вопросы

5.5.1. Вопросы для допуска к работе

- 5.5.1.1. Дайте определение понятию пробоя.
- 5.5.1.2. Поясните особенности теплового пробоя.
- 5.5.1.3. Поясните особенности лавинного пробоя.
- 5.5.1.4. Поясните особенности туннельного пробоя.
- 5.5.1.5. Что такое инжекционный пробой?
- 5.5.1.6. Какие виды пробоев являются необратимыми, а какие используются в приборах твердотельной электроники?
- 5.5.1.7. Поясните термин ударная ионизация?
- 5.5.1.8. Поясните фразу «туннелирование с сохранением энергии».
- 5.5.1.9. Что такое напряжение смыкания?
- 5.5.1.10. Какие приборы работают в режиме пробоя?

5.5.2. Вопросы для подготовки к защите

- 5.5.2.1. Где рабочий участок ВАХ стабилизатора?
- 5.5.2.2. Как работает параметрический стабилизатор напряжения?
- 5.5.2.3. Для чего служит балластный резистор?
- 5.5.2.4. Как изменится напряжение на выходе стабилизатора при повышении температуры?
- 5.5.2.5. При каком минимальном напряжении на входе стабилизатора ещё возможна стабилизация напряжения? От чего оно зависит?
- 5.5.2.6. От каких параметров и как зависит качество стабилизации напряжения?

5.5.2.7. Как зависит ТКН кремниевых стабилитронов от напряжения?

5.5.2.8. Какой характерный признак на ВАХ характеризует тепловой пробой?

5.5.2.9. Каким выражением определяется коэффициент лавинного размножения?

5.5.2.10. Как по величине пробивного напряжения определить основной механизм пробоя структуры?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6 «ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ»

6.1. Цель работы

Изучение и экспериментальное исследование импульсных свойств и характеристик полупроводниковых диодов и их зависимость от режимов работы.

6.2. Теоретический раздел

6.2.1. Барьерная ёмкость р-п перехода

При повышении запирающего напряжения, приложенного к р-п переходу, объёмные заряды, создаваемые неподвижными ионами атомов доноров и акцепторов, увеличиваются. Для плавного линейного перехода область объёмного заряда расширяется практически одинаково по обе стороны от границы р- и п-областей. В случае резкого р-п перехода область обеднения распространяется в основном в более слабо легированный полупроводник. Итак, изменение напряжения на р-п переходе ведёт к изменению объёмного заряда

В этом случае р-п переход можно рассматривать как плоский конденсатор, высокопроводящие обкладки которого (базы) разделены низкопроводящим тонким слоем (запорный слой):

$$C_z = \frac{\xi \xi_0 S}{d},$$

где S — площадь р-п перехода; d — ширина области объёмного заряда.

Теория даёт следующие выражения для зарядной ёмкости р-п перехода:

$$C_z(U) = S \sqrt{\frac{\xi \xi_0 \cdot q \cdot N_s}{2(\Psi \pm U)}} \text{ — для резкого р-п перехода,} \quad (6.1)$$

$$C_3(U) = S \sqrt{\frac{(\xi \xi_0)^2 \cdot q \cdot \frac{dN}{dx}}{12(\Psi \pm U)}} \quad \text{— для плавного р-п перехода. (6.2)}$$

Знак "+" для обратного смещения, знак "-" для прямого.

На рис. 6.1 представлена вольт-фарадная характеристика р-п перехода

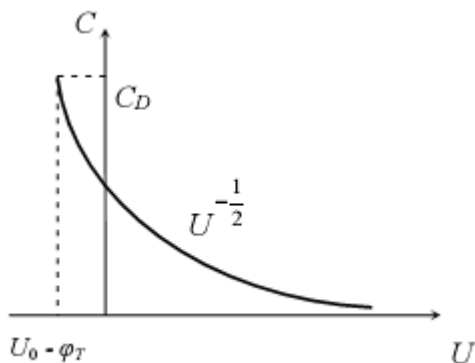


Рисунок 6.1 — Вольт-фарадная характеристика р-п перехода

Выражения (6.1) и (6.2) можно обобщить:

$$C_3^{-n} = B_C (\Psi - U), \quad (6.3)$$

где $n = 2$ для резкого перехода и $n = 3$ для плавного (линейного) перехода,

$$B_C = \frac{2}{S \cdot \xi \xi_0 \cdot q \cdot N_B} \quad \text{— для резкого перехода, (6.4)}$$

$$B_C = \frac{12}{S \cdot (\xi \xi_0)^2 \cdot q \cdot \frac{dN}{dx}} \quad \text{— для плавного перехода. (6.5)}$$

Из экспериментально снятой зависимости барьерной емкости от обратного напряжения C_3 ($U_{обр}$) на основании формул (6.3), (6.4), (6.5) можно определить диффузионный по-

тенциал р-п перехода, концентрацию примеси в слаболегированной области N_B (для резкого перехода) или градиент концентрации примеси dN/dx (для линейного перехода).

Для этого необходимо построить графики зависимости $C_3^{-2}(U_{обр})$ для резкого и $C_3^{-3}(U_{обр})$ для плавного переходов (эти зависимости, как следует из (6.3), являются линейными). Коэффициент пропорциональности B_C находится как тангенс угла наклона графиков $C^2(U_{обр})$ или $C^{-3}(U_{обр})$ (рис. 6.2), затем вычисляются N_B или dN/dx (соответственно формулы (6.4) и (6.5)):

$$B_C = \frac{\Delta(C^{-n})}{\Delta U_{обр}}, \quad (6.6)$$

$$N_B = \frac{2}{S \cdot \xi \xi_0 \cdot q \cdot B_C}, \quad (6.7)$$

$$\frac{dN_B}{dx} = \frac{12}{S \cdot (\xi \xi_0)^2 \cdot q \cdot B_C}. \quad (6.8)$$

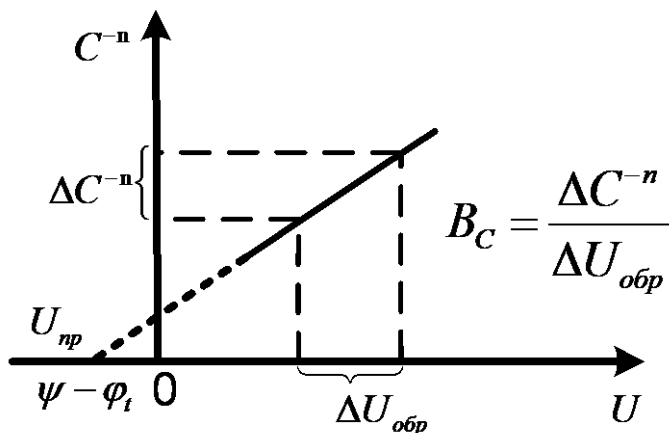


Рисунок 6.2 — К определению диффузионного потенциала

Полагая в формуле (6.3) $C^{-n}=0$, получим: $U = \psi(U > 0)$.

Таким образом, экстраполируя график зависимости $C^{-n}(U)$ до пересечения с осью напряжений мы получим в точке

пересечения значение диффузионного потенциала (с точностью до теплового потенциала ϕ_t).

Также зависимость $C^{-2}(U)$ позволяет определить концентрацию примесей в n —базе. Наклон характеристики $C^{-2}(U)$ позволяет определить уровень легирования базы (N_D).

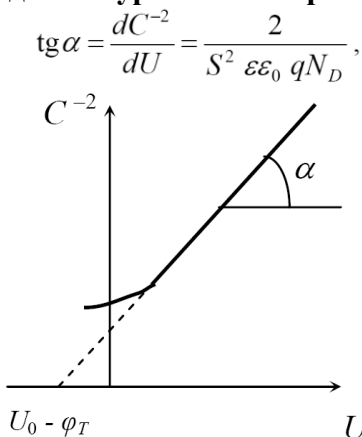


Рисунок 6.3 — К определению контактного потенциала и концентрации примесей в базе

Из теории Саа—Нойса—Шокли вытекает следствие: произведение генерационной составляющей тока на зарядную ёмкость p — n перехода есть величина постоянная для любого распределения поля в переходе. Действительно:

$$C_3 \sim U^{1/n}; I_{\text{ген}} \sim U^{1/n}; C_3 \cdot I_{\text{ген}} = \text{const.}$$

Таким образом, можно сделать вывод: если выполняется это соотношение для обратного тока и ёмкости p — n перехода, то обратный ток определяется генерационной составляющей.

6.2.2. Переходные процессы в p — n диодах

Переходные процессы в полупроводниковых диодах связаны в основном с двумя явлениями, происходящими при быстром изменении напряжения на диоде или тока через диод.

Первое из них — это накопление неосновных носителей в базе диода при его прямом включении и их рассасывании при обратном включении. Так как электрическое поле в базе диода

обычно невелико, то движение носителей в базе определяется законами диффузии и происходит относительно медленно. Поэтому накопление носителей в базе и их рассасывание могут влиять на свойства диодов в режиме переключения.

Второе явление, происходящее в диодах при их переключении, это заряд и разряд барьерной емкости, что также происходит не мгновенно и поэтому может влиять на свойства диодов.

При сравнительно больших плотностях прямого тока через диод существенно накопление неосновных носителей в базе диода, а заряд и разряд барьерной емкости не играют роли. При малых плотностях тока переходные процессы в диоде определяются зарядом и разрядом барьерной емкости диода, накопление же неосновных носителей в базе практически не сказывается.

Временные зависимости напряжений и токов, характеризующие переходные процессы в полупроводниковом диоде, зависят также от сопротивления внешней цепи, в которую включен диод.

6.2.3. Переключение диода из прямого направления в обратное

Пусть диод включен в схему, показанную на рис. 6.4. Анализ переходных процессов в диоде основан на следующих допущениях:

- 1) запирающий слой имеет резкие границы;
- 2) проводимость р-области много больше проводимости n-области;
- 3) емкость запирающего слоя не влияет на переходный процесс;
- 4) в полупроводнике сохраняется электронейтральность;
- 5) уровень инжекции мал, то есть концентрация неосновных носителей много меньше концентрации основных;
- 6) время жизни носителей не зависит от уровня инжекции;
- 7) генерация и рекомбинация в запирающем слое отсутствуют;
- 8) краевые эффекты не учитываются;
- 9) ширина базы диода W много больше диффузионной длины.

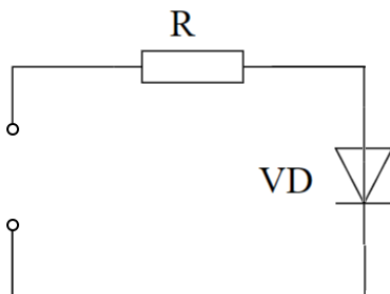


Рисунок 6.4 — Схема включения диода

Рассмотрим случай переключения диода из прямого направления в обратное, когда сопротивление R (рис.6.4) мало и ток в цепи при смене полярности напряжения источника на обратную определяется лишь процессами в диоде. Найдем ток в цепи при переключении напряжения E с прямого направления на обратное. Ток дырок в n — области можно считать диффузионным в силу электронейтральности. Дырочный ток вблизи запиорного слоя будет полным током через переход, поскольку генерацией и рекомбинацией в запиорном слое пренебрегаем. Поведение дырок в базе описывается уравнением диффузии

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}, \quad (6.9)$$

где $p_n = p_n(x, t)$ — концентрация дырок в n — области,
 p_{n0} — равновесная концентрация дырок в базе,
 D_p, τ_p — концентрация диффузии и время жизни дырок.

Распределение дырок в базе при протекании прямого тока (рис.6.5), p - n перехода имеет вид

$$p_n = (p_{n1} - p_{n0}) \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) + p_{n0}, \quad (6.10)$$

p_{n1} — концентрация дырок у перехода,
 L_p — диффузионная длина в базе.

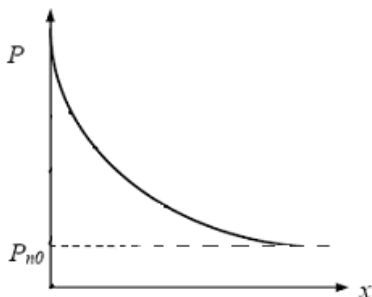


Рисунок 6.5 — Распределение дырок

Распределение дырок при обратном смещении, после окончания переходного процесса описывается уравнением

$$p_n = p_{n0} \cdot (1 - \exp(-\frac{x}{L_p})). \quad (6.11)$$

В момент приложения обратного напряжения концентрация дырок вблизи запертого слоя становится равной нулю:

$$P_{n0} = 0 \text{ при } x=0 \text{ } t > 0. \quad (6.12)$$

Решение уравнения (6.9) с учетом (6.10), (6.11) и (6.12) в пренебрежении током насыщения в предельных случаях имеет вид:

$$\frac{i}{i_{np}} \approx -(\pi \cdot \frac{t}{\tau_p})^{-\frac{1}{2}} \text{ при } \frac{t}{\tau_p} \ll 1, \quad (6.13)$$

$$\frac{i}{i_{np}} \approx -\frac{\exp(-\frac{t}{\tau_p})}{\sqrt{2\pi} \cdot (\frac{t}{\tau_p})^{\frac{3}{2}}} \text{ при } \frac{t}{\tau_p} \gg 1. \quad (6.14)$$

Из выражений (6.13), (6.14) видно, что при $t=0$ $i/i_{np} = \infty$. Реально величина выброса обратного тока ограничивается сопротивлением цепи и базы диода и достигает конечного значения.

В момент подачи импульса обратного напряжения концентрация дырок на границе запертого слоя становится равной нулю. В глубине базы концентрация остается неизменной. Поэтому вблизи запертого слоя создается градиент концентрации дырок, определяющий обратный ток через переход. С течением

времени уменьшается концентрация дырок, уменьшается градиент концентрации, а поэтому и ток через диод. Уменьшение концентрации дырок в n —области связано с уходом их в p —область и рекомбинацией. В идеализированном случае, когда сопротивление внешней цепи равно нулю, величина выброса обратного тока, стремиться к бесконечности. Это происходит из-за того, что в момент подачи обратного напряжения концентрация дырок на самой границе запирающего слоя за время порядка времени релаксации становится равной нулю. В любом другом сечении базы в первое мгновение концентрация дырок остается неизменной, поэтому градиент концентрации дырок, а, следовательно, и дырочный ток через переход бесконечно велики. Реально, электрическая цепь всегда имеет конечное активное сопротивление, которое ограничивает величину выброса обратного тока. Поэтому концентрация дырок у запирающего слоя приходит к нулю за конечное время.

Рассмотрим случай переключения диода из прямого напряжения в обратное, когда сопротивление цепи R велико (рис.6.6).

При подаче импульса обратного напряжения в цепи, изображенной на рис.6.6а, некоторое время будет протекать неизменной по величине ток $i_{обр}$. Амплитуда и длительность плоской вершины, обратного тока (рис.6.6 б) определяются величиной ЭДС $E_{обр}$ и величиной сопротивления R .

Поскольку ток через переход некоторое время остается постоянным (рис.6.6 б), градиент концентрации дырок ($\partial p/\partial x$) при $x=0$ также будет оставаться постоянным в течение времени формирования плоской вершины обратного тока. Спад тока будет сопровождаться уменьшением градиента концентрации дырок.

Последовательное изменение концентрации дырок в базе показано на рис.6.7. Штрихпунктирные прямые являются касательными в точке $x=0$ к кривым распределения концентрации.

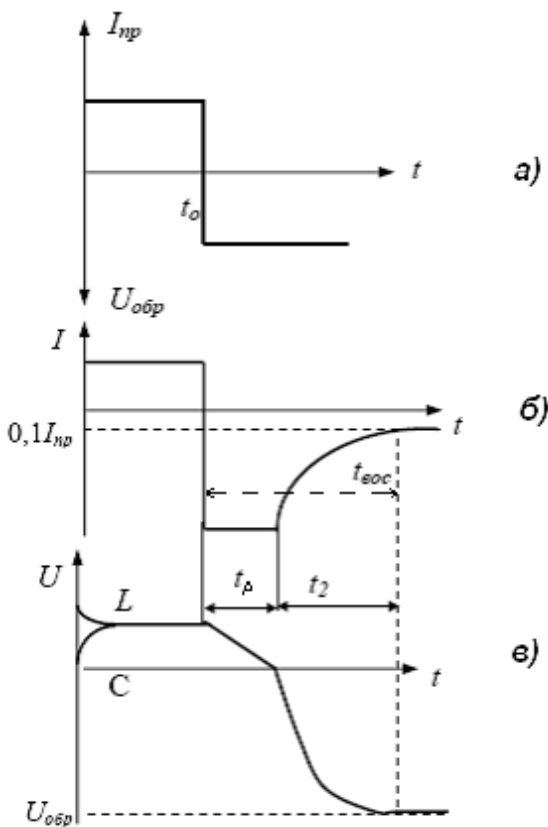


Рисунок 6.6 — Ток диода при переключении из прямого смещения в обратное: а - импульс ЭДС, б - ток диода при большом внешнем сопротивлении, в - напряжение на диоде при большом внешнем сопротивлении

Наклон касательных, то есть градиент концентрации дырок, остается постоянным до тех пор, пока концентрация дырок не достигнет нулевого значения на границе запорного слоя. Дальнейшее уменьшение концентрации дырок в глубине базы ведет к уменьшению градиента концентрации, а, следовательно, и обратного тока через диод до равновесного значения.

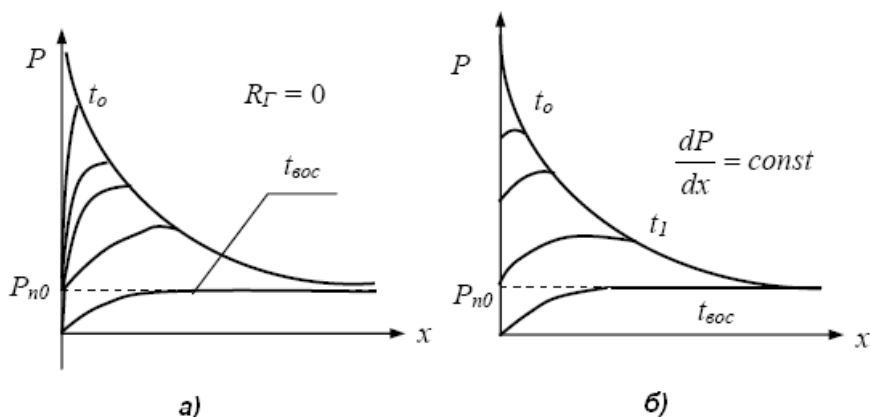


Рисунок 6.7 — Распределение концентрации дырок в базе в различные моменты времени после переключения прямого напряжения на обратное: а - случай отсутствия ограничивающего сопротивления, б - случай большого внешнего сопротивления

Длительность плоской вершины t_1 , может быть найдена из решения уравнения (6.9) и равна

$$t_1 = 0,25 \cdot \tau_p \cdot \frac{i_{np}}{i_{обp}} \quad \text{при } 10^{-1} < \frac{i_{обp}}{i_{np}} < 10^1, \quad (6.15)$$

$$t_1 = 0,8 \cdot \tau_p \cdot \left(\frac{i_{np}}{i_{обp}}\right)^2 \quad \text{при } 10^1 < \frac{i_{обp}}{i_{np}} < 10^2. \quad (6.16)$$

После окончания плоской вершины формируется спад обратного тока диода, которые описываются уравнениями (6.13), (6.14), если в нем за начало отсчета времени взято $t = t_1$.

Время, в течение которого обратный ток уменьшается до уровня от максимальной величины, называется временем восстановления $\tau_{восст.}$ Этот параметр является одним из важнейших импульсных параметров диодов.

6.2.4. Включение и выключение диода

Рассмотрим явления, происходящие в диоде при прохождении через него прямоугольного импульса тока. Диод условно можно представить в виде электрической схемы, показанной на

рис.6.8. Сопротивление базы R_s выделено, как некоторое внешнее сопротивление, включенное последовательно с р-п переходом. Параллельно р-п переходу включена емкость C_3 , учитывающая барьерную емкость перехода.

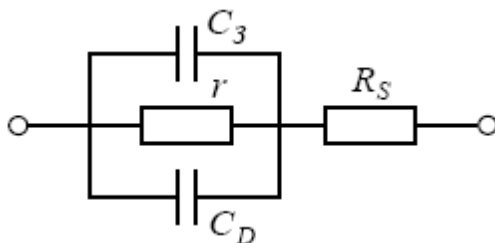


Рисунок 6.8 — Эквивалентная схема диода

На рис. 6.9 приведены осциллограммы напряжений на базе U_b и р-п переход $U_{пр}$ и суммарная, осциллограмма, отражающая изменения на диоде U_g . В начальный момент времени, напряжение на диоде U_g определяется величиной импульса тока и сопротивлением базы. Напряжение на переходе, шунтированном емкостью, отсутствует. По мере накопления дырок в базе, сопротивление базы, а, следовательно, и напряжение на ней уменьшается вследствие модуляции сопротивления основными носителями, пришедшими из источника, для компенсации заряда избыточных дырок. Напряжение на переходе увеличивается, так как емкость перехода заряжается. При дальнейшем прохождении импульса, процесс инжекции дырок уравнивается процессом их рекомбинации. Время, в течение которого напряжение на диоде изменяется до уровня 1,1 от установившегося значения, называется временем установления $\tau_{уст}$ прямого напряжения.

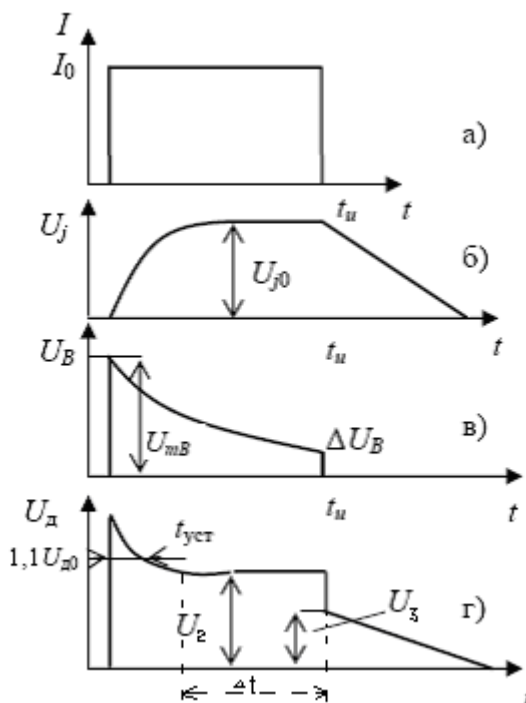


Рисунок 6.9 — Временные диаграммы напряжений при включении или выключении диода: а - импульс тока, б - напряжение на р-п переходе, в - напряжение на базе диода, г - суммарное напряжение на диоде

В момент окончания импульса, напряжение на базе скачком падает до нулевого значения (см. рис. 6.9). Амплитуда скачка определяется сопротивлением промоделированной базы и амплитудой импульса тока. Величину сопротивления базы можно найти, измеряя начальное падение напряжения на диоде U . Зависимость изменения сопротивления базы от тока определяется измерением перепада напряжения U , а величина сопротивления промодулированной базы определяется по разности $U_2 - U_3$ в момент окончания импульса.

Рассмотрим осциллограмму напряжения на диоде после окончания импульса прямого тока. В момент окончания им-

пульса тока, концентрация дырок в базе не изменяется. Накопленные вблизи запирающего слоя дырки, определяющие напряжение на диоде, исчезают вследствие рекомбинации. По мере уменьшения избыточной концентрации дырок вблизи запирающего слоя, уменьшается напряжение на переходе, что и отражено на осциллограмме.

Найдем закон изменения напряжения на диоде, пренебрегая диффузией дырок вглубь базы. Характер уменьшения концентрации дырок вблизи запирающего слоя отвечает уравнению

$$p_n|_{x=0} = \Delta p_n|_{x=0} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_p}} + p_{n0}, \quad (6.17)$$

где $\Delta p_n|_{x=0}$ — избыточная концентрация дырок.

Подставляя значение Δp и считая, что избыточная концентрация дырок вблизи р-п перехода гораздо больше равновесной, найдем зависимость напряжения на диоде от времени:

$$U_g = U_{nep} = U_3 - \frac{kT}{l} \cdot \frac{t}{\tau_p}. \quad (6.18)$$

Уравнение (6.10) позволяет легко определить время жизни дырок в базе диода. Для этого измеряют перепад напряжения ΔU на линейном участке спада после инжекционной ЭДС $U_g(t)$ и время, соответствующее этому перепаду Δt . Тогда время жизни дырок равно:

$$\tau_p = \frac{kT}{q} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta U}. \quad (6.19)$$

Измерение начального остаточного напряжения U_3 в зависимости от величины прямого тока через диод позволяет найти контактную разность потенциалов. С увеличением амплитуды импульсов прямого тока величина U_3 стремится к некоторому постоянному значению. Концентрация дырок вблизи запирающего слоя равна:

$$p_n|_{x=0} = p_p \cdot \exp\left(-\frac{U_K - U_3}{\phi_t}\right).$$

С увеличением амплитуды импульсов величина R_n при $x=0$ стремится к r_p . Поэтому при достаточно больших импульсах тока начальное остаточное напряжение U_3 стремится к величине, равной контактной разности потенциалов U_k .

6.3.1. Экспериментальное исследование полупроводникового стабилитрона

6.3.1.1. Перед выполнением исследования необходимо установить нужную форму сигнала на модуле «Функциональный генератор», а также частоту, которая позволит добиться устойчивого изображения на экране осциллографа. Для измерения напряжения курсорами рекомендуется использовать второй канал осциллографа (КАН 2).

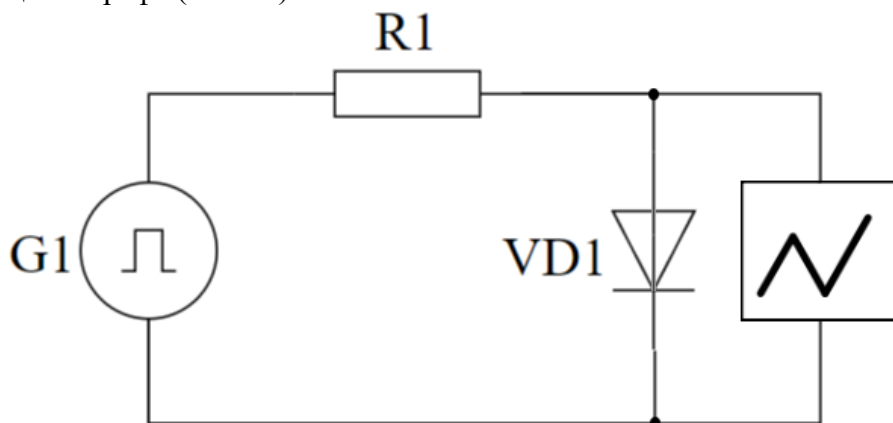


Рисунок 6.10 — Схема измерений параметров включения и выключения полупроводникового диода

Схема исследования параметров включения — выключения диода приведена на рис. 6.10, а схема исследования параметров переключения диода из прямого смещения в обратное — на рис. 6.11.

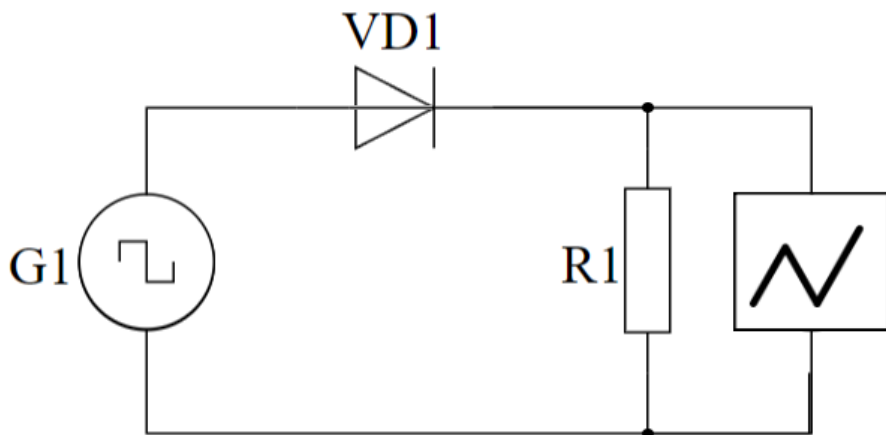


Рисунок 6.11 — Схема исследования параметров переключения диода из прямого смещения в обратное

Импульсный генератор G1 (см. рис. 6.10) задает импульсы напряжения прямоугольной формы положительной полярности. Форма импульса напряжения на диоде наблюдается с помощью осциллографа, подключенного непосредственно к исследуемому диоду VD1. Резистор R1 (его номинал следует выбирать из диапазона 10..150 Ом) служит для развязки импульсного источника G1 и осциллографа.

В схеме исследования параметров переключения диода из прямого смещения в обратное (см. рис. 6.11) импульсы напряжения прямоугольной формы задаются импульсным генератором G1. Форма импульсов напряжения, пропорционального току через диод, наблюдается с помощью осциллографа, подключенного к резистору R1 (его номинал следует выбирать из диапазона 1..10 кОм).

6.3.1.2. Изучить схемы исследования импульсных свойств полупроводниковых диодов, рис.6.10 и рис.6.11.

6.3.1.3. Исследовать свойства диодов при включении и выключении (рис.6.10). Произвести измерение напряжения на диоде U_2 и на p-n переходе U_3 (рис.6.9г) от величины напряжения генератора импульсов однозначно связанного с прямым током диода, при изменении U_{pu} от 0 до 15 В с шагом 1 В;

6.3.1.4. Исследовать зависимость $\tau_{уст.}$ от $U_{гн}$ в указанном диапазоне изменения $U_{гн}$ (рис.6.9г). По формуле (6.19) рассчитать время жизни τ_p при тех же значениях $U_{гн}$. Данные занести в таблицу 6.1.

Таблица 6.1 — Таблица измерений параметров диода при включении и выключении

$U_{гн}, В$	$U_2, В$	$U_3, В$	$\frac{U_2 - U_3}{В}$	$\tau_{уст.}, мкс$	$\Delta t, мкс$	$\Delta U, В$	$\tau_p, мкс$
1							
2							
3							
4							
5							
6							
8							
10							
13							
15							

6.3.1.5. Построить график зависимости $U_3(U_{гн})$ и определить диффузионный потенциал р-п перехода. Построить графики зависимостей $\tau_{уст.}(U_{гн})$ и $\tau_{уст.}(U_{гн})$.

6.3.1.6. Исследовать свойства диодов при переключении из прямого смещения в обратное (рис.6.11). Получить зависимость $\tau_{восст.}$ от прямого тока $I_{пр}$ для личных значений амплитуды обратных напряжений $U_{гн}$.

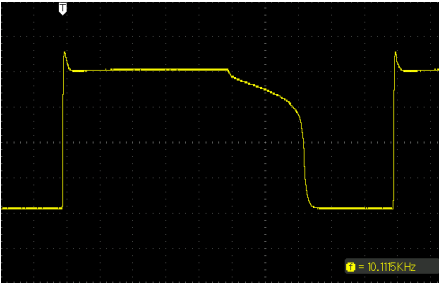
6.3.1.7. рассчитать по формулам (6.15) или (6.16) время жизни носителей для различных токов $I_{пр}$ и напряжений $U_{гн}$. Данные измерений по п. 6.3.1.3 и 6.3.1.4 занести в таблицу 6.2.

Таблица 6.2 — Таблица измерений свойств диода при переключении из прямого смещения в обратное

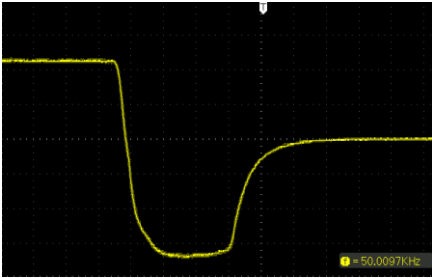
$I_{пр},$ мА	1		2		3		4		5	
$U_{гн},$ В	$\tau_{восст}$	τ_p	$\tau_{восст}$	τ_p	$\tau_{восст}$	τ_p	$\tau_{восст}$	τ_p	$\tau_{восст}$	τ_p
1										
2										
3										
...										
9										
10										

6.3.1.8. По данным табл.6.2 построить графики зависимостей $\tau_{восст}(I_{np})|_{U_{гн}} = var$ и $\tau_p(I_{np})|_{U_{гн}} = var$.

Примеры осциллограмм при исследовании параметров диода изображены на рис. 6.12 а,б.



а)



б)

Рисунок 6.12 — Осциллограммы при исследовании параметров включения и выключения полупроводникового диода (а) и параметров переключения диода из прямого смещения в обратное (б)

На рис. 6.13 и 6.14 изображены собранные на лабораторном макете схемы для исследования включения — выключения диода и для исследования параметров переключения диода из прямого смещения в обратное соответственно.

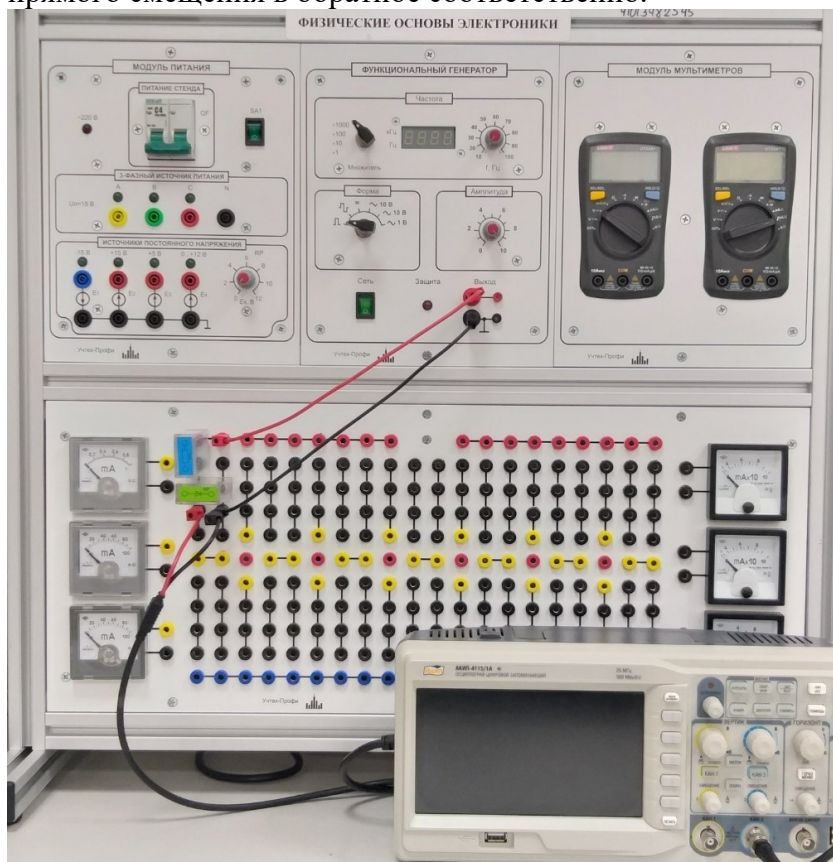


Рисунок 6.13 — Сборка схемы на лабораторном макете для исследования включения — выключения диода

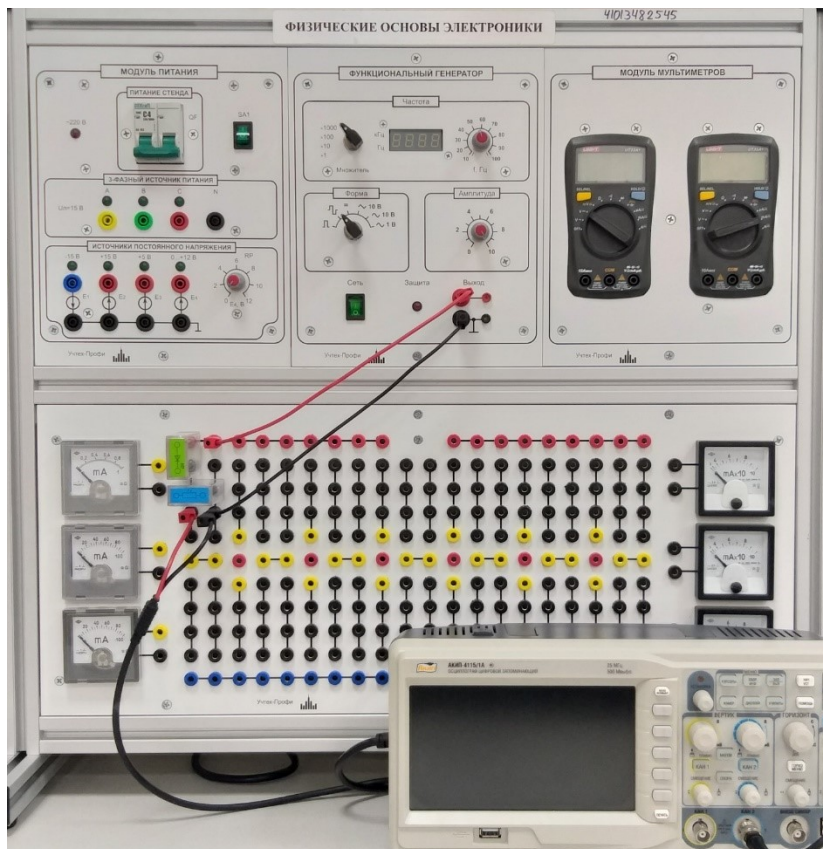


Рисунок 6.14 — Сборка схемы на лабораторном макете для исследования параметров переключения диода из прямого смещения в обратное

6.4. Содержание отчета по лабораторной работе

Отчет по лабораторной работе должен содержать следующее:

- титульный лист;
- цель работы;
- схемы лабораторной установки для исследования работы полупроводникового стабилитрона;
- результаты экспериментов;
- результаты произведенных расчетов;

— подробные выводы.

6.5. Контрольные вопросы

6.5.1. Вопросы для допуска к работе

6.5.1.1. Чем обусловлено наличие барьерной ёмкости в р-п переходе?

6.5.1.2. Какая модель используется для описания барьерной ёмкости в р-п переходе?

6.5.1.3. С какими явлениями связано наличие переходных процессы в полупроводниковых диодах.

6.5.1.4. Явление накопления неосновных носителей связано с прямым или обратным включением диода?

6.5.1.5. Явление рассасывания неосновных носителей связано с прямым или обратным включением диода?

6.5.1.6. Что происходит при переключении диода из прямого направления в обратное?

6.5.1.7. Что происходит при подаче на диод прямоугольного импульса тока?

6.5.1.8. Что означает параметр время установления прямого напряжения?

6.5.1.9. Что такое время жизни электронов и дырок в полупроводнике?

6.5.1.10. Что означает параметр время восстановления?

6.5.2. Вопросы для подготовки к защите

6.5.2.1. Что такое зарядная емкость р-п перехода?

6.5.2.2. Рассчитайте зарядную емкость кремниевого p^+-n перехода: $N_D=10^{15}\text{см}^{-3}$; $S=1\text{см}^2$; $\epsilon=12$; $\epsilon_0=8.85\cdot 10^{14}$; $T=300\text{K}$ при $U_{обр}=1\text{В}$ и $U_{обр}=10\text{В}$.

6.5.2.3. Нарисовать зависимость зарядной емкости р-п перехода от приложенного напряжения.

6.5.2.4. Как определить контактный потенциал и концентрацию примесей в базе из зависимости $C(U_{обр})$?

6.5.2.5. Какие процессы протекают в диоде при включении, выключении и переключении?

6.5.2.6. Как изменяется концентрация основных и неосновных носителей вдоль базы диода при процессе включения, выключения и переключения?

6.5.2.7. Как можно определить время жизни в базе диода?

6.5.2.8. Чем отличаются процессы переключения диода при наличии и отсутствии последовательного сопротивления в цепи?

6.5.2.9. Как время установления прямого сопротивления и время восстановления обратного тока зависят от параметров внешней электрической цепи и характеристик материала полупроводникового диода?

6.5.2.10. Что такое время жизни и как оно зависит от физических параметров материала?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Старосельский, В. И. Физика полупроводниковых приборов микроэлектроники : учебное пособие для вузов / В. И. Старосельский. — Москва : Юрайт, 2025. — 463 с. — (Высшее образование). — URL: <https://urait.ru/bcode/559426> (дата обращения: 28.02.2025) — ISBN 978-5-534-21135-1. — Текст : электронный.

2. Щука, А. А. Электроника. В 4 ч. Часть 2. Микроэлектроника : учебник для вузов / А. А. Щука, А. С. Сигов ; ответственный редактор А. С. Сигов. — 2-е изд., испр. и доп. — Москва : Юрайт, 2025. — 326 с. — (Высшее образование). — URL: <https://urait.ru/bcode/561577> (дата обращения: 28.02.2025). — ISBN 978-5-534-01867-7. — Текст : электронный.

3. Давыдов, В. Н. Твердотельная электроника : учебное пособие / В. Н. Давыдов. — Москва : ТУСУР, 2013. — 175 с. — URL: <https://e.lanbook.com/book/110377> (дата обращения: 28.02.2025). — Режим доступа: для авториз. пользователей. — Текст : электронный.

4. Гусев В. А. Основы твердотельной электроники : учеб. пособие / В. А. Гусев. — Севастополь : СевНТУ, 2004 — 635 с. — Текст : непосредственный.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

ОПИСАНИЕ СТЕНДА

А.1. Назначение и состав стенда

Элементы лабораторного стенда, используемые при проведении лабораторных работ:

- модуль питания, обеспечивающий подачу однофазного напряжения 220 В, низковольтного трехфазного переменного напряжения —9 В (А, В, С) и низковольтных напряжений питания ± 15 В, а также защищающий стенд от короткого замыкания;
- модуль функционального генератора, обеспечивающего подачу измерительных сигналов различной формы к исследуемому устройству;
- модуль мультиметров, с помощью которого выполняются измерения значений тока и напряжения в цепях постоянного и переменного тока, а также величины сопротивлений;
- наборное поле с измерительными приборами служит для установки минимодулей. После сборки соответствующей схемы исследуются электрические и электронные цепи. Измерительные приборы наборного поля позволяют выполнять измерения стрелочными приборами напряжений и токов в электрических и электронных цепях;
- комплекты лабораторных минимодулей, позволяющие набрать схемы для проведения лабораторных работ по электрическим цепям и электронике.

А.2 Модуль питания

Модуль питания предназначен для ввода в лабораторный стенд однофазного переменного напряжения —220 В и подачи с помощью соединительных проводов низковольтных постоянных напряжений ± 15 В, 0...+12 В и линейного трехфазного переменного напряжения —15 В.

Внешний вид лицевой панели модуля представлен на рис. А.1. На лицевой панели модуля кроме ручки автоматического выключателя QF установлен выключатель «Сеть» для подачи на выходные гнезда постоянного напряжения ± 15 В, постоянного

регулируемого напряжения $+0...12\text{В}$, линейного трехфазного переменного напряжения $—15\text{ В}$. Источники постоянного и трехфазного переменного напряжения содержат встроенную электронную защиту от перегрузок и коротких замыканий и световую индикацию (зеленого цвета) рабочего режима источника.

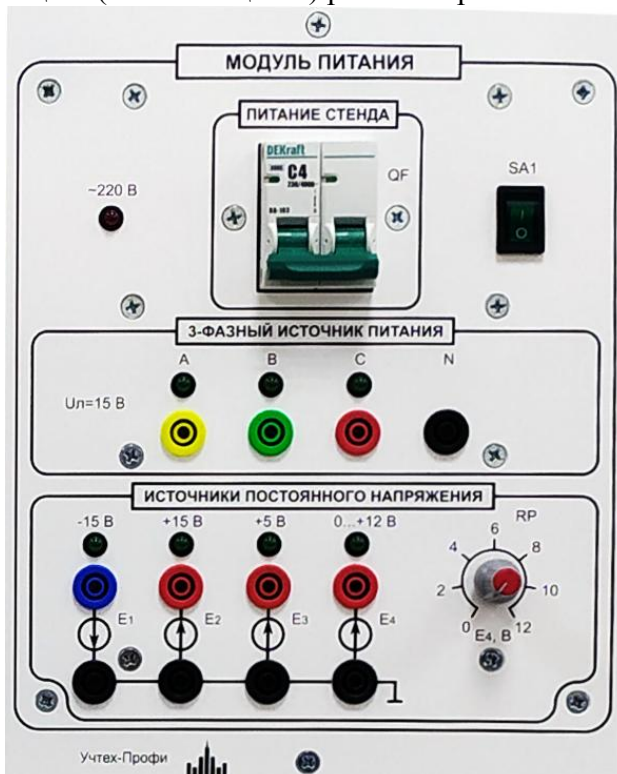


Рисунок А.1 — Внешний вид лицевой панели модуля питания

На лицевой панели установлены гнезда для подачи постоянного и переменного напряжений.

Характеристики источников постоянного и переменного напряжения приведены в таблицах А.1 и А.2 соответственно.

Таблица А.1

$=U_{\text{ВЫХ}}, \text{ В}$	$=I_{\text{ВЫХ}}, \text{ А}$
+0...12	0 — 0.1
+15	0 — 0.3
—15	0 — 0.3

Таблица А.2

$\sim U, \text{ В}$	$\sim I_{\text{ВЫХ}}, \text{ мА}$
A~9 ±10%	0 — 250
B~9 ±10%	0 — 250
C~9 ±10%	0 — 250

А.3 Модуль функционального генератора

Модуль функционального генератора (см. рис. А.2) предназначен для получения измерительных сигналов с плавно регулируемой амплитудой и частотой следующих форм: однополярный меандр, двухполярный меандр, постоянный электрический сигнал, сигнал треугольной формы, синусоидальный сигнал.

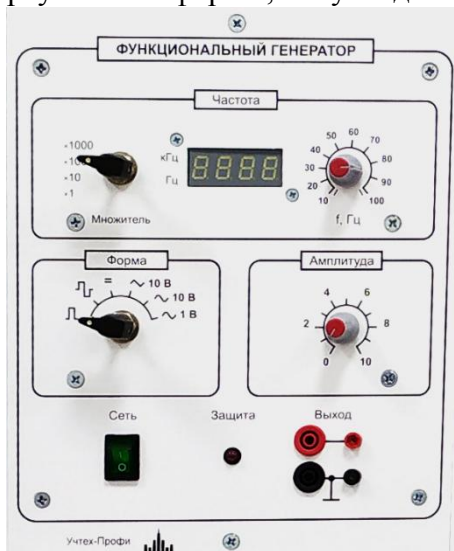


Рисунок А.2 — Внешний вид модуля функционального генератора

Форма выходного сигнала устанавливается с помощью переключателя «Форма». Установка поддиапазона генерируемой частоты выполняется с помощью кнопки «Множитель», плавная установка частоты в поддиапазоне — с помощью регулятора «f, Гц».

Индикация в модуле выполнена:

— текущей частоты на 4— символьном индикаторе;

— поддиапазона «Гц» и «кГц» с помощью светодиодов в левой части индикатора.

Плавная регулировка величины выходного напряжения производится регулятором «Амплитуда».

Технические характеристики генератора приведены в табл. А.3.

Таблица А.3

Наименование параметра	Значение
Напряжение питания	$\sim 220 \text{ В} + 10\%$
Максимальный ток нагрузки, не менее	0,4 А
Диапазон регулирования амплитуды выходного напряжения, не менее	0,1...11 В
Частотный диапазон, не менее	10... 100 000 Гц
Погрешность измерения частоты, не более	+ 5%
Выходное сопротивление, не более	2 Ом

Модуль содержит встроенную электронную защиту от перегрузок и коротких замыканий и световую индикацию срабатывания защиты красного цвета. В случае срабатывания защиты модуль возвращается в рабочее состояние самостоятельно после устранения перегрузки или короткого замыкания в исследуемой цепи.

А.4 Модуль мультиметров

Модуль мультиметров предназначен для выполнения измерений электрических величин. Внешний вид модуля представлен на рис. А.3.



Рис. А.3 — Внешний вид модуля мультиметров

А.5 Наборное поле

Наборное поле служит для установки минимодулей при сборке исследуемых электрических и электронных цепей. Гнезда соединены согласно мнемосхеме (рис. А.4).

Для измерения токов в электрических и электронных цепях на наборном поле установлены стрелочные измерительные приборы: три миллиамперметра переменного тока типа Ц42302 с пределом измерений 100 мА, три миллиамперметра постоянного тока типа М42301 с пределом измерений 100 мА у двух приборов и 1 мА у одного прибора.

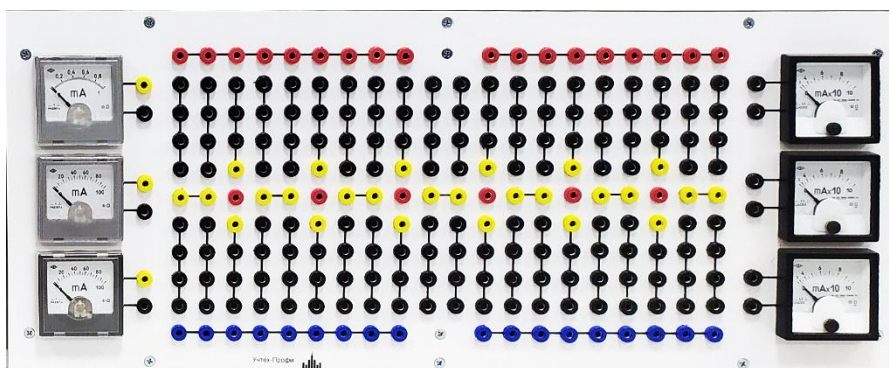


Рис. А.4 — Внешний вид модуля наборное поле

Исследуемые минимодули.

№	Элемент	Кол-во, шт.
1.	Диод выпрямительный	2
2.	Диод Шоттки	1
3.	Стабилитрон	1
4.	Двуханодный стабилитрон	1
5.	Светодиод	1
6.	Самовосстанавливающийся предохранитель	1
7.	Резисторы	21
8.	Резистор переключаемый	1
9.	Потенциометры	3
10.	Конденсаторы	5
11.	Конденсатор переключаемый	1
12.	Операционный усилитель	2
13.	Транзистор p-p-p	1
14.	Транзистор полевой MOSFET с каналом p-типа	1
15.	Тиристор	1
16.	Диодный мост	1
17.	Логическая микросхема	2
18.	Дроссель	1
19.	Тумблер	3

Учебное издание

Мурзин Дмитрий Геннадьевич

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

*Учебно-методическое пособие
по выполнению лабораторного практикума*

В авторской редакции

Изд. № 72/2025. Объем 7,25 п.л. Усл. печ. л. 6,74. Уч.-изд. л. 7,105.
Издательский центр ФГАОУ ВО «Севастопольский государственный университет»