

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ОДЕССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени И. И. МЕЧНИКОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

А. П. Чебаненко, С. В. Зубрицкий, Ю. Н. Каракис

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

ЧАСТЬ I

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
к лабораторным работам по спецпрактикуму
“Физика полупроводниковых приборов”

ОДЕССА

ОНУ

2015

УДК 621.328(076.5)

ББК 22.379я73

ЧЗ4

Рекомендовано к печати решением Учёного совета
физического факультета ОНУ имени И. И. Мечникова.
Протокол № 7 от 28 апреля 2014 г.

Рецензенты:

Ю. А. Ницук, кандидат физико-математических наук, доцент
кафедры экспериментальной физики;

В. А. Борщак, доктор физико-математических наук, ведущий
научный сотрудник межведомственного научно-учебного физико-
технического центра;

В. А. Пастернак, старший преподаватель кафедры эксперимен-
тальной физики.

Чебаненко А. П., Зубрицкий С. В., Каракис Ю. Н.

ЧЗ4 Методические указания к лабораторным работам по
спецпрактикуму “Физика полупроводниковых приборов”/
А. П. Чебаненко; С. В. Зубрицкий; Ю. Н. Каракис; Одесса:
«Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова»,
2015. – 60 с.

Методические указания написаны в соответствии с действующей ныне программой дисциплины “Приборы твёрдотельной электроники”. Цель данного издания – помочь студентам специализации “Физика полупроводников и диэлектриков” в их самостоятельной работе над соответствующими курсами. Указания призваны выработать у студентов навыки самостоятельной экспериментальной работы, а также применять теоретические знания для решения практических задач.

Для студентов 4-го курса физического факультета специализации “физика полупроводников и диэлектриков”.

УДК 621.328(076.5)

ББК 22.379я73

© А. П. Чебаненко, С. В. Зубрицкий, Ю. Н. Каракис, 2015
© Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова, 2015

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
-----------------------	----------

§ 1. Р-n-переходы в полупроводниках и их свойства

1.1. Р-n-переход в условиях равновесия	6
1.2. Р-n-переход при наличии внешнего напряжения	8
1.3. Вольт-амперная характеристика идеального р-n-перехода	10

§ 2. Исследование параметров выпрямительных полупроводниковых диодов (ЗАДАЧА 1)

2.1. Вольт-амперные характеристики (ВАХ)	13
2.2. Вольт-фарадные характеристики (ВФХ)	15
2.3. Экспериментальная установка и методика измерений	16
2.4. Порядок измерений	18
2.5. Обработка результатов	19

§ 3. Изучение импульсных характеристик диода (ЗАДАЧА 2)

3.1. Переключение диода из прямого направления в запирающее	21
3.2. Включение диода	25
3.3. Выключение диода	26
3.4. Экспериментальная установка	28
3.5. Порядок измерений и обработка результатов	29

§ 4. Исследование опорного диода (ЗАДАЧА 3)

4.1. Пробой электронно-дырочного перехода	31
4.2. Стабилитроны и их параметры	36
4.3. Измерительная установка	38
4.4. Порядок измерений	39
4.5. Обработка результатов	39

§ 5. Изучение характеристик туннельных диодов (ЗАДАЧА 4)

5.1. Р-n-переход в вырожденном полупроводнике	41
5.2. Вольт-амперные характеристики туннельного диода	42
5.3. Параметры туннельного диода	46
5.4. Экспериментальная установка	47
5.5. Порядок измерений	48
5.6. Обработка результатов	48

§ 6. Изучение работы фотодиода (ЗАДАЧА 5)

6.1. Основные уравнения фотодиода	51
6.2. Анализ основных характеристик фотоэлементов	54
6.3. Экспериментальная установка	56
6.4. Порядок измерений	57
6.5. Обработка результатов	57

Список рекомендованной литературы.	59
---	-----------

ВВЕДЕНИЕ

В течение ряда лет на физическом факультете Одесского национального университета читается специальный курс “Приборы твёрдотельной электроники” для студентов, специализирующихся по физике полупроводников и диэлектриков. Практическим подкреплением теоретических положений, рассматриваемых в данном курсе, является выполнение лабораторных работ на специальном практикуме. Этот практикум предусматривает обучение студентов различным методам исследования характеристик и параметров основных полупроводниковых приборов, используемых в современной электронике.

В настоящих методических указаниях рассмотрены работы, посвященные исследованию полупроводниковых приборов, принцип действия которых базируется на свойствах р-п-перехода: выпрямительных диодов, опорных диодов, импульсных диодов, туннельных диодов, фотодиодов. Работы выполняются на собранных установках, в которых используется стандартная аппаратура. В описании каждой задачи приведен теоретический материал, позволяющий разобраться в процессах, протекающих в изучаемых полупроводниковых приборах, а также методике измерений и обработке экспериментальных результатов. При этом существенное внимание уделяется рассмотрению физической модели, снабжаемой по мере необходимости математическими выкладками. Более детальные выводы можно найти в литературе, список которой предлагается в завершении методических указаний.

В конце каждой работы приводится список контрольных вопросов. Вопросы повышенной сложности отделены чертой.

§ 1. Р-п-переходы в полупроводниках и их свойства

Ряд физических процессов, определяющих электрические свойства полупроводников, связан со свойствами кристаллов, содержащих в своем объеме области разного типа проводимости. Если в одной части полупроводника имеется большое число доноров, а в другой – большое число акцепторов, то в первой области проводимость имеет электронный, а во второй – дырочный характер. Окрестность границы между р- и п- областями называется р-п-переходом. Для простоты предположим, что в образце полупроводника, имеющего форму прямоугольного параллелепипеда, слева от некоторой плоскости $x=0$ концентрация акцепторов постоянна и равна N_a , а справа концентрация доноров постоянна и равна N_d . Такой переход называется плоским резким р-п- переходом. Будем считать, что доноры и акцепторы полностью ионизированы.

1.1. Р-п-переход в условиях равновесия

Так как концентрация дырок в р-области значительно превосходит их концентрацию в п-области, а концентрация электронов в п-области значительно превосходит их концентрацию в р-области, то возникнут большие градиенты концентраций носителей и потекут диффузионные токи: электронный ток из п-области в р-область и дырочный ток из р-области в п-область. При уходе основных носителей в полупроводнике п-типа остаются нескомпенсированные положительно заряженные доноры, а в дырочном полупроводнике нескомпенсированные отрицательно заряженные акцепторы. Т. е. по обе стороны от геометрической границы раздела между р- и п- областями возникают области пространственного заряда. Внешние границы этих областей являются границами р-п-перехода. Образование областей пространственного заряда приводит к созданию электрического поля в р-п-переходе. Направление поля будет таким, чтобы тормозить диффузионные потоки электронов и дырок. В результате наступает состояние термодинамического равновесия, которому соответствует одинаковое положение уровня Ферми F во всей системе и вполне определенная разность потенциалов в р-п-переходе, так называемая контактная разность потенциалов U_k (рис. 1.1).

В состоянии равновесия суммарный ток через переход отсутствует. Однако, это не означает, что носители не будут переходить через границу раздела. Как видно из рис. 1.1, образовавшийся барьер не препятствует движению неосновных носителей: электронов из р- в n- область и дырок из n- в р- область. Наоборот, электрическое поле перехода будет способствовать движению неосновных носителей, оказавшихся на расстоянии порядка диффузионной длины от внешних границ р-n-перехода. Эта составляющая тока называется дрейфовой и обозначается $I_n^{др}$ и $I_p^{др}$.

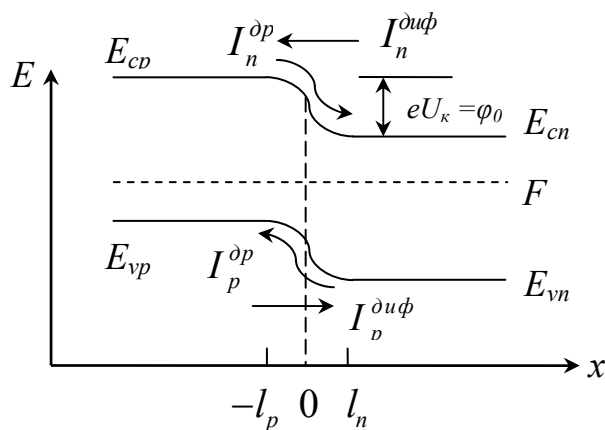


Рис. 1.1. Зонная диаграмма р-n-перехода в равновесном состоянии: l_p , l_n — границы перехода, φ_0 — высота потенциального барьера между р- и n- областями

Дрейфовый ток небольшой по величине, поскольку образован неосновными носителями. Вместе с тем, в противоположном направлении протекает диффузионный ток основных носителей $I_n^{диф}$ и $I_p^{диф}$ с энергетических уровней, лежащих выше барьера (рис. 1.1). Величина этого тока также невелика, поскольку указанные уровни обладают небольшой вероятностью заполнения. Согласно принципу детального равновесия, диффузионная и дрейфовая составляющие тока каждого знака носителей в условиях равновесия компенсируют друг друга.

Решая для р- и n- областей уравнения Пуассона относительно потенциала с соответствующими граничными условиями, легко получить выражение для равновесной высоты потенциального барьера φ_0 и максимальной напряженности электрического поля $\mathcal{E}_m$ в р-n-переходе:

$$\varphi_0 = eU_k = \frac{e^2}{\epsilon\epsilon_0} N^* \frac{l^2}{2}, \quad (1.1)$$

$$\mathcal{E}_m = 2 \frac{\varphi_0}{el}, \quad (1.2)$$

где $N^* = N_a N_d / (N_a + N_d)$ – приведенная концентрация примесей в p-n переходе; $l = l_n + |l_p|$ – полная толщина истощенного слоя; ϵ и ϵ_0 – статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума.

1.2. Р-n-переход при наличии внешнего напряжения

Область p-n-перехода является областью наибольшего сопротивления, поэтому приложенное к диоду внешнее напряжение падает в этой области, и именно ее свойства определяют условия протекания тока через кристалл. При наличии внешнего напряжения равновесие в системе нарушается и уже нельзя пользоваться уровнем Ферми, единым для всего кристалла. Однако, можно ввести квазиуровни Ферми отдельно для электронов F_n и для дырок F_p , положение которых зависит от координаты в соответствии с изменением концентрации электронов и дырок. Если внешнее напряжение U падает на области пространственного заряда и в этой области рекомбинация пренебрежимо мала, то $F_n - F_p = eU$.

Пусть к p-n-переходу приложено напряжение такой полярности, что напряженность поля, создаваемая этим напряжением, противоположна по знаку собственной напряженности поля перехода (рис. 1.2а). В этом случае высота потенциального барьера уменьшается. Такой режим смещения называется прямым. В результате получают возможность для перехода через границу раздела основные носители, находящиеся на более низких энергетических уровнях. Поэтому с ростом внешнего смещения диффузионные составляющие тока будут быстро увеличиваться, поскольку заполнение энергетических уровней по мере приближения к уровню Ферми растет по экспоненциальному закону. Дрейфовые токи неосновных носителей при этом не изменяются и не оказывают заметного влияния на общую величину тока.

Явление перехода неравновесных дырок из p- в n- область и неравновесных электронов из n- в p- область называется инжекцией неосновных носителей. Дырки, инжектированные через p-n-переход, попадают в n-область. Таким образом, справа от плоскости $x=l_n$ при

прямых токах возникает область с избыточной концентрацией дырок. Вместе с тем, в силу закона электронейтральности в n -области не должно быть пространственного заряда. Эту нейтральность обеспечивают электроны, подходящие в n -область из контакта. По мере продвижения в глубину n -области избыточные дырки рекомбинируют с электронами (рис. 1.2а), и вдали от p - n -перехода концентрация дырок становится равной равновесной концентрации p_{n0} , а ток переносится только электронами. Аналогичную картину можно представить для электронов, инжектируемых в p -область.

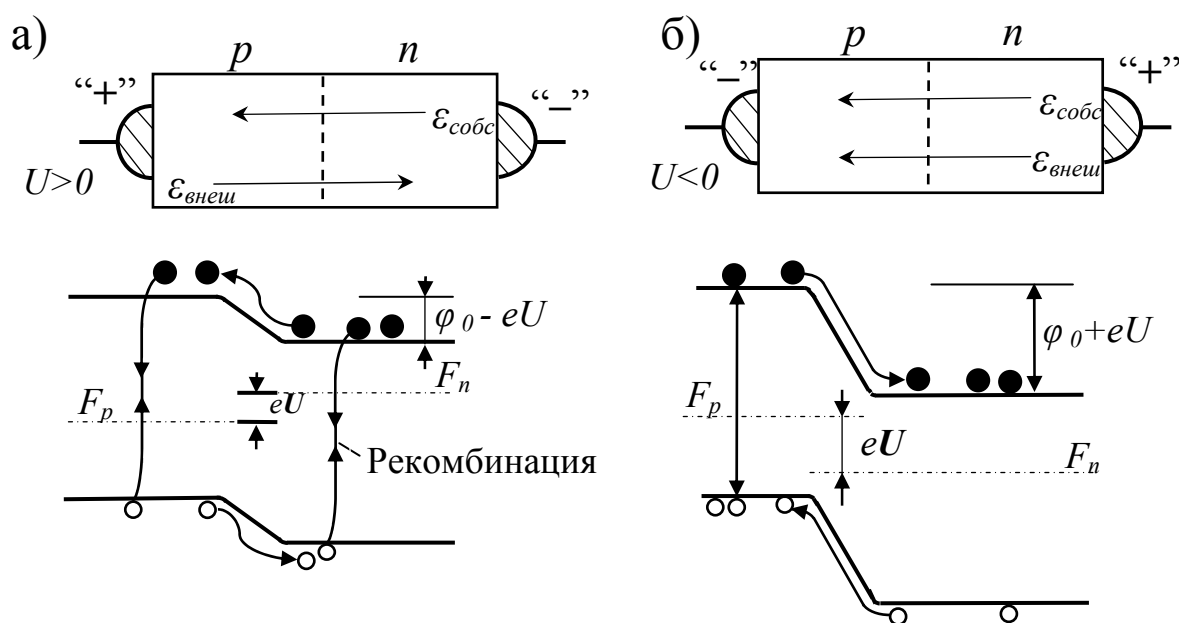


Рис. 1.2. Зонная диаграмма p - n -перехода при прямом (а) и обратном (б) смещении

Если к p - n -переходу приложено напряжение противоположной полярности, то высота потенциального барьера возрастает (рис. 1.2б). Такой режим смещения называется запиорным. С увеличением высоты барьера резко убывает число основных носителей, способных его преодолеть, ток же неосновных носителей при этом не изменяется, поскольку его величина определяется только количеством неосновных носителей, появляющихся на внешних границах области пространственного заряда в единицу времени за счет тепловой генерации. С ростом запиорного смещения диффузионная составляющая тока становится пренебрежимо мала по сравнению с дрейфовой. С этого момента ток через переход перестанет зависеть

от приложенного напряжения и будет равен I_s . Такой ток называют обратным током насыщения р-п-перехода.

1.3. Вольт-амперная характеристика идеального р-п-перехода

Проведем количественный анализ процессов, происходящих в р-п-переходе. Вдали от перехода равновесные концентрации электронов и дырок определяются положением уровня Ферми. Для основных носителей:

$$p_{p0} = P_v \exp\left(-\frac{F - E_{vp}}{kT}\right) \quad (1.3)$$

$$n_{n0} = N_c \exp\left(-\frac{E_{cn} - F}{kT}\right). \quad (1.4)$$

Для неосновных носителей:

$$p_{n0} = P_v \exp\left(-\frac{F - E_{vn}}{kT}\right) \quad (1.5)$$

$$n_{p0} = N_c \exp\left(-\frac{E_{cp} - F}{kT}\right). \quad (1.6)$$

Здесь N_c и P_v – эффективная плотность состояний электронов и дырок; в числителях экспонент – расстояние от уровня Ферми до края соответствующих зон (см. рис. 1.1). Учитывая, что $E_{cp} - E_{cn} = E_{vp} - E_{vn} = \varphi_0$, находим

$$p_{n0} = p_{p0} \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right) \quad (1.7)$$

$$n_{p0} = n_{n0} \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right). \quad (1.8)$$

При наличии прямого смещения высота барьера уменьшается и становится равной $\varphi_0 - eU$. В этом случае выражение (1.7) и (1.8) преобразуются к виду:

$$p_n = p_{n0} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (1.9)$$

$$n_p = n_{p0} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right). \quad (1.10)$$

Здесь p_n и n_p – концентрации неосновных носителей на внешних границах р-п-перехода.

Для вывода вольт-амперной характеристики сделаем упрощающие предположения:

а) будем считать р-п-переход тонким, так что инжектируемые носители пронизывают его, не успевая рекомбинировать. Это означает, что $I_p|_{x=l_n} = I_p|_{x=-l_p}$ и $I_n|_{x=-l_p} = I_n|_{x=l_n}$ где I_n , I_p – электронная и дырочная составляющая тока в р-п-переходе;

б) предположим, что все приложенное напряжение U падет только на р-п-переходе. Это означает, что за областью перехода электроны и дырки движутся только вследствие градиента концентрации, т. е. путем диффузии:

$$I_n|_{x=-l_p} = eSD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-l_p} \quad (1.11)$$

$$I_p|_{x=l_n} = eSD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=l_n}, \quad (1.12)$$

где D_n , D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок; S – площадь поперечного сечения перехода.

Принятые предположения позволяют записать выражения для полного тока, протекающего через любое сечение перехода, в виде:

$$I = eS \left(D_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-l_p} - D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=l_n} \right). \quad (1.13)$$

Таким образом, задача сводится к вычислению градиента концентрации электронов и дырок на внешних границах перехода. Для этого нужно решать уравнение непрерывности для дырок в п-области и электронов в р-области с учетом их рекомбинации. В стационарном случае, когда $\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = 0$

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_{n0}}{D_p \tau_p} = 0 \quad (1.14)$$

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_{p0}}{D_n \tau_n} = 0, \quad (1.15)$$

где τ_p – время жизни дырок в n-области; τ_n – время жизни электронов в p-области. Решение уравнений (1.14) и (1.15) с граничными условиями (1.9), (1.10) и $p(x \rightarrow \infty) = p_{n0}$, $n(x \rightarrow -\infty) = n_{p0}$ позволяет найти нужные для вычисления тока производные:

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=l_n} = -\frac{p_{n0}}{L_p} [\exp(\frac{eU}{kT}) - 1] \quad (1.16)$$

$$\left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-l_p} = -\frac{n_{p0}}{L_n} [\exp(\frac{eU}{kT}) - 1] . \quad (1.17)$$

Здесь $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ и $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ – диффузионные длины дырок и электронов, соответственно. Подставляя (1.16), (1.17) в (1.13),

получим:

$$I = I_s [\exp(\frac{eU}{kT}) - 1] \quad (1.18)$$

где

$$I_s = eS (\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p}) \quad (1.19)$$

– это обратный ток насыщения p-n-перехода [см. также (1.7) и (1.8)]. Если диод изготовлен из беспримесного полупроводника, то уровень Ферми находится посередине запрещённой зоны и в показателях всех экспонент формул (1.3) – (1.6) следует использовать $E_g / 2$. Тогда

$$I_s = A \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (1.20)$$

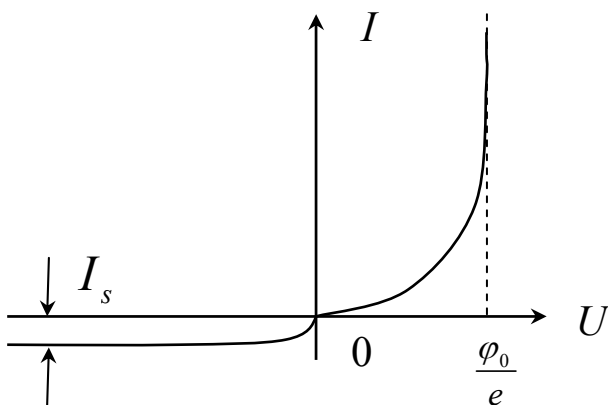


Рис. 1.3. Вольт-амперная характеристика идеального p-n – перехода

Выражение (1.18) описывает искомую вольт-амперную характеристику p-n-перехода, ход которой графически представлен на рисунке 1.3.

§ 2. Исследование параметров выпрямительных полупроводниковых диодов (ЗАДАЧА 1)

Полупроводниковый диод представляет собой прибор, содержащий один р-п-переход и два омических контакта к р- и п-областям.

2.1. Вольт-амперные характеристики (ВАХ)

В реальных диодах последовательно с р-п-переходом включено сопротивление п- и р-областей R_s (так называемое сопротивление базы). Это приводит к тому, что при наличии внешнего напряжения $U_{внеш}$ только часть его $U_{p-n} = U_{внеш} - IR_s$ падает на переходе. В связи с этим, выражение (1.18) для ВАХ диода следует представить в виде:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{e(U_{внеш} - IR_s)}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.1)$$

В области больших прямых токов, когда $IR_s \gg U_k$, можно считать $I \approx U_{внеш} / R_s$. Говоря другими словами, за счет сопротивления базы, при больших прямых токах, когда барьер в переходе уменьшается до нуля, ВАХ переходит в прямую линию, наклон которой равен R_s^{-1} (рис. 2.1).

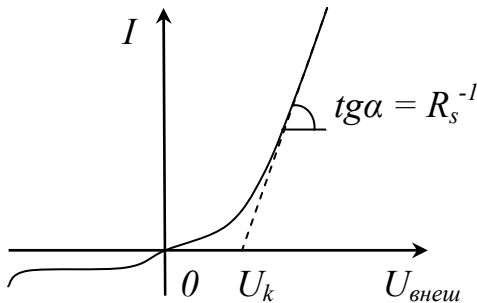


Рис. 2.1. Вольт-амперная характеристика реального диода

Экстраполяция этой прямой до пересечения с осью абсцисс отсекает на ней отрезок, численно равный контактной разности потенциалов U_k . В выражении (1.18), полученном без учета рекомбинации инжектированных носителей в области перехода, коэффициент при напряжении в показателе экспоненты $\alpha = e/kT$. Однако, при низких температурах и больших концентрациях примесей процессами рекомбинации в слое пространственного заряда пренебрегать нельзя. Поэтому в общем случае α следует записывать в виде $\alpha = e/\gamma kT$, где γ — коэффициент идеальности диода, принимающий значения от 1 до 2 ($\gamma = 1$, если ток имеет

диффузионную природу; в случае преобладания рекомбинационного тока $\gamma = 2$). Таким образом, представляя прямую вольт-амперную характеристику диода в координатах $\ln I \div U$ и определив по её наклону коэффициент γ , можно судить о характере протекающего через переход тока (рис. 2.2). При достаточно больших прямых смещениях (когда $eU \gg kT$) формулу (1.18) с учётом (1.20) можно представить в виде:

$$I = A \exp \left(- \frac{\frac{E_g}{2} - eU}{kT} \right), \quad (2.2)$$

где $A = eSN_c P_v (D_n L_n^{-1} p_{p0}^{-1} + D_p L_p^{-1} n_{n0}^{-1})$ - коэффициент, слабо зависящий от температуры. Логарифмируя (2.2), получим:

$$\ln I = \ln A - \frac{\frac{E_g}{2} - eU}{kT}. \quad (2.3)$$

Отсюда следует, что семейство характеристик $\ln I(U)$ при различных температурах представляются прямыми с наклоном, зависящим от температуры и пересекающимися в некоторой точке с абсциссой $E_g/2e$. Это позволяет рассчитать ширину запрещенной зоны материала, измерив прямые ВАХ диода при двух различных температурах (рис. 2.2).

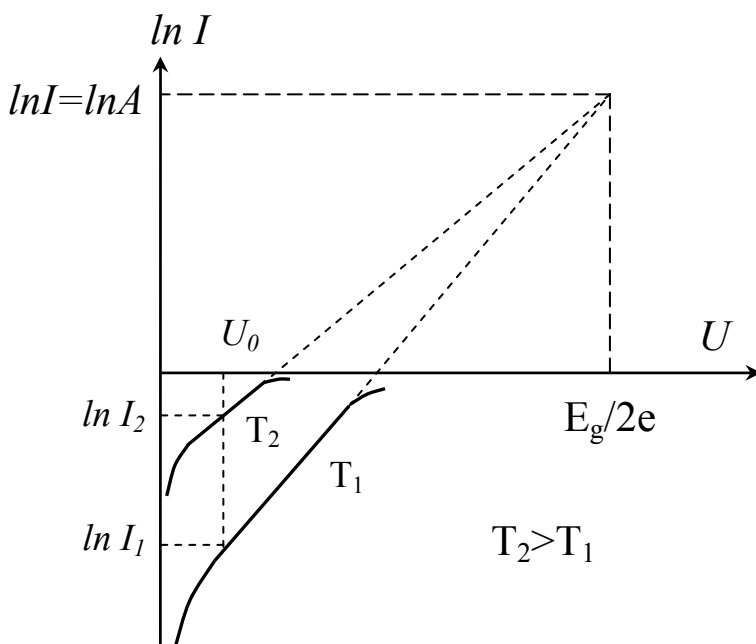


Рис. 2.2. Прямые ВАХ диода при различных температурах

Эту же величину можно определить по отсечкам на графиках ВАХ при некотором напряжении U_0 . Как видно из рисунка 2.2, длина этого интервала равна [см. (2.3)]:

$$|\ln I_1| - |\ln I_2| = \frac{E_g}{2k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) + \frac{eU_0}{k} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad (2.4)$$

Поскольку температуры T_1 и T_2 , при которых проводились измерения, известны, а величины, стоящие слева, определяются непосредственно из графика, формула (2.4) позволяет вычислить значение E_g :

$$E_g = 2k \frac{|\ln I_1| - |\ln I_2|}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} + 2eU_0, \quad (2.5)$$

что позволяет определить этот параметр без экстраполяции.

Ширину запрещенной зоны можно также определить, измеряя температурную зависимость обратного тока при фиксированном напряжении: $I_s(T)$. Выражение (1.20) в координатах $\ln I_s \div (1/T)$ представляет собой прямую, угловой коэффициент которой равен $E_g/2k$.

2.2. Вольт-фарадные характеристики (ВФХ)

Возникающий в р-п-переходе двойной электрический слой можно рассматривать как плоский конденсатор площади S и характеризовать его емкостью

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{l}. \quad (2.6)$$

Эта емкость называется барьерной (или зарядной) емкостью перехода. При прямых смещениях может сказаться еще одна компонента емкости – диффузионная емкость, которую мы здесь не рассматриваем. Подставляя в (2.6) значение l , найденное из (1.1), с учетом высоты барьера $\varphi = \varphi_0 - eU$ получим выражение для вольт-фарадной характеристики диода:

$$C = eS \left[\frac{\epsilon \epsilon_0 N^*}{2(\phi_0 - eU)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.7)$$

Эта зависимость в координатах $(S/C)^2 \div U$ представляет собой прямую линию (рис. 2.3). Экспериментальное исследование зависимости емкости диода от напряжения позволяет определить величину контактной разности потенциалов, толщину обедненного слоя, максимальное электрическое поле, а также составить представление о характере распределения примесей в области р-п-перехода.

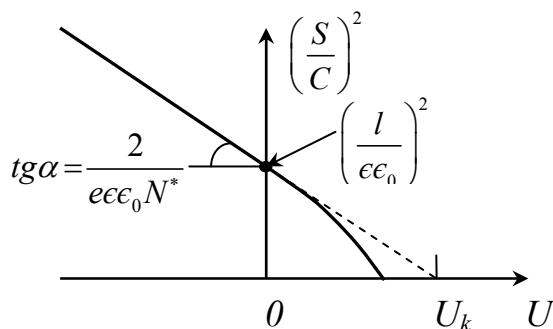


Рис. 2.3. Вольт-фарадная характеристика резкого р-п-перехода

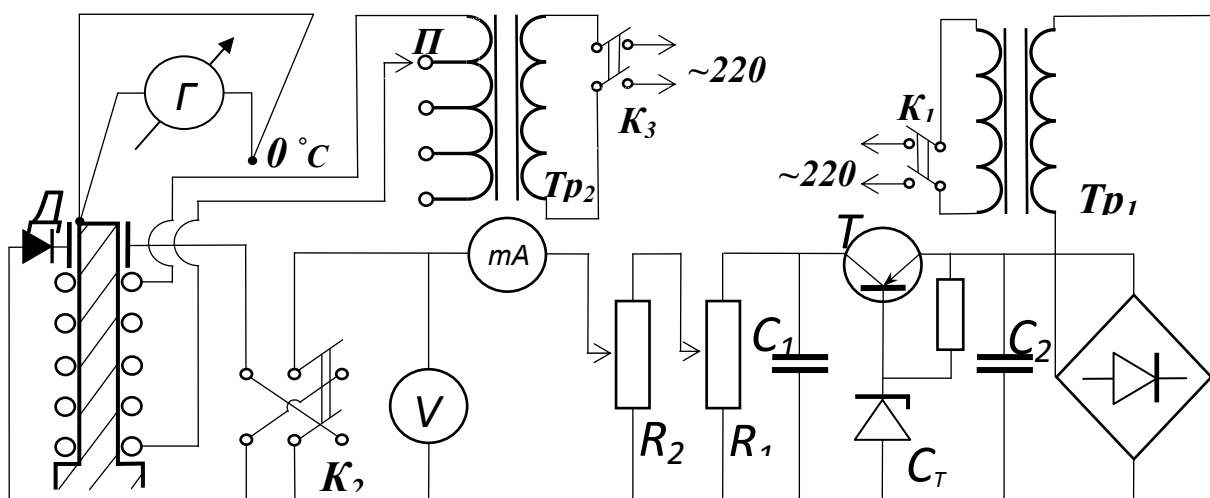
2.3. Экспериментальная установка и методика измерений

Измерительная схема для исследований ВАХ диодов представлена на рис. 2.4.

Сетевое напряжение при замкнутом тумблере K_1 понижается трансформатором Tr_1 , выпрямляется на диодном мостике и после сглаживания на транзисторном стабилизаторе подается на исследуемый диод D . При этом (рис. 2.4), потенциометры R_1 и R_2 позволяют плавно изменять величину смещения. Тумблер K_2 служит для изменения полярности подаваемого напряжения. Величина напряжения на диоде измеряется с помощью лампового вольтметра V , а сила протекающего тока – с помощью миллиамперметра mA .

С целью предотвращения повреждения измерительных приборов на них следует заблаговременно устанавливать подходящие пределы измерений: для прямой ветви ВАХ ожидаются небольшие величины смещения при относительно больших токах, для обратной ветви ВАХ характерна незначительная величина тока при больших приложенных напряжениях. При измерении обратной ветви ВАХ не следует

Установка позволяет проводить измерения ВАХ при повышенных температурах, а также исследовать температурные зависимости тока. Для этого переменное напряжение при замкнутом амплере K_3 понижается трансформатором Tr_2 и подается на нагревательный элемент, на котором укреплен исследуемый диод. Переключатель Π позволяет регулировать ток накала нагревательного элемента, а, следовательно, и температуру диода. Температура регистрируется дифференциальной термопарой с помощью гальванометра G .



Для проведения вольт-емкостных измерений исследуемый диод подключается в измерительную схему, представленную на рис. 2.5. Величина емкости измеряется с помощью моста переменного тока, подключаемого к диоду через конденсатор C_1 , который разделяет по постоянному току схему смещения и сам мост. Постоянное смещение подается на диод через выключатель Π_1 (рис. 2.5) и цепочку сопротивлений $R_1-R_2-R_3$. Переменные сопротивления R_1 и R_2 служат для грубой и плавной регулировки величины смещения. Сопротивление R_3 предохраняет диод от теплового пробоя.

17

Переключатель Π_2 изменяет полярность подаваемого на диод смещения. Величина смещения измеряется с помощью высокоомного катодного вольтметра V , который отключается от схемы на время мостовых измерений, чтобы уменьшить наводки переменного тока сети 50 Гц на нуль-индикатор. Для того чтобы схема смещения не шунтировала диод, один полюс батареи заземлен по переменной составляющей конденсатором C_3 .

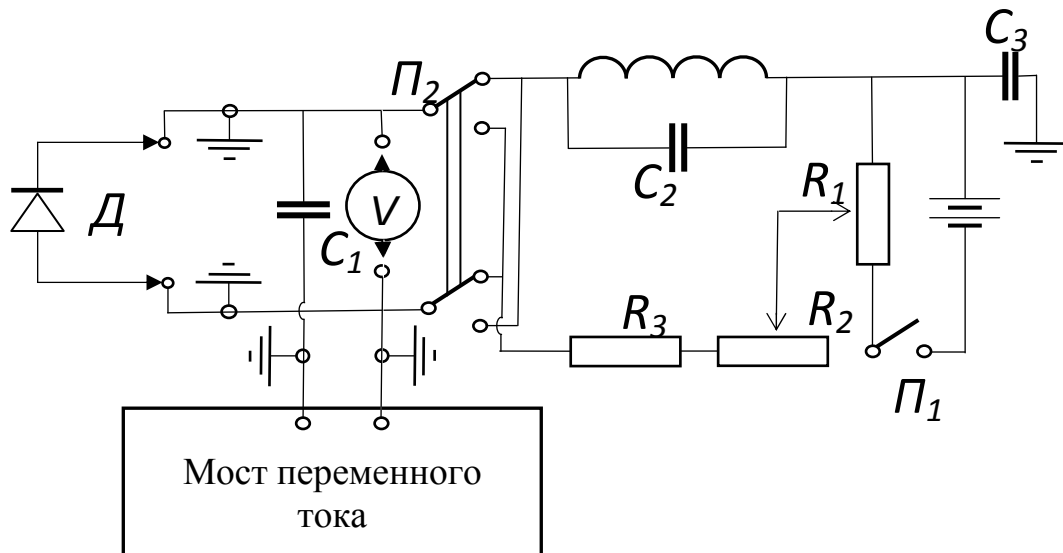


Рис. 2.5. Схема подачи постоянного смещения на диод при измерении вольт-фарадных характеристик

2.4. Порядок измерений

1. Подключить диод в схему для измерения ВАХ. Включить ламповый вольтметр. После его прогрева в течение 5-7 минут установить на самом чувствительном пределе нуль шкалы.
2. Установить ручки делителей R_1 и R_2 в крайние левые положения. Выбрать пределы измерений приборов в соответствии с ожидаемым значением сигнала. Подать на диод напряжение.
3. Измерить прямую и обратную ветви вольт-амперной характеристики диода при комнатной температуре. С помощью градуировочного графика термопары по показаниям гальванометра I определить температуру диода.
4. Подать на диод отрицательное смещение порядка -50 В. Зафиксировать значение обратного тока I_s . Включить нагревательный элемент. Поддерживая неизменным напряжение, измерить зависимость тока насыщения от температуры.

5. При достижении стационарной температуры $60-70^{\circ}\text{C}$ повторить измерение вольт-амперной характеристики целиком.

6. Подключить диод в схему для измерения ВФХ. С помощью моста переменного тока измерить емкость диода при нулевом смещении.

7. Установить ручки потенциометров R_1 и R_2 в крайнее левое положение. С помощью переключателей Π_1 и Π_2 подать на диод отрицательное смещение. Измерить зависимость ёмкости диода от приложенного напряжения в интервале (0-10 В) с шагом 0,2 В.

2.5. Обработка результатов

1. Построить в координатах $I \div U$ вольт-амперные характеристики диода, измеренные при различных температурах. Сравнить наблюдаемые изменения с температурой для прямой и обратной ветвей ВАХ. Определить сопротивление базы R_s исследуемого диода, а также величину контактной разности потенциалов U_k .

2. Для обеих температур рассчитать и представить графически зависимость коэффициента выпрямления диода от напряжения $K(U)$, принимая во внимание, что коэффициент выпрямления выражается через отношение прямого и обратного токов для численно одинакового прямого и обратного напряжения $K = \left(\frac{I_{np}}{I_{обп}} \right)_{|U|=const}$.

3. Прямые ветви вольт-амперных характеристик представить в координатах $\ln I \div U$. Ток должен быть выражен в амперах. По наклону полученных прямых рассчитать коэффициент идеальности диода γ , а по их пересечению – ширину запрещенной зоны полупроводника. Определить ширину запрещённой зоны по величине интервала между графиками по оси токов пользуясь формулой (2.5). Сравнить полученные результаты.

4. Построить температурную зависимость тока насыщения в координатах $\ln I_s \div 1/T$. Температура должна быть выражена в кельвинах. Рассчитать ширину запрещенной зоны материала. Сравнить с результатами, полученными в п. 3.

5. Построить ВФХ исследуемого диода, используя координаты $(S/C)^2 \div U$. Определить величину контактной разности потенциалов

(рис. 2.3). Сравнить со значением, полученным в пункте 1. Оценить характер распределения примесей в p-n-переходе.

6. Используя значение ёмкости при нулевом смещении с помощью формул (2.7) и (1.2) рассчитать толщину слоя пространственного заряда и максимальное значение напряженности электрического поля в p-n-переходе.

7. По тангенсу наклона прямолинейной части графика рис. 2.3 определить концентрацию примеси в материале диода.

Контрольные вопросы:

1. За счёт чего формируется внутреннее поле барьера в p-n-переходе?
2. Какое приложенное к диоду напряжение называется прямым? Обратным (запорным)?
3. Объясните формирование прямой и обратной ветви ВАХ.
4. Что такое дрейфовый ток? Диффузионный?
5. Что такое ток насыщения? Из каких носителей он формируется?
6. Покажите, что прямые ветви ВАХ в координатах $\ln I \div U$, измеренные при различных температурах, пересекаются в точке $U = E_g / 2e$.
7. Как определить ширину запрещённой зоны материала диода по его прямым ветвям ВАХ? По обратным?
8. Что такое коэффициент выпрямления и как он зависит от приложенного напряжения?
9. Что такое сопротивление базы диода и как его определить?
10. Какие параметры можно определить из исследования вольт-фарадных характеристик?

11. Без внешнего напряжения в диоде протекают четыре тока: диффузионный – дырочный и электронный, и дрейфовый – дырочный и электронный. Электрически они компенсируют друг друга. Куда девается выделяемая суммарная тепловая энергия?

§ 3. Изучение импульсных характеристик диода (ЗАДАЧА 2)

Процессы изменения во времени напряжения на диоде или протекающего через него тока при включении, выключении или переключении диода из одного направления на противоположное называют переходными процессами. Эти процессы зависят от характера изменения режима работы диода. В связи с этим различают:

- а) процессы, связанные с переключением диода из прямого направления в запертое;
- б) процессы, связанные с включением диода из нейтрального состояния в прямое направление;
- в) процессы, связанные с выключением диода из прямого направления в нейтральное.

Характер каждого из этих процессов существенно различен и, кроме того, зависит от величины сопротивления, включенного последовательно с р-п-переходом. Анализ переходных процессов в диоде основан на следующих предположениях:

- 1) запертый слой имеет резкие границы, а его емкость не влияет на переходной процесс;
- 2) проводимость одной области намного превышает проводимость другой области;
- 3) в базе диода сохраняется электронейтральность, как во время переходных процессов, так и в стационарном случае;
- 4) уровень инжекции мал, а время жизни неосновных носителей постоянно и не зависит от уровня инжекции;
- 5) генерация и рекомбинация в запертом слое отсутствуют;
- 6) ширина базы диода намного больше диффузионных длин носителей;
- 7) рассматривается плоская модель р-п-перехода и не учитываются краевые эффекты.

3.1. Переключение диода из прямого направления в запертое

Пусть исследуемый диод включен в некоторую схему последовательно с сопротивлением R . Вначале рассмотрим случай переключения диода, когда сопротивление R мало. Найдем характер изменения тока в цепи при скачкообразном переключении

напряжения U на диоде с прямого направления на обратное (рис. 3.1а). Будем считать проводимость р-области намного больше чем п-области. Тогда ток через переход будет, в основном, дырочным. Чтобы найти величину этого тока, необходимо определить поведение во времени и по координате концентрации дырок в п-области. Ток дырок в п-области можно считать диффузионным, так как в полупроводнике предполагается сохранение электронейтральности. Тогда дырочный ток вблизи запирающего слоя и будет полным током через переход, поскольку генерацией и рекомбинацией в запирающем слое пренебрегаем. Поведение дырок в базе описывается уравнением непрерывности:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}. \quad (2.1)$$

Здесь подразумевается, что $p_n = p_n(x, t)$. Граничными условиями для решения этого уравнения являются следующие:

1. Распределение дырок в базе при протекании стационарного прямого тока через р-п-переход имеет вид:

$$p_n(x) = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right). \quad (2.2)$$

2. Распределение дырок в базе при обратном смещении после завершения переходного процесса:

$$p_n(x) = p_{n0} \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \right]. \quad (2.3)$$

3. В момент приложения обратного напряжения концентрация дырок

$$p_n(x, t) = 0 \quad \text{при } x=0, t=0. \quad (2.4)$$

Уравнение (2.1) можно решить, используя граничные условия (2.3)-(2.4). Если затем считать ток через переход равным

$$i = -eD_p \frac{\partial p_n(x, t)}{\partial x} \bigg|_{x=0}. \quad (2.5)$$

где $p_n(x, t)$ - результат решения уравнения (2.1), и считать ток насыщения $i_s = eD_p p_{n0} L_p^{-1}$ пренебрежимо малым, то закон изменения обратного тока от времени $i(t)$ будет иметь вид:

$$\frac{i}{i_{np}} = 1 - \frac{\exp(-\frac{t}{\tau_p})}{\sqrt{\pi} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}}} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\frac{t}{\tau_p}}} e^{-\frac{t}{\tau_p}} d(\sqrt{\frac{t}{\tau_p}}) \quad , \quad (2.6)$$

где i_{np} – прямой ток диода. Формула (2.6) слишком сложна. Поэтому рассмотрим предельные случаи разложения этого уравнения в ряд:

$$\begin{aligned} \frac{i}{i_{np}} &\approx -\frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}}} \quad , \quad \text{если } t \ll \tau_p \\ \frac{i}{i_{np}} &\approx \frac{\exp(-\frac{t}{\tau_p})}{2\sqrt{\pi} (\frac{t}{\tau_p})^{\frac{3}{2}}} \quad , \quad \text{при } t \gg \tau_p \quad . \end{aligned} \quad (2.6a)$$

Из (2.6a) видно, что при $t=0$, $i/i_{np} = -\infty$. Однако реальная величина выброса обратного тока ограничивается сопротивлением цепи и принимает конечное значение. Осциллограмма тока диода в случае малого сопротивления R представлена на рис. 3.1.

Проанализируем качественно поведение концентрации дырок в базе диода. Как уже отмечалось, в момент подачи импульса обратного напряжения концентрация дырок на границе раздела становится равной нулю. В глубине базы концентрация остается повышенной. Следовательно, вблизи запирающего слоя создается градиент концентрации дырок, определяющий обратный ток через переход. С течением времени концентрация дырок в базе уменьшается (за счет их ухода в р-область и рекомбинации), следовательно, уменьшается градиент концентрации, а поэтому и ток через диод. В идеальном случае, когда сопротивление внешней цепи равно нулю, в момент переключения напряжения концентрация дырок на границе раздела убывает до нуля мгновенно. Тогда как в любом сечении базы она в первое мгновение остается неизменной. Поэтому градиент концентрации а, следовательно, и ток через переход должны быть бесконечно велики.

Реальная электрическая цепь имеет всегда конечное активное сопротивление. Кроме того, длительность фронта импульса обратного напряжения также отлична от нуля. В связи с этим концентрация дырок на границе раздела убывает до нуля за некоторое время, в течение которого успевает измениться

распределение дырок в глубине базы. Таким образом, градиент концентрации дырок, а, следовательно, и обратный ток диода будут ограничены.

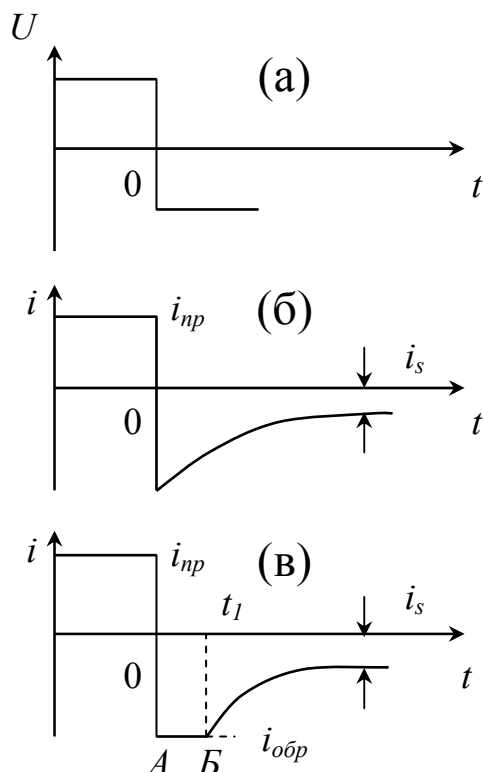


Рис. 3.1. Осциллограмма импульса напряжения (а) и импульса тока через диод при малом (б) и большом (в) последовательном сопротивлении

Рассмотрим процесс переключения диода, когда сопротивление цепи R велико. В данном случае концентрация дырок на границе раздела при подаче импульса обратного напряжения убывает до нуля достаточно медленно, причем градиент концентрации (при $x=0$) остается неизменным. Это означает, что импульс обратного тока должен содержать плато А-Б (рис. 3.1в), на котором обратный ток не зависит от времени. Амплитуда и длительность плато определяется амплитудой импульса приложенного напряжения и сопротивлением R . Как только концентрация дырок на границе раздела достигает нуля, начинается уменьшение градиента концентрации и обратного тока через диод. Длительность плоской вершины обратного тока диода можно найти из уравнения (2.1) с граничными условиями (2.2), (2.3) и учетом того, что стационарный прямой ток диода равняется $i_{np} = -eD_p (\partial p_n / \partial x)|_{x=0}$. Решение (2.1) описывает поведение концентрации дырок в базе на стадии формирования плоской вершины обратного тока. При $x=0$ имеем:

$$p_n(t) = p_0 \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \left\{ 1 + \frac{i_{np} + i_{ообр}}{i_{np}} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\frac{t}{\tau_n}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) d\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_n}}\right) \right] \right\}. \quad (2.7)$$

В момент окончания формирования плоской вершины тока ($t=t_l$) концентрация дырок на границе раздела $p_n(t_l)=0$. Из (2.7) получается

$$1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\frac{t_l}{\tau_n}}} \exp\left(-\frac{t_l}{\tau_n}\right) d\left(\sqrt{\frac{t_l}{\tau_n}}\right) = -\frac{i_{np} + i_{ообр}}{i_{np}}. \quad (2.8)$$

Решая (2.8) графически, находим:

$$t_l \approx 0,2 \tau_p \frac{i_{np}}{i_{ообр}}. \quad (2.9)$$

В последующий промежуток времени формируется спад обратного тока диода, описываемый уравнением (2.6).

3.2. Включение диода

Рассмотрим явления, происходящие в диоде при подаче на него прямоугольного импульса тока. Диод условно можно представить эквивалентной схемой (рис. 3.2), где C – барьерная емкость р-п-перехода, r – дифференциальное сопротивление перехода, R_s – сопротивление базы.

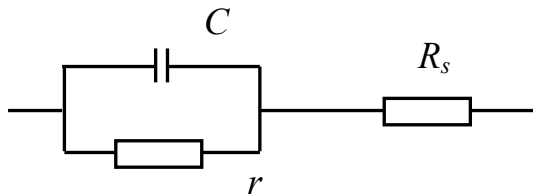


Рис. 3.2. Эквивалентная схема диода

Проанализируем осциллограмму напряжения на диоде при включении тока. Удобно рассмотреть отдельно изменение напряжений на базе $U_б$ и на переходе U_{p-n} .

В начальный момент времени ($t=0$) напряжение на базе $U_б$ определяется амплитудой импульса тока и сопротивлением базы (рис. 3.3б). Напряжение на переходе при этом отсутствует, поскольку он шунтирован емкостью. С течением времени по мере накопления дырок в базе сопротивление базы и, следовательно, напряжение на ней уменьшаются (рис. 3.3б). Напряжение на переходе при этом

возрастает до стационарного значения, так как емкость перехода заряжается (рис. 3.3в).

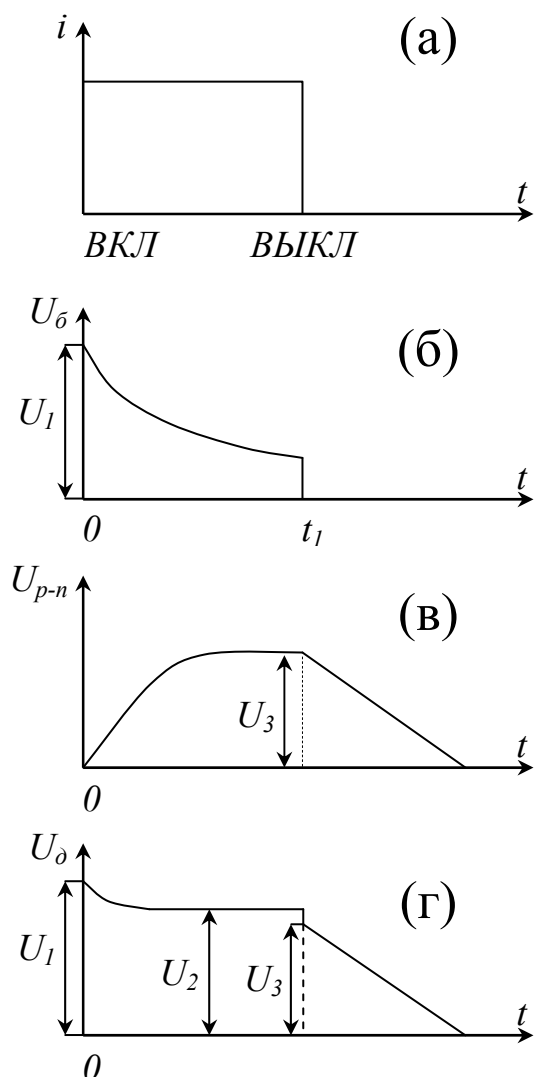


Рис. 3.3. Осциллограммы импульса тока (а) и напряжений на базе (б) и р-п-переходе (в) и полного напряжения на диоде (г)

В момент $t < t_1$ величина напряжения на базе определяется новым значением сопротивления базы и амплитудой импульса тока. Изменение сопротивления базы при заполнении её носителями заряда называют модуляцией сопротивления базы. Осциллограмма полного падения напряжения на диоде, получаемая суммированием кривых рисунков 3.3б и 3.3в, представлена на рис. 3.3г. Величину базового сопротивления можно найти, измеряя начальное падение напряжения на диоде U_1 .

3.3. Выключение диода

В момент окончания импульса прямого тока ($t = t_1$) напряжение на базе скачком уменьшается до нулевого значения (рис. 3.3б).

Накопленные вблизи запирающего слоя дырки после выключения тока диффундируют вглубь базы, а также исчезают вследствие рекомбинации. По мере уменьшения концентрации дырок вблизи запирающего слоя уменьшается напряжение на переходе (рис. 3.3в) а, следовательно, и общее падение напряжения на диоде (рис. 3.3г).

Пренебрегая диффузией дырок вглубь базы, найдем закон изменения напряжения на диоде после выключения импульса тока. Уменьшение во времени концентрации дырок в запирающем слое подчиняется закону

$$p_n|_{x=0} = \Delta p|_{x=0} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) + p_{n0}, \quad (2.10)$$

где $\Delta p|_{x=0}$ - избыточная концентрация дырок, равная

$$\Delta p|_{x=0} = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{eU_3}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2.11)$$

Подставляя (2.11) в (2.10) и предполагая, что избыточная концентрация дырок в запирающем слое больше равновесной, получим:

$$p_n|_{x=0} \approx p_{n0} \exp\left(\frac{eU_3}{kT}\right) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (2.12)$$

Напряжение на переходе связано с концентрацией дырок p_n уравнением:

$$U_{p-n} = U_\delta = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_n|_{x=0}}{p_{n0}}. \quad (2.13)$$

Подставив в (2.13) выражение (2.12) находим:

$$U_\delta = U_3 - \frac{kT}{e} \frac{t}{\tau_p}. \quad (2.14)$$

Дифференцируя последнее выражение, получим:

$$dU_\delta = - \frac{kT}{e \tau_p} dt. \quad (2.15)$$

Откуда

$$\tau_p \approx \frac{kT}{e} \left| \frac{\Delta t}{\Delta U_\delta} \right|. \quad (2.16)$$

Формула (2.16) позволяет определить время жизни дырок в базе, измерив перепад напряжения ΔU_δ на спадающем линейном участке зависимости $U_\delta(t)$ и время Δt , соответствующее этому перепаду. Измерение начального остаточного напряжения U_3 (см. рис. 3.3г) в зависимости от амплитуды импульса прямого тока позволяет найти контактную разность потенциалов, поскольку с возрастанием амплитуды импульсов прямого тока величина U_3 стремится к некоторому постоянному значению, равному U_κ .

3.4. Экспериментальная установка

Схема для исследования процессов переключения диода представлена на рис. 3.4. Прямой ток через диод задается батареей B и потенциометром R_0 . Величина тока контролируется миллиамперметром mA (рис. 3.4).

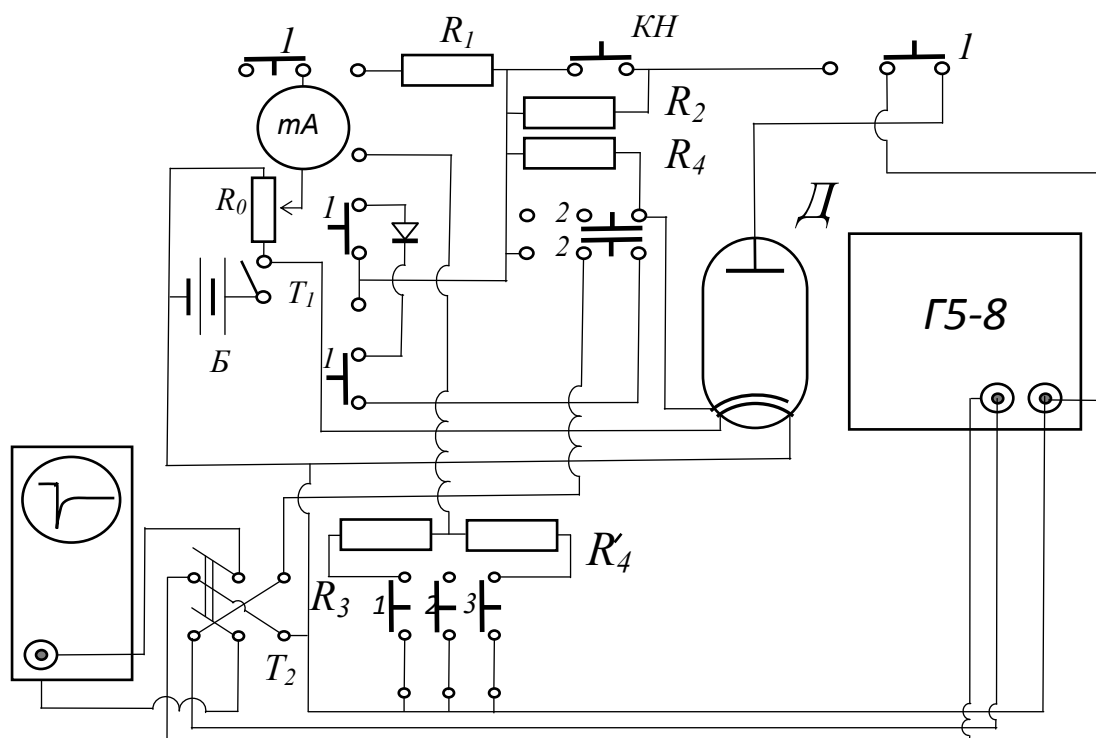


Рис. 3.4. Схема установки для исследования импульсных свойств диодов

Импульс обратного напряжения подается на диод от генератора через сопротивление R_2 (или ключ KH). Обратный ток диода измеряется с помощью осциллографа, на вертикальный вход которого

подается сигнал, пропорциональный току диода, снимаемый с небольшого сопротивления R_3 . Замыкание и размыкание ключа KH позволяет исследовать процессы в диоде соответственно при малом и большом внешнем сопротивлении в цепи диода. Импульс тока подается через ламповый диод D и сопротивление R_4 . Величина R_4 выбрана большой, чтобы ток в цепи не зависел от сопротивления исследуемого полупроводникового диода. Ламповый диод необходим в схеме для устранения обратного выброса напряжений, свойственного генераторам с емкостным или трансформаторным выходом.

3.5. Порядок измерений и обработка результатов

А. Переключение диода из прямого направления в обратное

1. С помощью потенциометра R_0 установить указанную преподавателем величину прямого тока через диод. Подавая на диод от генератора импульсы отрицательного напряжения, получить на экране осциллографа устойчивую картину изменения тока диода от времени. Скопировать полученную осциллограмму на кальку. Повторить те же измерения при закороченном сопротивлении R_2 .

2. При включенном сопротивлении R_2 подобрать амплитуду импульса напряжения такой, чтобы импульс обратного тока диода имел плоскую вершину. Измерить длительность плоской вершины и величину амплитуды импульса напряжения $U_{имп}$. Используя формулу (2.9), рассчитать время жизни неосновных носителей в базе, полагая в этой формуле $i_{обр} = \frac{U_{имп}}{R_2} - i_{пр}$.

Б. Включение диода

3. От генератора импульсов подать на диод импульс прямого тока. Измерить амплитуду начального напряжения на диоде U_1 . Измерить амплитуду напряжения U_{R4} на сопротивлении R_4 . Определить сопротивление базы диода по формуле $R_6 = \frac{U_1}{U_{R4}} \cdot R_4$.

4. Повторить измерения для импульса тока, отличающегося по амплитуде от первоначального в 1,5-2 раза.

В. Выключение диода

5. Подать на исследуемый диод импульс прямого тока. Измерить длительность Δt и величину ΔU линейного изменения напряжения на диоде. По формуле (2.16) рассчитать время жизни дырок. Сравнить с результатом, полученным в п. 2.

6. Измерить зависимость величины напряжения U_3 от амплитуды импульсов тока через диод. Определить величину контактной разности потенциалов U_k .

Контрольные вопросы:

1. Что такое режим включения и выключения диода?
2. Какие процессы происходят при переключении диода из прямой полярности в обратную?
3. Как влияет сопротивление внешней цепи на реальную величину выброса обратного тока в режиме переключения?
4. Для работы импульсного диода требуется полупроводник с большим или малым временем жизни носителей? Почему?
5. Почему в режиме включения, падение напряжения на базе диода в начальные моменты времени убывает? Как ведёт себя при этом напряжение на переходе?
6. Как определить время жизни дырок в базе диода по осциллограмме в режиме выключения? Как определить при этом контактную разность потенциалов?
7. Почему с ростом амплитуды внешнего сигнала стабилизируется величина падения напряжения на р-п-переходе?
8. Для работы диода на высоких частотах выгодно использовать барьеры с большой или маленькой контактной разностью потенциалов?
9. Какой диод лучше работает в высокочастотных схемах, плоскостной или точечный? Почему?

§ 4. Исследование опорного диода (ЗАДАЧА 3)

Опорные диоды (или стабилитроны) предназначены для стабилизации напряжения в электрических цепях. Их действие основано на так называемом мягком пробое р-n-перехода.

4.1. Пробой электронно-дырочного перехода

С ростом обратного напряжения, приложенного к р-n-переходу, начиная с некоторого его значения, происходит резкое увеличение обратного тока. Эту область называют областью пробоя р-n-перехода. Различают четыре разновидности пробоя: тепловой, туннельный, лавинный и поверхностный.

Возникновение **теплового пробоя** возможно лишь при определенном повышении температуры р-n-перехода над температурой окружающей среды. Если не обеспечены условия теплоотвода, переход может нагреться до такой температуры, при которой возможен разрыв связей решетки за счет теплового возбуждения. Возрастание тока приведет к ещё большему разогреву и дальнейшему повышению тока. Оценим критическую напряженность поля, при которой начинается разогрев электронно-дырочного газа. В сильных электрических полях носители заряда при столкновении с акустическими фононами не успевают отдать набираемую ими в поле энергию. В результате средняя энергия носителей повышается. Но при этом увеличивается также их скорость v , значит, уменьшается время свободного пробега τ_0 и, следовательно, увеличивается вероятность рассеяния носителей заряда на тепловых колебаниях решетки. В силу этого рост энергии носителей заряда с возрастанием поля будет продолжаться до тех пор, пока электрон-фононное взаимодействие не усилится настолько, что установится стационарное состояние, при котором энергия, приобретаемая носителем в поле напряженности $\mathcal{E}$ за единицу времени, сравняется с энергией, теряемой им за то же время в результате столкновения:

$$e\mathcal{E}v_{dp} = \frac{\Delta E}{\tau_0}, \quad (4.1)$$

где v_{dp} – дрейфовая скорость; ΔE – изменение энергии электрона при столкновении с фононом.

При рассеянии на тепловых колебаниях решетки длина свободного пробега l не зависит от энергии. Поэтому время свободного пробега

$$\tau_0 = \frac{l}{v_0} , \quad (4.2)$$

где v_0 – тепловая скорость электрона. Объединяя (4.1) и (4.2), найдем дрейфовую скорость:

$$v_{dp} = \frac{v_0 kT \delta}{el \mathcal{E}} , \quad (4.3)$$

где $\delta = \Delta E / kT$ – относительная потеря энергии. С другой стороны:

$$v_{dp} = a \tau_0 , \quad (4.4)$$

где $a = \frac{e\mathcal{E}}{m}$ – ускорение приобретаемое электроном массы m в поле напряженности $\mathcal{E}$. Приравнявая (4.3) и (4.4), и учитывая что $\frac{mv_0^2}{2} = kT$, получим:

$$\mathcal{E}_{кр} = \frac{kT}{el} \sqrt{2\delta} . \quad (4.5)$$

Из (4.5) видно, что критическая напряженность поля, при которой начинается разогрев электронно-дырочного газа, увеличивается с ростом температуры. При комнатной температуре $\mathcal{E}_{кр} \approx 10^4$ В/м. Характерной особенностью теплового пробоя является наличие участка на обратной ветви вольт-амперной характеристики, где дифференциальное сопротивление отрицательно.

Туннельный пробой относится к электрическим пробоям. Он характерен для материалов с низким удельным сопротивлением, так как при этом область р-п-перехода является узкой. При обратных электрических полях напряженности $10^7 \div 10^8$ В/м зонная диаграмма такого р-п-перехода имеет вид, изображенный на рис. 4.1а. Благодаря своей квантовой природе электроны из валентной зоны полупроводника р-типа получают возможность попадать в зону

проводимости полупроводника n-типа, не изменяя свою энергию, т. е. туннелированием сквозь барьер. Отличительным признаком туннельного механизма увеличения обратного тока является отсутствие его зависимости от температуры.

Лавинный пробой характерен для более высокоомных материалов, в которых р-n-переход является толстым и туннельные эффекты маловероятны. Однако, при обратном смещении напряженность поля в переходе может достичь такой величины, когда свободные носители, ускоряясь полем р-n-перехода, набирают энергию, достаточную для ударной ионизации атомов основного вещества. В результате возникает лавинообразное увеличение концентрации свободных носителей.

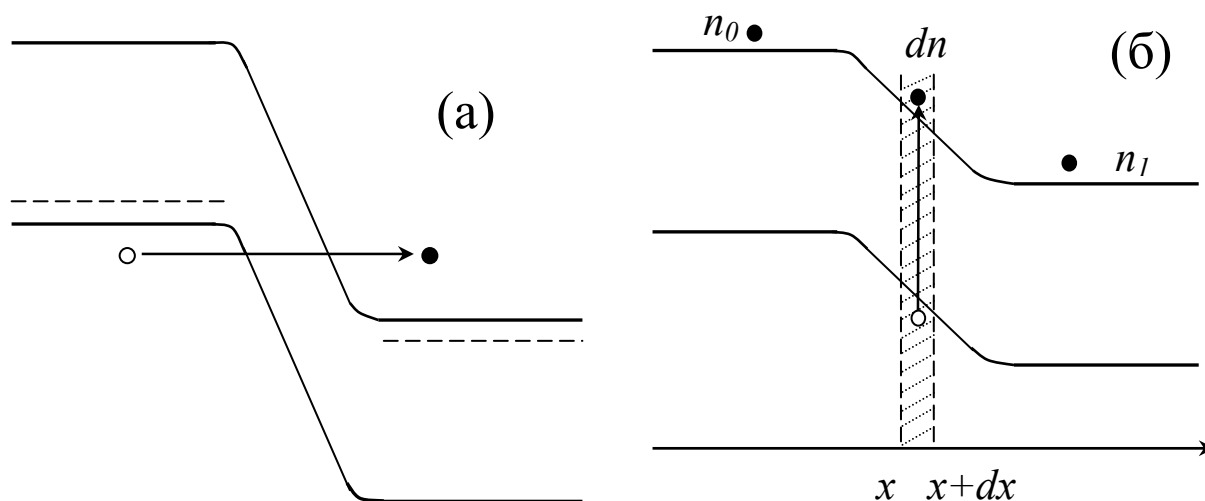


Рис. 4.1. Схематическое представление процессов туннелирования (а) и ударной ионизации (б) в обратном смещённом р-n-переходе

Если электрическое поле $\mathcal{E}$ настолько велико, что электрон на длине свободного пробега l приобретает энергию, равную ширине запрещенной зоны E_g , то при соударении с атомами кристаллической решетки произойдет дополнительное возбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости. При этом

$$E_g = Ael\mathcal{E} , \quad (4.6)$$

где A – константа, зависящая от масс сталкивающихся частиц. Если пренебречь зависимостью длины свободного пробега от поля, то (4.6) и является условием начала ударной ионизации. Поскольку l является функцией температуры и чистоты материала, то и критическая величина напряженности поля, при которой возникает ударная ионизация, оказывается зависящей от температуры и содержания примесей в кристалле.

Существует два механизма ударной ионизации. При одном из них электрон набирает достаточную для ударной ионизации энергию на одной длине свободного пробега. При другом он набирает эту энергию постепенно по истечению нескольких длин свободного пробега. Очевидно, последнее возможно лишь тогда, когда энергия, набираемая носителем на одной длине свободного пробега, больше энергии, теряемой им при столкновении с узлом решетки.

Ударную ионизацию характеризуют коэффициентом умножения носителей в р-п-переходе M , который показывает число рожденных в р-п-переходе электронно-дырочных пар, приходящихся на один носитель, входящий в переход. Получим выражение для M , ограничиваясь одномерным случаем тонкого и плоского р-п-перехода шириной L . Коэффициенты ионизации электронов и дырок будем считать одинаковыми и равными $G=G(E)$. При этом $\mathcal{E} = \mathcal{E}(x)$. Пусть число электронов, входящих в р-п-переход на границе $x=0$, равно n_0 . Число пар, рождающихся на пути dx (от x до $x+dx$) (рис. 4.1б), будет

$$dn = n_1 G dx, \quad (4.7)$$

где n_1 – число электронов, достигших границы перехода L . Интегрируя (4.7) с граничными условиями $n|_{x=0} = n_0$, $n|_{x=L} = n_1$ находим

$$n_1 - n_0 = n_1 \int_0^L G dx. \quad (4.8)$$

Отсюда

$$M = \frac{n_1}{n_0} = \frac{1}{1 - \int_0^L G dx}. \quad (4.9)$$

Условием лавинного пробоя является $M = \infty$, или $\int_0^L G dx = 1$.

Поскольку $L=L(U)$, то это условие определяет пробивное

напряжение. Расчеты показывают, что $U_{проб} = An^{-\chi}$, где показатель степени χ изменяется от $\chi=0,6$ при больших концентрациях n до $\chi=0,8$ при малых. На практике значения пробивных напряжений оказываются гораздо ниже теоретических. Это объясняется, главным образом, пробоем по поверхности.

Поверхностный пробой связан с влиянием поверхностного заряда на ширину р-п-перехода. Если знак поверхностного заряда противоположен знаку основных носителей в базе, напряженность поля у поверхности возрастает. Это приводит к сужению области пространственного заряда у поверхности. Здесь и происходит пробой при пониженных по сравнению с объемом напряженностях. Если диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с полупроводником, меньше, чем у полупроводника, то эффект усиливается. Поэтому целесообразны покрытия с диэлектрической проницаемостью, большей, чем у полупроводника.

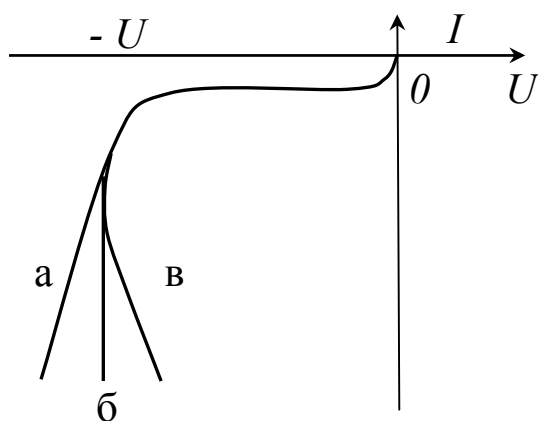


Рис. 4.2. Обратная ВАХ р-п-перехода в случае лавинного (а), туннельного (б) и теплового (в) пробоя

Из рассмотренных видов пробоя на практике наиболее часто встречается лавинный. Туннельный пробой реализуется только в переходах, имеющих толщину $\sim 10^{-7}$ м. Для германия это соответствует удельному сопротивлению 10^{-3} Ом·м. Пробивные напряжения при этом оказываются сравнительно небольшими — порядка единиц вольт. Тепловой пробой происходит в р-п-переходах, имеющих большие обратные токи насыщения. Типичные вольт-амперные характеристики для различных видов пробоя представлены на рис. 4.2. В качестве стабилитрона в основном используют плоскостные кремневые диоды. Особенностью обратной вольт-амперной характеристики таких диодов является то, что при малых обратных смещениях ток практически не зависит от напряжения,

однако в области пробоя ВАХ идет почти параллельно оси токов. При этом величина тока может изменяться на несколько порядков при неизменном напряжении. Это напряжение называют напряжением стабилизации. Величина напряжения пробоя зависит от удельного сопротивления материала. Поэтому стабилитроны на низкие напряжения стабилизации изготавливают из низкоомного материала, тогда как высоковольтные стабилитроны получают, используя высокоомный материал.

4.2. Стабилитроны и их параметры

Основными параметрами стабилитрона являются: напряжение стабилизации U_{cm} , динамическое сопротивление R_d , статическое сопротивление R_c , коэффициент качества Q и температурный коэффициент напряжения стабилизации – TKH . Охарактеризуем кратко эти параметры. На рис. 4.3 представлена идеализированная вольт-амперная характеристика стабилитрона. Если полагать, что в области пробоя ВАХ идет параллельно оси токов, то на идеализированной характеристике напряжение стабилизации совпало бы с напряжением пробоя. Но так как ВАХ имеет определенный наклон, то напряжение стабилизации будет зависеть от положения рабочей точки (точка A на рис. 4.3) и охватывать некоторую область напряжений ΔU_{cm} . Всякое отклонение тока от рабочей точки будет приводить к изменению напряжения на диоде. Чем меньшие изменения напряжения ΔU будут соответствовать наперед заданным изменениям тока ΔI , тем лучшую стабилизацию обеспечивает диод.

Динамическое сопротивление $R_d = \frac{dU}{dI} \approx \frac{\Delta U}{\Delta I}$, характеризующее наклон ВАХ в рабочей точке, определяет, таким образом, степень стабилизации. В идеальном случае ($R_d=0$) изменения тока не должны вызывать изменение напряжения на диоде. Минимальные значения динамического сопротивления имеют диоды с пробивным напряжением около 7 В. С ростом пробивного напряжения до 18 В динамическое сопротивление увеличивается на порядок.

Статическое сопротивление R_c характеризует потери в диоде в рабочей точке. Величина его определяется напряжением стабилизации и рабочим током $R_c = \frac{U_{cm}}{I_{cm}}$.

Коэффициент качества Q , определяемый отношением динамического и статического сопротивлений:

$$Q = \frac{R_d}{R_c} = \frac{dU}{dI} \cdot \frac{I}{U} = \frac{\frac{dU}{U}}{\frac{dI}{I}}, \quad (4.10)$$

представляет собой отношение относительного изменения напряжения на стабилитроне к вызвавшему его относительному изменению тока. Так как максимальным изменениям тока должны соответствовать минимальные изменения напряжения, то для хороших стабилитронов величина Q должна быть как можно меньше. Современные стабилитроны имеют коэффициент качества $0,01$ и ниже.

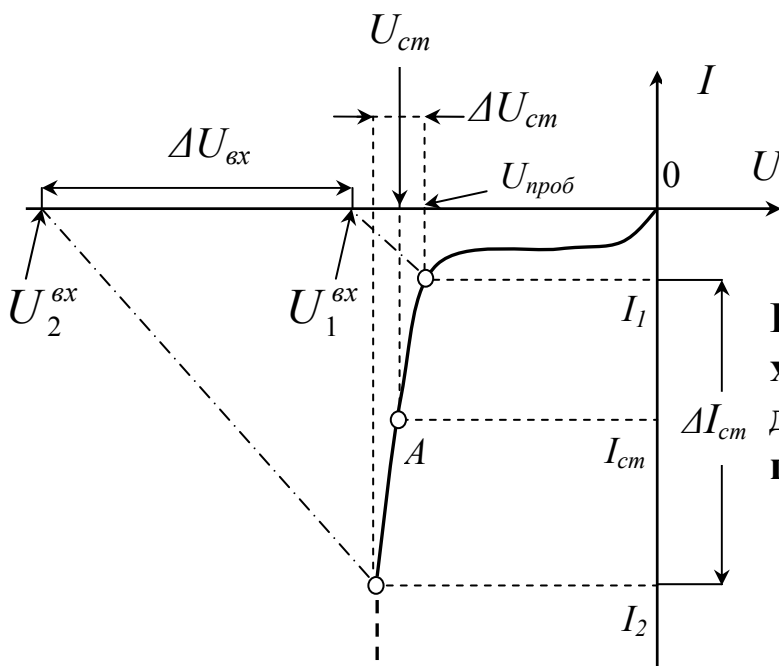


Рис. 4.3. Вольт-амперная характеристика опорного диода с нагрузочными прямыми

Важным параметром опорного диода является температурный коэффициент напряжения стабилизации (TKH). С изменением температуры величина напряжения стабилизации изменяется, так как изменяется напряжение пробоя. TKH определяют как:

$$TKH = \frac{1}{U} \frac{dU}{dT} \cdot 100\% . \quad (4.11)$$

Он показывает относительное изменение напряжения стабилизации при изменении температуры на один градус. В случае лавинного пробоя значения TKH положительны, при тепловом механизме пробоя TKH отрицателен. Уменьшения TKH можно достичь последовательным соединением необходимого количества диодов с малыми TKH . Другим способом уменьшения TKH может быть подбор двух стабилитронов с равными по величине, но противоположным по знаку TKH . Описанные приемы позволяют снизить TKH до $5 \cdot 10^{-4}\%$.

4.3. Измерительная установка

Схема измерительной установки представлена на рис. 4.4. Она позволяет измерять ВАХ при различных температурах как одного стабилитрона, так и двух, включенных навстречу друг другу.

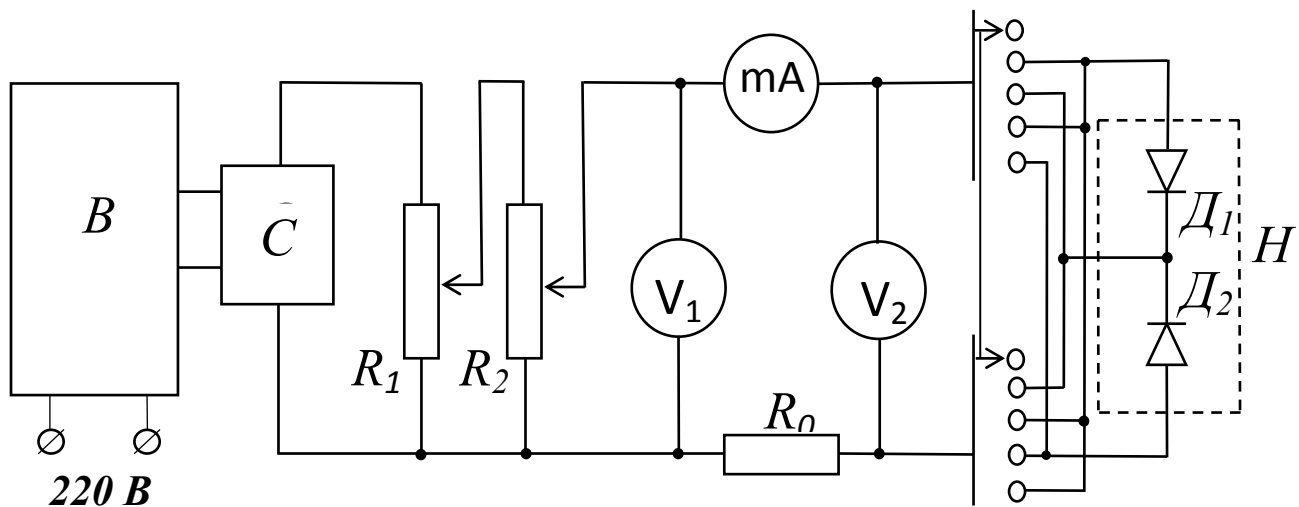


Рис. 4.4. Схема измерительной установки для определения параметров опорных диодов

Род работы выбирается с помощью переключателя Π . Коммутация подобрана таким образом, что при первых двух положениях можно измерить прямую и обратную ВАХ одного диода. При двух следующих положениях измеряются вольт-амперные зависимости двух диодов, включенных навстречу друг другу. Крайнее левое положение переключателя отключает диоды и одновременно обесточивает схему.

При включении напряжение от сети выпрямляется с помощью выпрямителя B и, после дополнительной стабилизации стабилизатором C , поступает на регулирующие делители R_1 и R_2 . Вольтметр V_1 регистрирует входные напряжения, а вольтметр V_2 показывает напряжение непосредственно на диоде. Протекающий через диод ток измеряется с помощью миллиамперметра mA . Гасящее сопротивление R_0 подобрано таким образом, чтобы в крайнем положении ручек делителей R_1 и R_2 ток диода не превышал пробивных значений. Необходимый температурный режим обеспечивается с помощью нагревателя H . Температура поддерживается постоянной с помощью терморегулятора.

4.4. Порядок измерений

1. Установить переключатель пределов чувствительности вольтметра V_2 в крайнее правое положение. Ручки делителей R_1 и R_2 должны находиться в крайнем левом положении.

2. Включить установку. Прогреть вольтметр в течение 3-5 минут. Установить нуль прибора на самом чувствительном пределе.

3. Измерить прямую и обратную вольт-амперные характеристики одного диода, задавая для этого напряжение на вольтметре V_2 и регистрируя ток по прибору mA . Одновременно следует в каждой точке отмечать входное напряжение по прибору V_1 .

4. Повторить измерения ВАХ для двух диодов, включенных навстречу друг другу.

5. Отметить температуру по термометру в нагревателе. Установить фиксатор нагревателя в положение " $56^{\circ}C$ ", включить нагрев. В ходе нагрева измерить зависимость $U_{cm}(T)$ для выбранного значения рабочего тока I_{cm} .

6. После достижения стабильной температуры повторить измерения согласно пунктам 3 и 4.

4.5. Обработка результатов

1. Построить вольт-амперные характеристики одного стабилитрона при различных температурах. Отметить на обратной ветви границы области стабилизации. Для полученных граничных токов I_1 и I_2 определить соответствующие входные напряжения и, отложив их на оси смещений, построить нагрузочные прямые (см.

рис. 4.3). Определить рабочую точку I_{cm} и рассчитать для неё напряжение стабилизации.

2. Рассчитать динамическое и статическое сопротивления, а также коэффициент качества в рабочей точке.

3. Рассчитать и построить зависимость $R_c(U)$ в пробойной области.

4. Используя ВАХ, измеренные при повышенной температуре, определить TKH в рабочей точке. Рассчитать TKH в области прямых смещений. Определить TKH по углу наклона графика $U_{cm}(T)$. Сравнить полученные значения.

5. Для двух диодов, включенных навстречу, построить вольт-амперные зависимости при различных температурах.

6. Для двух диодов рассчитать TKH в рабочей точке на обратной ветви ВАХ, а также для прямых смещений. Сравнить полученные значения.

7. Сравнить вычисленные значения TKH для одного диода и для двух диодов, включенных навстречу друг другу.

Контрольные вопросы:

1. Механизм теплового пробоя. Как критическая напряжённость электрического поля зависит от температуры?
2. Механизм туннельного пробоя.
3. Механизм поверхностного пробоя.
4. Каково условие начала лавинного пробоя? Какие требования к постоянной кристаллической решётки материала диода?
5. Что такое коэффициент умножения?
6. Что такое коэффициент качества? Какая его оптимальная величина?
7. Что такое температурный коэффициент напряжения? Каковы способы понижения температурного коэффициента напряжения?
8. Что такое статическое и динамическое сопротивление? Какая их оптимальная величина?

-
9. Почему с ростом температуры обратный ток диода на участке стабилизации уменьшается?

§ 5. Изучение характеристик туннельных диодов (ЗАДАЧА 4)

В основе работы туннельного диода лежит квантово-механический эффект, заключающийся в том, что частица, обладающая энергией, меньшей высоты некоторого потенциального барьера, имеет отличную от нуля вероятность проникнуть сквозь барьер, не меняя своей энергии. Другими словами, если в полупроводнике с помощью электрического поля создать такой изгиб зон, при котором заполненные состояния валентной зоны окажутся на одном уровне со свободными состояниями зоны проводимости, то станет возможным туннельный переход электронов из v -зоны в c -зону. В упрощенном случае, когда потенциальный барьер можно аппроксимировать треугольным, вероятность туннельного перехода

$$W = W_0 \exp \left(- \frac{4\sqrt{2m_n}}{5\hbar} \cdot \frac{E_g^{3/2}}{e\mathcal{E}} \right), \quad (5.1)$$

где W_0 – некоторая константа; m_n – эффективная масса электрона; E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника; $\mathcal{E}$ – напряженность поля. Оценочные расчеты показывают, что при $E_g \sim 1$ эВ туннельный эффект становится существенным в электрических полях с напряженностью $(5 \div 8) \cdot 10^5$ В/см. Такие поля легко создать в р-п-переходе в результате сильного легирования р- и п-областей.

5.1. Р-п-переход в вырожденном полупроводнике

При концентрациях легирующих примесей порядка 10^{19} см⁻³ толщина р-п-перехода становится равной порядка 10 нм, а полупроводник – вырожденным. Зонная диаграмма перехода в равновесии при этом приобретает вид, показанный на рис. 5.1.

Концентрации электронов и дырок в зонах подчиняются уже не статистике Больцмана, а статистике Ферми. Уровень Ферми в равновесии расположен выше дна зоны проводимости в п-области и ниже потолка валентной зоны в р-области. Величины, F_{nc} и F_{pv} определяют степень вырождения, соответственно, п- и р-областей. Согласно статистике Ферми, в полупроводниках с простой параболической зависимостью энергии от квазиимпульса

концентрации свободных носителей (F_{nc} и F_{pv} $\gg kT$) определяются формулами

$$n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c f_{1/2}\left(\frac{F_{nc}}{kT}\right)$$

$$p = \frac{2}{\sqrt{\pi}} P_v f_{1/2}\left(\frac{F_{pv}}{kT}\right) \quad (5.2)$$

Здесь $f_{1/2}$ – интеграл Ферми для частиц с полуцелым спином от параметра $\xi = \frac{F_{nc}}{kT}$ или $\xi = \frac{F_{pv}}{kT}$. В зависимости от величины этого параметра ξ значения интеграла протабулированы в ПРИЛОЖЕНИИ.

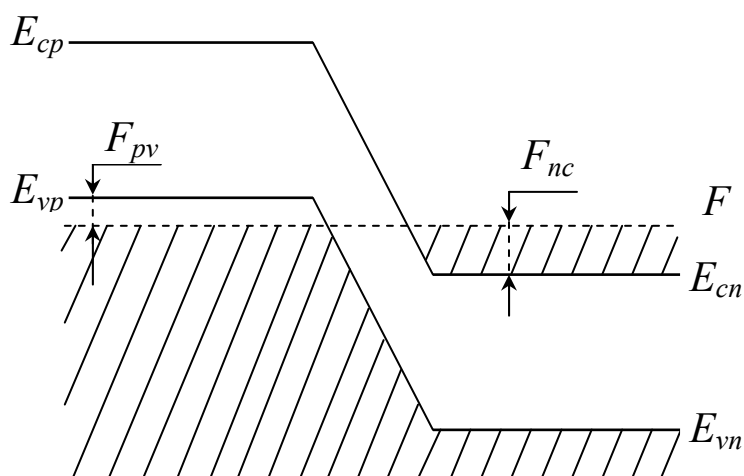


Рис. 5.1. Вырожденный р-п-переход в равновесии
Заштрихованные области ($E < F$) заняты электронами. Область $E_{vp} - F = F_{pv}$ занята дырками

5.2. Вольт-амперные характеристики туннельного диода

Пусть к диоду приложено отрицательное смещение (рис. 5.2а). При этом заполненные состояния v -зоны p -области окажутся лежащими против свободных состояний c -зоны n -области. В результате за счет туннелирования электронов слева направо через диод потечет **обратный** туннельный ток. С ростом отрицательного смещения сила этого тока будет увеличиваться (рис. 5.3, отрезок а).

При небольших **прямых** смещениях (рис. 5.2б), наоборот, часть заполненных состояний c -зоны n -области будет лежать против свободных состояний v -зоны p -области. Станет возможным туннелирование электронов справа налево, что соответствует **прямому** туннельному току диода. С ростом прямого смещения все большее число электронов получит возможность для

туннелирования, и прямой ток будет увеличиваться. При некотором напряжении прямой туннельный ток достигнет максимума. Это произойдет при напряжении, когда $E_{vp}=F_n$ и $E_{cn}=F_p$ (рис. 5.2в). Легко заметить, что при этом степень перекрытия свободных состояний v -зоны слева и занятых состояний c -зоны справа максимальна. При дальнейшем увеличении прямого смещения ток начинает убывать, поскольку уменьшается степень перекрытия указанных выше зон.

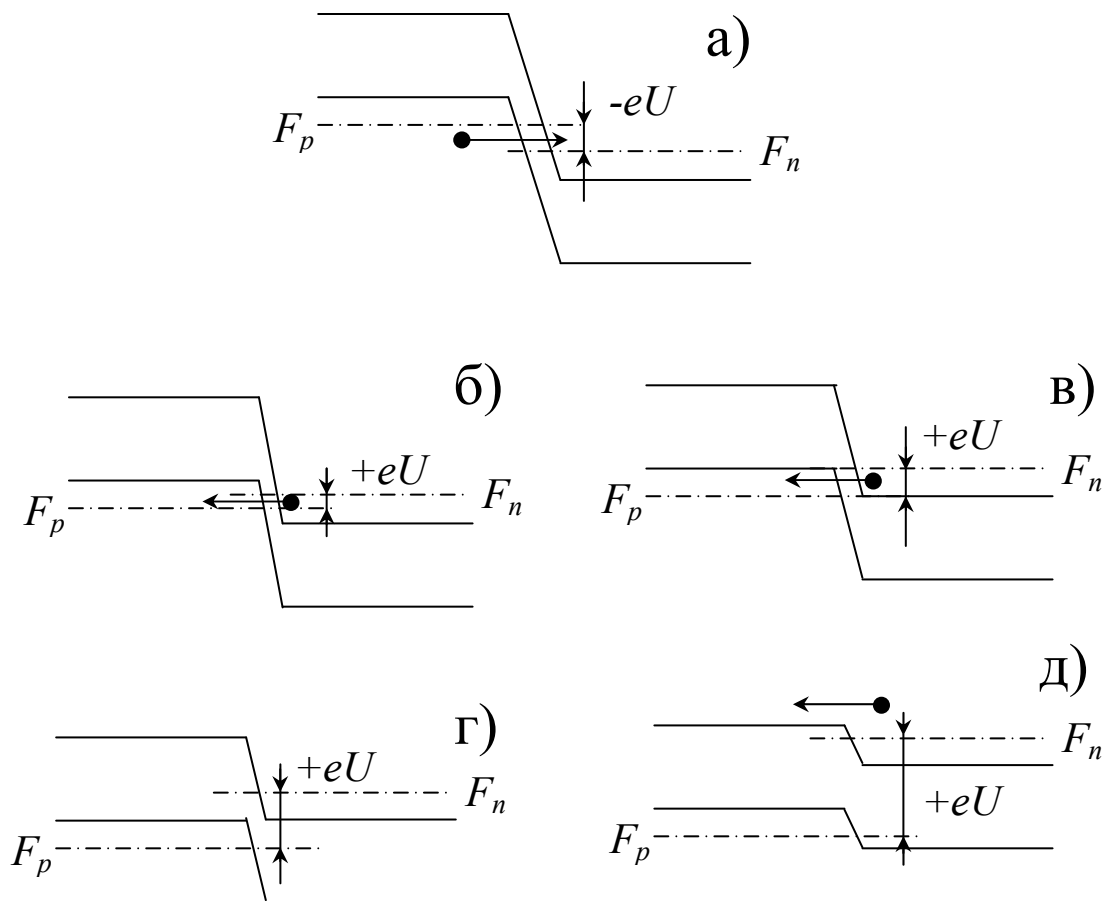


Рис. 5.2. Зонная диаграмма туннельного диода при обратном (а) и прямых (б,в,г,д) смещениях

При напряжении, соответствующему условию $E_{vp}=E_{cn}$ (рис. 5.2г), туннельный ток стремится к нулю. Дальнейшее увеличение приложенного напряжения снова приводит к возрастанию протекающего через диод тока. Однако этот ток уже не является туннельным. Это обычный инжекционный ток в прямо смещенном р-п-переходе (рис. 5.2д). Таким образом, вольт-амперная характеристика туннельного диода будет иметь вид, представленный

рисунком 5.3. Очевидно, минимум тока в туннельном диоде имеет место при напряжении U_1 , для которого

$$U_1 = F_{nc} + F_{pv} . \quad (5.3)$$

Важной особенностью вольт-амперной характеристики туннельного диода является отрицательный наклон на участке в-г (рис. 5.3). Это означает, что на данном участке диод имеет отрицательное дифференциальное сопротивление

$$r = \frac{dU}{dI} < 0 . \quad (5.4)$$

Обычно пользуются более удобной положительной величиной

$$r^* = -r = -\frac{dU}{dI} . \quad (5.5)$$

Второй особенностью ВАХ туннельного диода является её неоднозначность. Действительно, в силу "N-образного" вида вольт-амперной зависимости на ней можно указать три значения напряжения на диоде, соответствующие одинаковой величине протекающего тока.

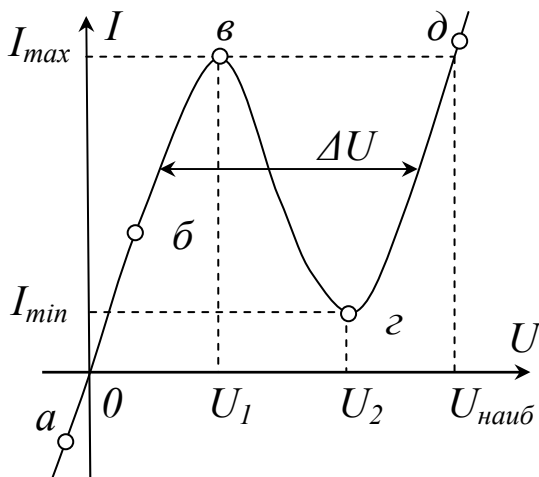


Рис. 5.3. Зависимость тока в туннельном диоде от величины прямого смещения. Точки на графике соответствуют зонным диаграммам рис. 5.2

Это определяет некоторые особенности поведения туннельного диода при включении его в электрическую цепь. Рассмотрим случай, когда последовательно с диодом в цепи постоянного тока включено лишь активное сопротивление R_n (см. рис. 5.4). Уравнения для такой цепи имеют вид:

$$I = f(U), \quad V = U + IR_n. \quad (5.6)$$

Первое уравнение представляет собой ВАХ, а второе – прямую, определяемую нагрузкой (U – падение напряжения на диоде). Пересечение обеих кривых представляет собой решение системы уравнений (5.6).

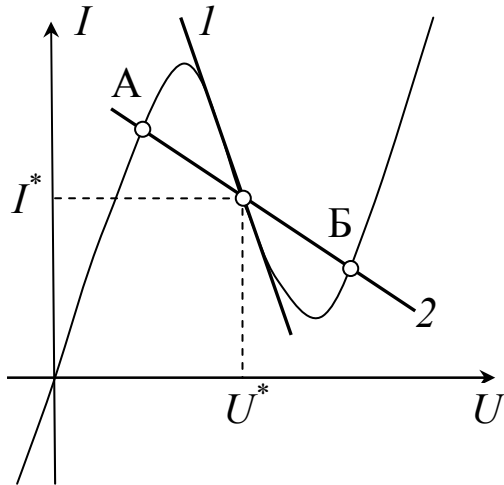


Рис. 5.4. Вольт-амперная характеристика $I=f(U)$ с нагрузочными прямыми $I=(V-U)/R_n$: (1) – при $R_n < r^*(U^*)$; (2) – при $R_n > r^*(U^*)$

Оно соответствует стабильным значениям тока и напряжения, если кривые пересекаются в точке (I^*, U^*) (прямая 1 рис 5.4). Если же они пересекаются в трех точках (прямая 2, рис. 5.4), то необходимо дополнительно исследовать вопрос о том, какое из трех решений отвечает стабильному току в цепи. Для точки пересечения в области отрицательного дифференциального сопротивления (I^*, U^*) дифференцируя (5.6), получим:

$$\begin{aligned} \Delta V &= \Delta U + \Delta I \cdot R_n \\ \Delta I &= \frac{df}{dU} \Delta U = -\frac{1}{r} \Delta U \end{aligned} \quad (5.7)$$

Отсюда следует

$$\Delta U = \frac{\Delta V}{1 - \frac{R_n}{r^*}} \quad (5.8)$$

Если в точке U^*

$$R_n < r^*, \quad (5.9)$$

то изменение ΔU будет больше чем ΔV по абсолютной величине и того же знака. Это означает, что туннельный диод может усиливать электрические сигналы с коэффициентом усиления

$$Z = \frac{1}{1 - \frac{R_n}{r^*}} \quad (5.10)$$

При увеличении сопротивления нагрузки R_n и приближении его к r^* величина Z стремится к бесконечности. Тогда точка U^* будет нестабильной. При $R_n > r$ в системе либо возникнут автоколебания (диод начинает генерировать электрические колебания), либо система перейдет в другое устойчивое состояние (точку А или Б на рис. 5.4). Таким образом, туннельный диод можно использовать для генерации колебаний.

Анализируя полное комплексное сопротивление диода, можно рассчитать максимальную частоту колебаний $\Omega_{кр}$, которую может усиливать либо генерировать диод, а также резонансную частоту диода $\Omega_{рез}$:

$$\begin{aligned}\Omega_{кр} &= \frac{1}{r^* C} \cdot \sqrt{\frac{r^*}{R_s} - 1} \\ \Omega_{рез} &= \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{1}{(r^*)^2 C^2}}.\end{aligned}\quad (5.11)$$

Здесь R_s – сопротивление базы диода, C – его емкость, L – индуктивность вводов.

5.3. Параметры туннельного диода

Параметры туннельного диода можно разделить на статические и динамические. К основным статическим параметрам относятся:

1. Значение тока в максимуме вольт-амперной характеристики I_{max} (рис. 5.3) и в её минимуме I_{min} , а также отношение $H=I_{max}/I_{min}$ этих токов. Диод считается тем лучше, чем больше величина H .

2. Значения напряжения на диоде, соответствующие максимуму ВАХ $U_1=U_{max}$ и её минимуму $U_2=U_{min}$ (рис. 5.3).

3. Наибольшее напряжение $U_{наиб}$ на диоде при протекании тока, равного току в максимуме (рис. 5.3).

4. Максимальное напряжение переключения ΔU , снимаемое с диода (рис. 5.3).

5. Отрицательное дифференциальное сопротивление $r=dU/dI$, которое является функцией приложенного к диоду напряжения. Имеет минимум при токе $I = I_{max}/2$.

Динамическими параметрами туннельного диода являются: емкость перехода и корпуса, индуктивность выводов, сопротивление потерь в базе, контактах, и выводах диода. От этих параметров зависят резонансная и критическая частоты, на которых может работать диод.

5.4. Экспериментальная установка

Целью настоящей работы является измерение вольт-амперной характеристики туннельного диода и определение его статических параметров. Для этого используется установка (рис. 5.5), в которой предусмотрена возможность как изучения вольт-амперных зависимостей с помощью характериографа в автоматическом режиме на экране осциллографа, так и измерение их по точкам.

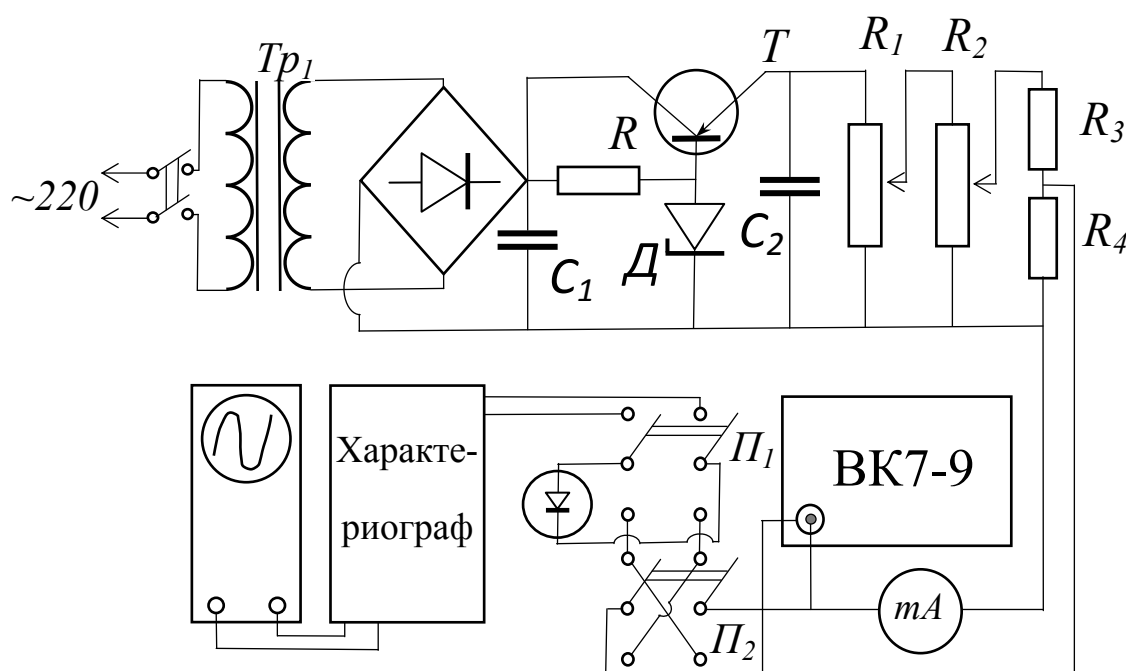


Рис. 5.5. Схема установки для измерения ВАХ туннельных диодов

Оба метода являются взаимодополняющими. Первый из них позволяет быстро определить качественный вид ВАХ и обычно используется при производстве этих приборов. С помощью второго графики ВАХ получаются с бóльшей точностью, что особенно важно для изучения работы туннельного диода. Выбор режима работы производится переключателем P_1 .

При измерении ВАХ по точкам, пониженное на трансформаторе Tr напряжение после выпрямления диодным мостиком и дополнительной стабилизации, подается на резисторы R_1 и R_2 , соответствующие грубой и точной регулировке смещения.

Параметры омического делителя напряжения R_3 и R_4 подбираются для каждого конкретного туннельного диода. Протекающий ток регистрируется миллиамперметром mA , напряжение – вольтметром $BK7-9$, чувствительность которого можно менять. Используемый прибор относится к классу катодных вольтметров с высоким входным сопротивлением. Полярность смещения диода осуществляется переключателем $П_2$.

5.5. Порядок измерений

1. После прогрева измерительных приборов, подключить туннельный диод к характериографу. Регулируя величину смещения на нем и усиление по обеим осям осциллографа, получить на экране устойчивое изображение прямой ветви ВАХ. Зарисовать его на кальку.

2. Пользуясь опорными сигналами характериографа, прокалибровать оси абсцисс и ординат.

3. Переключить установку в режим ручных измерений. Включить источник питания. С помощью специальной ручки на панели вольтметра добиться нулевых показаний на самом чувствительном пределе.

4. Измерить прямую и обратную ВАХ диода. Шаг изменения напряжения для каждой ветви необходимо определять отдельно, предварительно уточнив максимально возможное значение смещения. Для качественного построения графиков необходимо измерить не менее 10-15 точек на каждой ветви ВАХ.

5.6. Обработка результатов

1. Используя ВАХ туннельного диода, измеренные в автоматическом и ручном режимах, определить его основные параметры - I_{max} , I_{min} , H , U_{min} , U_{max} , ΔU , $U_{наиб}$. Рассчитать минимальное дифференциальное сопротивление на спадающем участке ВАХ. Сравнить полученные значения для обоих видов измерений.

2. Вычислить F_{pv} и F_{nc} полагая, что $eU_{min} = F_{nc} + F_{pv}$ (см. 5.3) и $eU_{max} = F_{nc}$ (см. рис. 5.2в).

3. Вычислить n_n и p_p пользуясь формулами (5.2) и таблицами интегралов Ферми из ПРИЛОЖЕНИЯ. Эффективные массы для GaAs взять равными $m_n = 0,07m_0$ и $m_p = 0,66m_0$ от массы покоя электрона.

Контрольные вопросы:

1. Из каких полупроводников по уровню легирования в принципе должен состоять туннельный диод?
 2. Объясните ход прямой ВАХ с точки зрения изменений зонной диаграммы.
 3. Объясните ход обратной вольт-амперной зависимости.
 4. Как из графика ВАХ определить энергию уровней Ферми для р- и п- частей диода относительно краёв соответствующих зон?
 5. Как рассчитать концентрацию основных носителей в р- и п- частях диода?
 6. Как зависит поведение туннельного диода от сопротивления нагрузки?
 7. Каким образом туннельный диод можно использовать как генератор колебаний?
 8. Что такое H -параметр туннельного диода? Какое его значение должно быть для качественных приборов?
 9. Каковы динамические параметры туннельного диода?
-
10. Происходит ли туннелирование в диоде без приложения внешнего напряжения ($U=0$, рис. 5.1)? Проходит ли при этом график ВАХ через начало координат?
 11. Как на участке отрицательного дифференциального сопротивления кривая ВАХ зависит от наличия примесей в полупроводниковых слоях?

ПРИЛОЖЕНИЕ

Значения интеграла Ферми полуцелого индекса

ξ	$F_{1/2}(\xi)$	ξ	$F_{1/2}(\xi)$	ξ	$F_{1/2}(\xi)$	ξ	$F_{1/2}(\xi)$
0,0	0,678	3,0	3,977	6,0	10,14	9,0	18,28
0,1	0,732	3,1	4,147	6,1	10,39	9,1	18,58
0,2	0,785	3,2	4,316	6,2	10,63	9,2	18,88
0,3	0,843	3,3	4,493	6,3	10,88	9,3	19,19
0,4	0,901	3,4	4,670	6,4	11,13	9,4	19,49
0,5	0,964	3,5	4,855	6,5	11,38	9,5	19,80
0,6	1,027	3,6	5,039	6,6	11,63	9,6	20,11
0,7	1,095	3,7	5,231	6,7	11,89	9,7	20,42
0,8	1,163	3,8	5,423	6,8	12,15	9,8	20,73
0,9	1,280	3,9	5,597	6,9	12,41	9,9	21,03
1,0	1,396	4,0	5,771	7,0	12,66	10,0	21,33
1,1	1,492	4,1	5,969	7,1	12,93	10,1	21,63
1,2	1,588	4,2	6,166	7,2	13,19	10,2	21,93
1,3	1,691	4,3	6,368	7,3	13,46	10,3	22,24
1,4	1,794	4,4	6,570	7,4	13,73	10,4	22,55
1,5	1,905	4,5	6,777	7,5	14,00	10,5	22,86
1,6	2,015	4,6	6,983	7,6	14,27	10,6	23,18
1,7	2,133	4,7	7,195	7,7	14,55	10,7	23,50
1,8	2,251	4,8	7,406	7,8	14,82	10,8	23,82
1,9	2,377	4,9	7,622	7,9	15,10	10,9	24,15
2,0	2,502	5,0	7,838	8,0	15,38	11,0	24,48
2,1	2,635	5,1	8,059	8,1	15,67	11,1	24,81
2,2	2,767	5,2	8,280	8,2	15,95	11,2	25,15
2,3	2,908	5,3	8,506	8,3	16,24	11,3	25,49
2,4	3,048	5,4	8,731	8,4	16,52	11,4	25,84
2,5	3,196	5,5	8,961	8,5	16,81	11,5	26,20
2,6	3,343	5,6	9,191	8,6	17,10	11,6	26,57
2,7	3,498	5,7	9,426	8,7	17,40	11,7	26,95
2,8	3,652	5,8	9,661	8,8	17,69	11,8	27,34
2,9	3,815	5,9	9,901	8,9	17,99	11,9	27,74

§ 6. Изучение работы фотодиода (ЗАДАЧА 5)

Принцип действия фотодиода базируется на электронных процессах, протекающих в р-п-переходе при его освещении. Технологически р-п-переход формируется таким образом, чтобы одна из его областей была очень тонкой. Принципиальная конструкция фотодиода представлена на рис. 6.1. Под действием света в области перехода генерируются электронно-дырочные пары, которые внутреннее поле разделяет так, что дырки устремляются вглубь полупроводника в р-область, а электроны остаются на поверхности в п-области.

В результате р-область заряжается положительно, а п-область – отрицательно. Такой процесс идет до тех пор, пока положительный заряд р-области не возрастет настолько, что станет препятствовать переходу дырок в р-область. Устанавливается динамическое равновесие, которому соответствует определенная разность потенциалов между р- и п-областями, получившая название фотоэлектродвижущей силы (фото-э.д.с.).

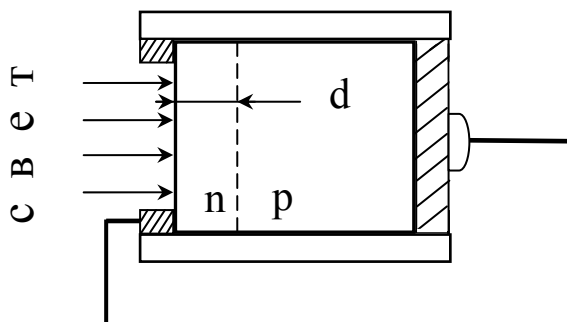


Рис. 6.1. Принципиальная конструкция фотоэлемента

Фотодиоды могут работать в двух режимах:

- а) фотодиодном, когда к диоду приложено внешнее напряжение;
- б) вентильном, когда внешнее напряжение отсутствует.

6.1. Основные уравнения фотодиода

Рассмотрим возникновение вентильной фото-э.д.с. в р-п-переходе. Если переход не освещен, то он находится в равновесии. Как известно из диодной теории выпрямления, ток через границу перехода вычисляется как алгебраическая сумма токов носителей

разных знаков, проходящих через неё (рис. 6.2а). Аналогично обозначениям раздела 1.1 (см. рис. 1.1, стр. 7), принимая за положительное направление слева направо, в равновесии:

$$-I_n^{\partial p} + I_n^{\partial u\phi} - I_p^{\partial p} + I_p^{\partial u\phi} = 0 . \quad (6.1)$$

Для дырочных вкладов учтено, что заряд носителей противоположен.

Кроме того
$$-I_n^{\partial p} + I_n^{\partial u\phi} = 0 \quad (6.2)$$

$$-I_p^{\partial p} + I_p^{\partial u\phi} = 0 . \quad (6.3)$$

Обозначим
$$I_n^{\partial p} = I_n^{\partial u\phi} \equiv I_{ns} \quad (6.4)$$

$$I_p^{\partial p} = I_p^{\partial u\phi} \equiv I_{ps} . \quad (6.5)$$

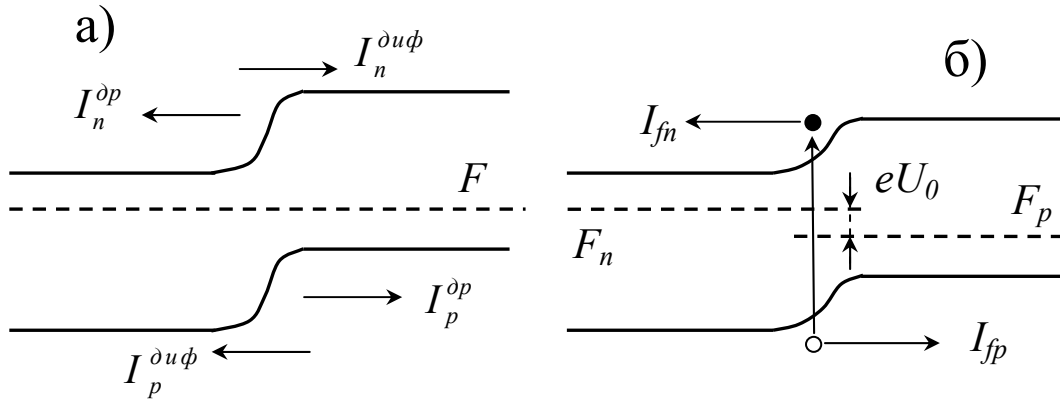


Рис. 6.2. Зонная диаграмма р-п-перехода в темноте (а) и при освещении (б). U_0 – величина фото-э.д.с.

Если теперь осветить р-п-переход, в нём возникнут электронно-дырочные пары. При этом поле барьера разделяет неравновесные носители, как показано на рисунке. Взаимодействующие свободные заряды создают дополнительное внутреннее поле, направленное против поля барьера. В положении уровней Ферми возникает разрыв eU_0 . Смещение уровней Ферми приводит к возрастанию токов равновесных носителей $I_n^{\partial u\phi}$ и $I_p^{\partial u\phi}$, поскольку величина потенциального барьера уменьшилась. Теперь эти токи равняются [см. (1.9 и 1.10) §1, разд. 1.3, стр. 10]:

$$I_n^{\partial u\phi} = I_{ns} \exp(eU_0 / kT) . \quad (6.6)$$

$$I_p^{\partial u \phi} = I_{ps} \exp(eU_0 / kT). \quad (6.7)$$

Токи равновесных носителей $I_n^{\partial p}$ и $I_p^{\partial p}$ при этом остались практически без изменений:

$$I_n^{\partial p} = I_{ns} ; \quad I_p^{\partial p} = I_{ps} . \quad (6.8)$$

Таким образом, для случая освещенного перехода уравнение (6.1) можно записать в виде:

$$-I_{fn} - I_{fp} - I_{ns} + I_{ns} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) - I_{ps} + I_{ps} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) = 0 . \quad (6.9)$$

Здесь учтено, что хотя неравновесные дырки на рис. 6.2б двигаются в противоположную сторону относительно неравновесных электронов, вклад в ток они вносят всё равно отрицательный, поскольку несут и противоположный заряд. Преобразуя выражение (6.9), получим:

$$I_f - I_s \left[\exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) - 1 \right] = 0 . \quad (6.10)$$

где $I_s = I_{ns} + I_{ps}$; $I_f = I_{fn} + I_{fp}$. Отметим, что суммарный ток равновесных носителей противоположен по знаку суммарному току неравновесных. Из (6.10) величина возникающей фото-э.д.с.:

$$U_0 = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I_f}{I_s} + 1\right) . \quad (6.11)$$

Если выводы фотодиода замкнуты во внешнюю цепь, то в ней потечет ток. В этом случае в первой части уравнения (6.10) будет не нуль, а некоторый ток I . Тогда получаем уравнение фотодиода, пригодное для любого режима [сравнить с (1.18) § 1 разд.1.3, стр. 12]:

$$I = I_f - I_s \left[\exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) - 1 \right] \quad (6.10a)$$

$$U_0 = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I_f - I}{I_s} + 1\right) . \quad (6.11a)$$

В частности, в *вентильном* режиме, когда сопротивление внешней цепи равно R , то $I = U_0/R$, и получим:

$$\frac{U_0}{R} = I_f - I_s \left[\exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (6.12)$$

В *фотодиодном* режиме внешняя цепь кроме сопротивления содержит источник напряжения V . Тогда уравнение диода принимает вид:

$$\frac{U_0 - V}{R} = I_f - I_s \left[\exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (6.13)$$

6.2. Анализ основных характеристик фотоэлементов

А. Вентильный режим

Из полученных уравнений фотодиода в вентильном режиме видно, что величина фото-э.д.с. зависит от сопротивления нагрузки.

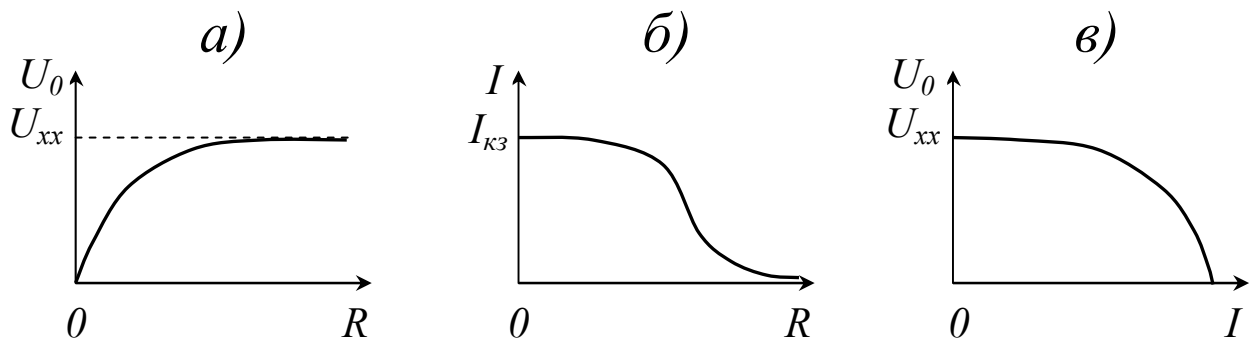


Рис. 6.3. Основные характеристики фотодиода в вентильном режиме

В частности, с ростом R фото-э.д.с. увеличивается, достигая максимального значения при $R = \infty$. Это значение определяется уравнением (6.11) и называется фото-э.д.с. холостого хода U_{xx} (см. рис. 6.3а). В случае, когда $R = 0$ (выводы диода закорочены), фото-э.д.с. становится равной нулю. Однако при этом в цепи протекает ток, численно равный I_f , который называется током короткого замыкания $I_{кз}$. С увеличением сопротивления нагрузки ток $I_{кз}$ уменьшится (рис.

6.3б). Тогда зависимость величины фото-э.д.с. протекающего в цепи тока можно представить рисунком 6.3в.

Б. Фотодиодный режим

Если к фотодиоду в темноте приложено запорное смещение, то резко возрастают потенциальные барьеры для основных носителей. Поэтому ток фотодиода будет определяться неосновными носителями на границе р-п -перехода, т. е. он будет иметь характер тока насыщения и не зависеть от величины смещения. В темноте этот ток равен I_s (рис. 6.4), а при освещении за счет добавочных носителей возрастает на величину I_f (левая часть графиков рис. 6.4).

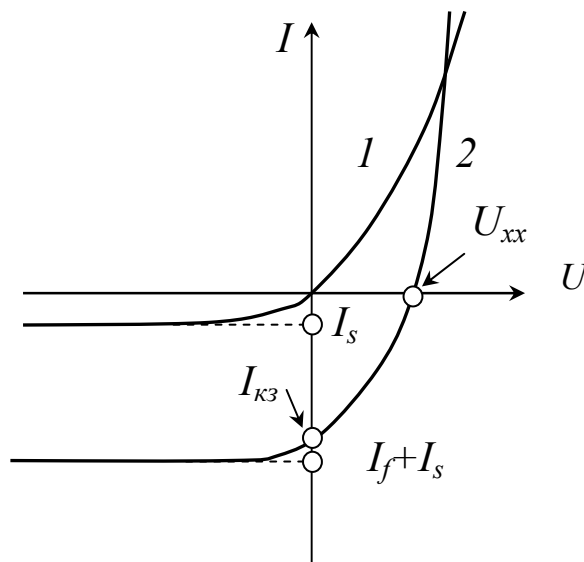


Рис. 6.4. Темновая (1) и световая (2) ВАХ фотодиода в фотодиодном режиме

Для прямого смещения в темноте происходят процессы, рассмотренные в § 1. При освещении на них накладываются изменения, связанные с уменьшением высоты барьера. В целом вольт-амперные характеристики диода будут иметь вид, представленный на рис. 6.4.

В области малых напряжений экспоненту в уравнении (6.10а) можно разложить в ряд. В результате получим:

$$I \approx I_f + I_s \frac{eU_0}{kT} = I_f + \frac{U_0}{R_0}. \quad (6.14)$$

Здесь $R_0 = kT/eI_s$ называется внутренним сопротивлением р-п-перехода.

В. Люкс-амперные характеристики

Величина тока короткого замыкания в вентильном режиме $I_{кз}$ а также величина обратного тока в фотодиодном режиме $I_{св} = I_f + I_s$ пропорциональны концентрации неравновесных носителей, возникших при освещении. Эта концентрация пропорциональна произведению темпа генерации на время жизни τ_n неосновных носителей в базе. В свою очередь τ_n зависит от рекомбинации носителей и их ухода через переход. В диодах с тонкой базой влиянием рекомбинации можно пренебречь, т. к. неосновные носители за время меньше, чем τ_n уходят через переход. Поэтому величины $I_{кз}$ и $I_{св}$ оказываются прямо пропорциональны освещенности р-п-перехода, что хорошо реализуется на опыте.

6.3. Экспериментальная установка

Используемая в работе установка (рис. 6.5) позволяет измерять ВАХ фотодиодов в различных режимах работы при различных освещенностях.

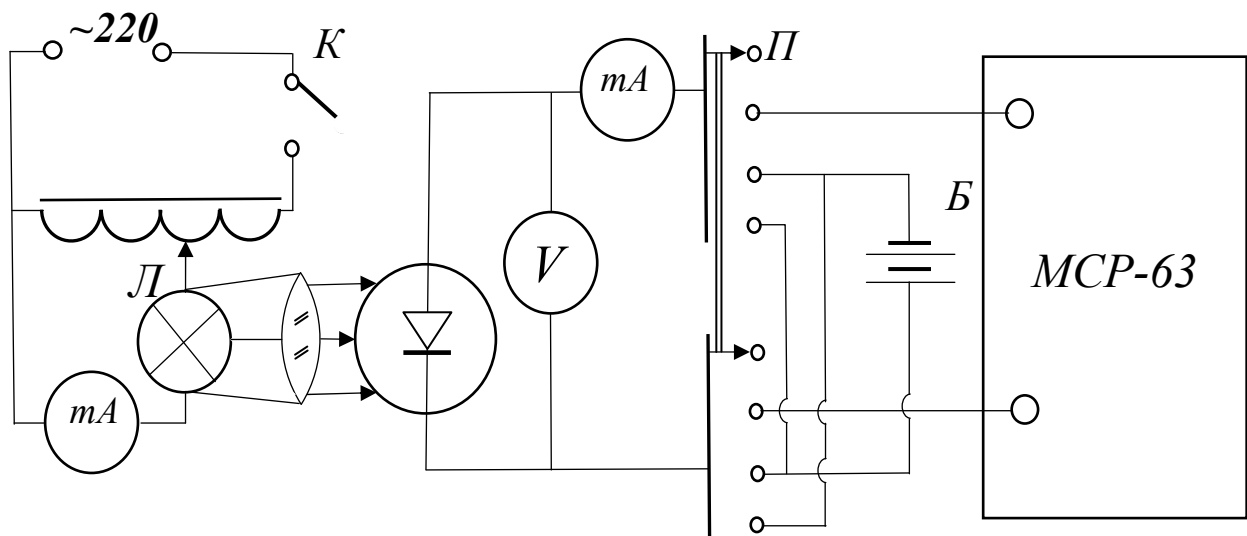


Рис. 6.5. Схема установки для исследования фотодиодов

Освещение фотоэлемента осуществляется светом, приходящим от лампы накаливания Л через фокусирующую линзу. Величина освещенности регулируется изменением тока накала лампы с помощью ЛАТРа. Миллиамперметр mA измеряет ток накала лампы. Ток в цепи фотодиода регистрируется микроамперметром μA . Смещение, подаваемое на диод, фиксируется ламповым вольтметром

I типа ВЛУ-2, измерительный прибор которого выведен на переднюю панель установки. Сюда же выведена ручка для установки нуля прибора. Режим работы выбирается переключателем *П*. В вентильном режиме фотодиод закорачивается на магазин сопротивления типа МСР-63. В фотодиодном режиме смещение на диод подается от батареи *Б*. Крайним положением переключателя *П* является “выключено”. При этом одновременно обесточивается выпрямитель и отключается от сети вольтметр.

6.4. Порядок измерений

1. Переключателем *П* подключить фотодиод в вентильный режим. Дать возможность прогреться вольтметру в течение 5-10 минут. С помощью ручки *Р* установить нуль измерительного прибора.

2. Включить тумблером *К* освещение фотодиода и, зафиксировав ток накала лампы, измерить зависимость фото-э.д.с. и тока от величины сопротивления нагрузки.

3. Повторить указанные в п. 2 измерения при трёх-четырёх других значениях тока накала лампы и, соответственно, освещённостях.

4. Используя градуировочную кривую, определить освещенность, диода, соответствующую каждому току накала лампы.

5. Переключателем *П* включить диод в фотодиодный режим. Измерить прямые и обратные вольт-амперные характеристики диода при различных значениях освещенности. (Величины освещенности желательно подбирать такими же, как и при измерениях в п.п. 2 и 3).

6. Выключить лампу накаливания. Измерить прямую и обратную ВАХ диода в темноте.

6.5. Обработка результатов

1. Для различных освещенностей *B* в вентильном режиме построить серии зависимостей $U_0(R)$, $I(R)$ и $U_0(I)$. Определить токи короткого замыкания и фото-э.д.с. холостого хода.

2. Для нескольких фиксированных нагрузок построить графики зависимостей фототока от освещенности $I(B)$. Рассчитать интегральную чувствительность β фотодиода в вентильном режиме, учитывая то, что β численно равна угловому коэффициенту прямой $I(B)$ деленному на площадь S фоточувствительного слоя $\beta = \Delta I / (S \cdot \Delta B)$ ($S = 0,115 \text{ см}^2$).

3. Построить серию вольт-амперных характеристик, измеренных при различных освещенностях в фотодиодном режиме. Рассчитать внутреннее сопротивление р-п-перехода. Для каждого значения освещенности определить значения U_{xx} и I_f .

4. Построить зависимость $U_{xx}(I_f)$ в координатах $U_{xx} \div \ln(\frac{I_f}{I_s} - 1)$ и доказать, что она представляет собой прямую с угловым коэффициентом kT/e .

5. Для фиксированного значения обратного напряжения построить зависимость $I(B)$. Рассчитать интегральную чувствительность прибора в фотодиодном режиме. Сравнить с чувствительностью в вентильном режиме.

Контрольные вопросы:

1. Что такое вентильный режим работы фотодиода? Фотодиодный режим?
 2. Какими зависимостями описывается работа фотодиода в вентильном режиме? Объясните ход этих графиков.
 3. Как выглядит и как объясняется световая ВАХ фотодиода в фотодиодном режиме?
 4. Что такое ток короткого замыкания и напряжение холостого хода? Как формируется их величина?
 5. Что такое интегральная чувствительность? В каком режиме работы она выше?
 6. Как выглядит уравнение фотодиода, пригодное для любого режима работы?
 7. Что такое фотоэлектродвижущая сила (фото-э.д.с)? Как она зависит от сопротивления нагрузки?
 8. Как и почему зависят параметры фотодиода от освещённости прибора?
-
9. Поглощённые фотоны постоянно освобождают носители, которые разделяются полем барьера. Почему напряжение холостого хода остаётся стабильным?
 10. Почему в фотодиодном режиме прямые световые ВАХ пересекаются с темновой (рис. 6.4)? Будет ли точка пересечения одинаковой для различных интенсивностей света?

Список рекомендованной литературы

1. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов / С.М. Зи. – М.: Мир, Т. 1, 2. – 1985. – 456 с.
2. Стриха В. И. Контактные явления в полупроводниках / В. И. Стриха. – Киев.: Вища школа” – 1982. – 224 с.
3. Викулин И. М., Стафеев В. И. Физика полупроводниковых приборов / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. – М.: Радио и связь. – 1990. – 264 с.
4. Пасынков В. В., Чиркин Л. К. Полупроводниковые приборы / В. В. Пасынков, Л. К. Чиркин. – СПб: Лань. – 2001. – 480 с.
5. Шалимова К. В. Физика полупроводников / К. В. Шалимова – Сп-б: Лань. – 2010. – 400 с.
6. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М.: Наука. – 1977. – 672 с.
7. Лебедев А. И. Физика полупроводниковых приборов / А. И. Лебедев. – М.: Физматлит. – 2008. – 488 с.
8. Носов Ю. Р. Физические основы полупроводникового диода в импульсном режиме / Ю. Р. Носов М.: Наука. – 1968. – 264 с.

НАВЧАЛЬНЕ ВИДАННЯ

Чебаненко Анатолій Павлович
Зубрицький Сергій Всеволодович
Каракіс Юрій Миколайович

НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ

ЧАСТИНА I

Методичні вказівки

до лабораторних робіт з спецпрактикуму
"Фізика напівпровідникових приладів"

(Російською мовою)

В авторській редакції

Підп. до друку. 18.03.2015. Формат 60x84/16.

Умов.-друк. арк. 3,72. Тираж 25 пр.

Зам. № 1103.

Видавець і виготовлювач
**Одеський національний університет
імені І. І. Мечникова**

**Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
ДК № 4215 від 22.11.2011 р.**

65082, Україна, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12
Тел.: (048) 723 28 39. E-mail: druk@onu.edu.ua