

Министерство науки и высшего образования  
Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

**А.А. Жигальский**

## **Э Л Е К Т Р О Н И К А**

Учебно-методическое пособие по выполнению  
лабораторных работ

**Томск  
2025**

УДК 621.38

ББК 31.2

Ж68.2

**Рецензент:**

**Троян Павел Ефимович,**

доктор технических наук, профессор кафедры физической  
электроника ФГАОУ ВО «Томский государственный  
университет систем управления и радиоэлектроники»

**Жигальский, Александр Анатольевич**

Ж68.2 Электроника: Учебно-методическое пособие по выполнению  
лабораторных работ / А.А. Жигальский. - Томск: Томск. гос. ун-  
т систем упр. и радиоэлектроники, 2025. – 61 с.

Кратко рассмотрены физические процессы в полупроводниковых приборах и элементах интегральных микросхем, их основные свойства, характеристики и параметры, конструктивно-технологические особенности полупроводниковых приборов в интегральном исполнении и общие принципы микроэлектроники, указан порядок выполнения лабораторных работ, приведены требования к содержанию отчета. Пособие является руководством для выполнения лабораторных работ по дисциплине «Электроника» и предназначено для студентов, обучающихся по образовательным программам подготовки бакалавров, магистров и дипломированных специалистов всех форм обучения.

Предназначено для студентов высших учебных заведений технических специальностей.

**УДК 621.38**

**ББК 31.2**

Одобрено на заседании кафедры физической  
электроники протокол №162 от 07.11.2024 года

© Жигальский А.А., 2025

© Томск. гос. ун-т систем упр. и  
радиоэлектроники, 2025

## СОДЕРЖАНИЕ

1 ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-ЕМКОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА..	4
2 ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ- АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ $p$ - $n$ ПЕРЕХОДА.....	13
3 ИЗУЧЕНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ .....	21
4 ИЗУЧЕНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА .....	29
5 ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА .....	38
6 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА .....	46
7 ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С УПРАВЛЯЮЩИМ $p$ - $n$ ПЕРЕХОДОМ...	54
ЛИТЕРАТУРА .....	61

# 1 ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-ЕМКОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

## 1.1 Цель работы

Изучить явления, происходящие в  $p$ - $n$  переходе под действием внешнего напряжения. Исследовать закономерность изменения барьерной емкости  $p$ - $n$  перехода под действием напряжения. На основе экспериментальных результатов оценить характер распределения примесей в  $p$ - $n$  переходе и величину контактной разности потенциалов.

## 1.2 Теоретическая часть

Электронно-дырочный переход ( $p$ - $n$  переход) образуется на границе раздела двух областей полупроводника с различным типом электропроводности: электронной ( $n$ -тип) и дырочной ( $p$ -тип). Поскольку в  $p$ -области концентрация дырок значительно больше, чем в  $n$ -области, то в первый момент после создания контакта между этими областями возникает диффузионный поток дырок из  $p$ - в  $n$ -область. В результате в  $p$ -области образуется отрицательный объемный заряд ионизованных акцепторов, как показано на рис. 1.1,а. По такой же причине электроны из  $n$ -области будут переходить в  $p$ -область, оставляя в  $n$ -области положительный заряд ионизованных доноров. Образовавшийся двойной слой зарядов в области  $p$ - $n$  перехода создает разность потенциалов  $V_K = \phi_K / q$ , которая называется контактной разностью потенциалов. Поле контактной разности потенциалов направлено так, что оно тормозит диффузионные потоки электронов и дырок через  $p$ - $n$  переход и увеличивается вместе с ростом плотности объемных зарядов ионизованных доноров и акцепторов. В какой-то момент времени поле контактной равности потенциалов достигнет такой величины,

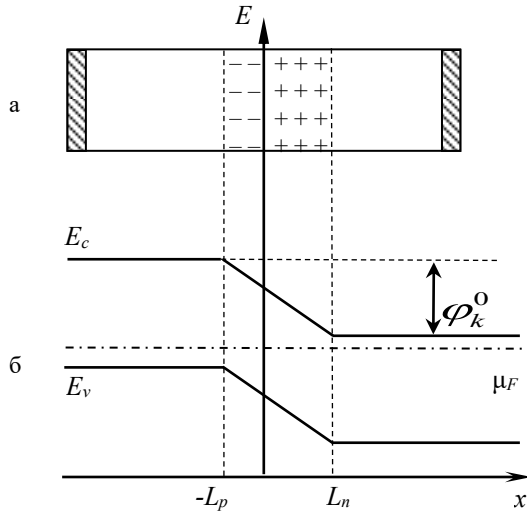


Рис. 1.1 – Образование потенциального барьера  $p$ - $n$  перехода:  
а – структурная схема; б – зонная диаграмма.

что диффузия носителей заряда через  $p$ - $n$  переход прекратится. Наступает равновесное состояние, при котором уровень Ферми  $\mu_F$  во всем полупроводнике должен быть одинаков. Это значит, что между  $p$ - и  $n$ -областями образуется потенциальный барьер  $\varphi_k = qV_k$ , который должны преодолевать носители заряда для того, чтобы перейти в ту область полупроводника, где они являются неосновными (рис.1.2,б). Переходную область полупроводника ( $-L_p \leq x \leq L_n$ ), в которой существует поле, будем называть областью пространственного заряда  $p$ - $n$  перехода. В этой области концентрация носителей заряда много меньше, чем в  $p$ - и  $n$ -областях. Таким образом,  $p$ - $n$  переход можно рассматривать как конденсатор, в котором роль обкладок выполняют низкоомных  $p$ - и  $n$ -области, а роль изолятора между обкладками – высокоомный слой пространственного заряда. Величину этой емкости можно найти по формуле плоского конденсатора

$$C_{\sigma} = S \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{L}, \quad (1.1)$$

где  $S$  – площадь  $p$  -  $n$  перехода;

$\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума;

$L = L_n + L_p$  – размер области пространственного заряда.

Размер области пространственного заряда (ОПЗ)  $p$ - $n$  перехода  $L$  определяется из решения уравнения Пуассона

$$\frac{d^2 \varphi_k(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon \varepsilon_0},$$

(1.2)

где  $\varphi_k(x)$  – зависимость энергии электрона от координаты в области пространственного заряда;

$\rho(x)$  – объемная плотность зарядов ОПЗ.

Рассмотрим два случая распределения зарядов:

### 1) резкий $p$ - $n$ переход

Резким называется  $p$ - $n$  переход, в котором размер ОПЗ меньше длины диффузии носителей заряда.

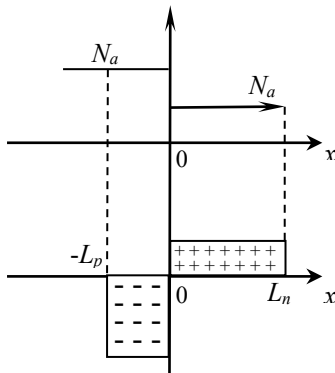


Рис. 1.2 – Схематичное распределение примесей и плотности объемного заряда в  $p$  -  $n$  переходе

Распределение концентрации доноров  $N_d$ , акцепторов  $N_a$  и плотность объемного заряда  $\rho(x)$  в  $p$ - $n$  переходе для данного

случая показаны на рисунке 1.2. Будем считать, что при рассматриваемых условиях все примеси в полупроводнике полностью ионизированы. Отсюда, с учетом рисунка 1.2, следует, что при  $x < 0$   $N_d \ll N_a$ , а при  $x > 0$   $N_d \gg N_a$ .

Поэтому можем считать, что

$$\rho = -qN_a \text{ при } -L \leq x \leq 0,$$

$$\rho = qN_a \text{ при } 0 \leq x \leq L_n,$$

где  $q$  – заряд электрона.

Решая уравнение Пуассона, используя соответствующие граничные условия (при  $x = L_n$  и  $x = -L_p$ ) и подставляя получившуюся величину  $L$  в формулу (1.1) можно определить барьерную емкость  $p$ - $n$  перехода.

$$C_{\phi} = S \left( \frac{q^2 \varepsilon \varepsilon_0}{2\varphi_k^0} \cdot \frac{N_a N_d}{(N_a + N_d)} \right)^{1/2} \quad (1.3)$$

При подаче на  $p$ - $n$  переход внешнего напряжения  $V$  основная его часть приходится на высокоомную область пространственного заряда, а падение напряжения на низкоомных  $p$ - и  $n$ - областях можно не учитывать. В этом случае внешняя разность потенциалов  $V$  суммируется с контактной разностью потенциала  $V_k$ , изменяя высоту потенциального барьера, а следовательно, значения  $L$  и  $C_{\phi}$ . Если поле внешней разности потенциалов  $V$  направлено противоположно полю контактной разности потенциалов (прямое направление), то потенциальный барьер уменьшается

$$\varphi_k = \varphi_k^0 - qV = (V_k - V).$$

При этом сопротивление  $p$ - $n$  перехода уменьшается и начинает шунтировать емкость  $C_{\phi}$ . В результате уменьшения добротности  $p$ - $n$  перехода измерить емкость  $C_{\phi}$  оказывается очень трудно. Если к  $p$ - $n$  переходу прикладывается внешнее напряжение в обратном направлении, то  $V$ , суммируясь с  $V_k$ , увеличивает

потенциальный барьер и, следовательно, сопротивление  $p$ - $n$  перехода. В этом случае емкость

$$C_{\sigma} = S \left( \frac{q \varepsilon \varepsilon_0}{2(V_k + V)} \cdot \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right)^{1/2} \quad (1.4)$$

Это выражение можно записать в несколько ином виде

$$\frac{1}{C_{\sigma}^2} = \frac{2(V_k + V)}{q \varepsilon \varepsilon_0 S^2} \cdot \frac{N_a + N_d}{N_a N_d}. \quad (1.5)$$

Отсюда видно, что зависимость  $1/C_{\sigma}$  от величины приложенного напряжения являются прямой с тангенсом угла наклона

$$\frac{d \left( \frac{1}{C_{\sigma}^2} \right)}{dV} = \frac{2}{q \varepsilon \varepsilon_0} \cdot \frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \cdot \frac{1}{S^2}. \quad (1.6)$$

На практике  $p$ - $n$  переход создается введением в исходный материал примеси, которая обеспечивает противоположный тип проводимости. Например, акцепторов в полупроводник  $n$ -типа или доноров в полупроводник  $p$ -типа. Для того, чтобы образовался  $p$ - $n$  переход, необходимо удовлетворить неравенства:  $N_a \gg N_d$  в первом случае и  $N_a \ll N_d$  – во втором. Такие  $p$ - $n$  переходы называют несимметричным. В зависимости от вида неравенства, при обратном смещении, получаем

$$\frac{1}{C_{\sigma}^2} = \frac{2(V_k + V)}{q \varepsilon \varepsilon_0 N_d} \text{ при } N_a \gg N_d \quad (1.7)$$

или

$$\frac{1}{C_{\sigma}^2} = \frac{2(V_k + V)}{q \varepsilon \varepsilon_0 N_a} \text{ при } N_d \gg N_a \quad (1.8)$$

то есть емкость определяется той концентрацией примеси, которой меньше. Зная величину емкости из формул (1.7) и (1.8) при условии  $V \gg V_k$ , которое легко реализуется на практике, можно определить  $N_d$  или  $N_a$ .



## 2) плавный p-n переход

Плавным называется *p-n* переход, в котором размер ОПЗ больше длины диффузии носителей заряда.

Простейшим примером плавного *p-n* перехода является переход с линейным распределением примеси, как показано на рисунке 1.3. Видно, что пространственный заряд линейно

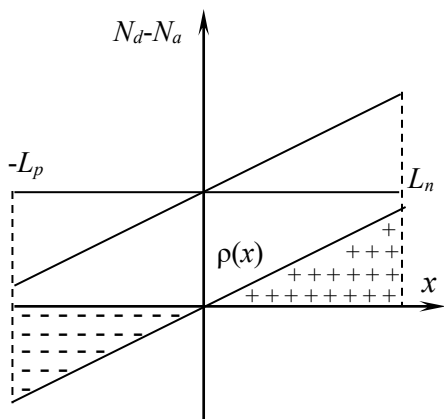


Рис.1.3 – Распределение примеси и объёмной плотности зарядов в плавном *p-n* - переходе

зависит от координаты

$$\rho(x) = qax, \quad (1.9)$$

где  $a = \text{grad } N$  – градиент концентрации примеси.

Будем считать, что  $L_n = |L_p| = L/2$ . Для определения емкости плавного *p-n* перехода нужно, как и прежде, решить уравнение Пуассона, которое теперь будет выглядеть иначе

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{qax}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (1.10)$$

Решая уравнение (1.10) с соответствующими граничными условиями получим определим барьерную емкость плавного *p-n* - перехода

$$C_6 = S \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{L} = S \left[ \frac{q^2 a (\varepsilon \varepsilon_0)^2}{12 \varphi_k^0} \right]^{1/3}. \quad (1.11)$$

Если к  $p$ - $n$  переходу прикладывается напряжение  $V$  в обратном направлении, то, принимая во внимание, что  $\varphi_k^0 = qV_k$ , получим

$$C_6 = S \left[ \frac{qa(\varepsilon \varepsilon_0)^2}{12(V_k + V)} \right]^{1/3}. \quad (1.12)$$

или

$$\frac{1}{C_6^3} = \frac{12(V_k + V)}{S^3 qa(\varepsilon \varepsilon_0)^2} \quad (1.13)$$

Отсюда видно, что зависимость  $1/C_6$  от  $V$  является прямой линией с тангенсом угла наклона

$$\frac{d(1/C_6^3)}{dV} = \frac{12}{S^3 qa(\varepsilon \varepsilon_0)^2}. \quad (1.14)$$

Из формулы (1.12) можно определить градиент концентрации примеси  $a$ .

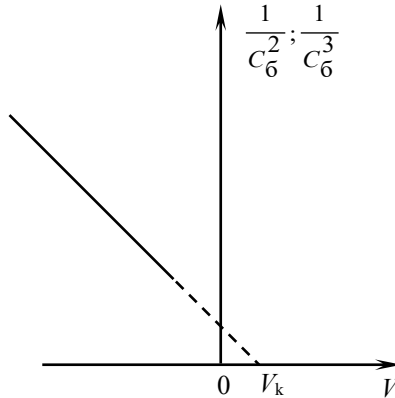


Рис. 1.4 – Зависимость емкости  $p$ - $n$  перехода от напряжения

Таким образом, из проведенных рассуждений следует, что емкость  $p$ - $n$  перехода является функцией приложенного напряжения. Используя формулы (1.5) и (1.13), можно построить экспериментальные графики, которые имеют вид, показанный на рисунке 1.4, при условии  $V \gg V_k$ . Экстраполируя прямую до пересечения с осью ординат, можно определить емкость  $p$ - $n$  перехода при отсутствии внешнего напряжения. Если продолжать прямую в область положительных значений  $V$  до пересечения с осью абсцисс, то в точке пересечения  $V=V_k$ , то есть можно определить контактную разность потенциалов  $V_k$ .

### 1.3 Экспериментальная установка

Блок- схема измерения вольт-емкостной характеристики показана на рисунке 1.5.

Регулируемое напряжение от источника питания (ИП) подается на исследуемый диод  $VD$  и фиксируется по показаниям вольтметра. Барьерная емкость  $p$ - $n$  – перехода диода при различных значениях обратного напряжения измеряется  $Q$ -метром.

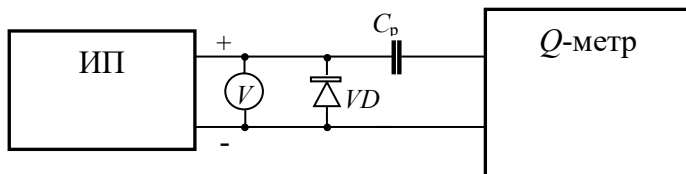


Рис. 1.5 – Блок-схема экспериментальной установки

### 1.4 Задание на работу

1.4.1 Изучить измерительную схему и порядок эксплуатации  $Q$ -метра Е4-4.

1.4.2 Снять экспериментальную зависимость емкости  $p$ - $n$  – перехода диода от величины обратного напряжения.

1.4.3 Построить на одном графике зависимость емкости  $p$ - $n$  – перехода от напряжения в координатах  $1/C_6^2 = f(V)$  и  $1/C_6^3 = f(V)$ .

1.4.4 По форме кривых определить характер распределения примеси в  $p$ - $n$  – переходе,  $\varphi_k$  и  $C_6$  при  $V = 0$ .

### 1.5 Порядок выполнения работы

Перед началом работы необходимо внимательно изучить теоретическую часть руководства к лабораторной работе, методику измерений и задание на работу (разделы 1.2 – 1.4). Перед измерениями произвести настройку  $Q$ -метра Е4-4 в соответствии с краткой инструкцией. Для повышения точности полученных результатов следует провести не менее 12 измерений емкости  $p$ - $n$  – перехода при различных напряжениях источника питания.

Во время измерения емкости при нахождении резонанса по показанию прибора  $Q$ -метра возможно изменение показаний вольтметра по сравнению с первоначально установленными. В этом случае фиксируется значение напряжения, которое установилось при достижении резонанса.

Результаты измерений заносятся в таблицу

№ изм.	$V$ , В	$C_1$ , Ф (без диода)	$C_2$ , Ф (с диодом)	$C_6 = C_1 - C_2$ , Ф	$1/C_6^2$	$1/C_6^3$
1						
....						
12						

По полученным результатам построить графические зависимости и выполнить необходимые вычисления в соответствии с заданием.

## **2 ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ- АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ $p$ - $n$ ПЕРЕХОДА**

### **1.2 Цель работы**

Изучить закономерности протекания тока в  $p - n$  переходе. По экспериментальным зависимостям сделать количественную оценку параметров токовых характеристик  $p - n$  переходов.

### **2.2 Теоретическая часть**

#### **2.2.1 Вольт – амперная характеристика $p - n$ перехода**

Работа большого класса полупроводниковых диодов основана на нелинейности вольт – амперной характеристики электронно-дырочных переходов ( $p - n$  переходов). Такой переход образуется на границе раздела двух областей полупроводника с различным типом проводимости – электронной ( $n$ -тип) и дырочной ( $p$ -тип) (рис.2.1). Для создания  $p - n$  перехода в полупроводник вводятся донорная и акцепторная смеси. Причем концентрация доноров и акцепторов меняется так, что одна область проводника содержит донорную примесь и обладает электронной проводимостью, а другая содержит акцепторную примесь и обладает дырочной проводимостью. Следовательно, на границе раздела этих областей происходит смена электропроводности с электронной на дырочную. Рассмотрим явления, возникающие на границе раздела электронного и дырочного полупроводников.

Так как концентрация дырок в  $p$ -области много больше, чем в  $n$ -области, то сразу после создания контакта возникает диффузионный поток дырок из  $p$ -области в  $n$ -область. По такой же причине возникает диффузионный поток электронов из  $n$ -области в  $p$ -область. После ухода дырок из  $p$ -области вблизи границы раздела появляется отрицательный объемный заряд

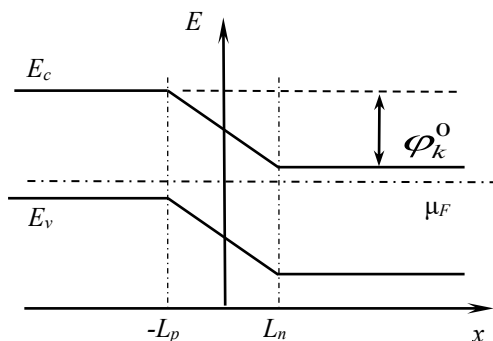


Рисунок 2.1 – Зонная диаграмма  $p$ - $n$ -перехода.

ионизированных акцепторов точно так же, как в  $n$ -области появится положительный объемный заряд ионизированных доноров. Иными словами, образуется двойной слой электрических зарядов, поле которого препятствует диффузии электронов и дырок и увеличивается вместе с ростом плотности объемных зарядов. В некоторый момент поле достигает такой величины, что диффузия зарядов прекращается. Наступает равновесное состояние, при котором в области  $p$  –  $n$  перехода, где имеется электрическое поле, энергетические зоны искривляются (рис.2.1) и для перехода электрона из  $n$ -области в  $p$ -область он должен теперь преодолеть потенциальный барьер  $\varphi_K^0 = qV_K$ . Такой же барьер должны преодолеть и дырки при переходе из  $p$ -области в  $n$ -область. В области пространственного заряда  $(-L_p \leq x \leq L_n)$ , особенно в окрестности точки  $x=0$ , концентрация свободных носителей очень мала (близка к собственной). Следовательно,  $p$  –  $n$  переход представляет собой две низкоомных  $p$ - и  $n$ - области, разделенные высокоомной областью пространственного заряда.

Если к такой системе прикладывается внешнее электрическое поле то очевидно, что оно будет сосредоточено

главным образом в высокоомной области пространственного разряда. В низкоомных  $p$ - и  $n$ -областях поле будет очень слабым и в дальнейших рассуждениях его можно не учитывать. Приложенное напряжение  $V$  будет изменять высоту потенциального барьера  $\varphi_K$  до значения  $\varphi_K = q(V_K \pm V) = \varphi_K^0 \pm qV$ , где знак определяется полярностью приложенного напряжения.

Если электрическое поле, созданное приложенным напряжением, направлено противоположно полю контактной разности потенциалов, то потенциальный барьер  $\varphi_K = \varphi_K^0 - qV$  с ростом напряжения будет уменьшаться и через  $p - n$  переход потечет ток. Когда приложенное поле достигнет значения  $V \geq \varphi_K^0 / q$ , потенциальный барьер практически исчезнет и величина тока будет в большей мере определяться сопротивлением объема  $p$ - и  $n$ -областей. При обратной полярности приложенного напряжения потенциальный барьер будет увеличиваться. В этом случае носители заряда будут двигаться от тех областей, где они являются неосновными и, следовательно, ток будет мал, так как его величина определяется только концентрацией неосновных носителей. Если не учитывать генерацию носителей в переходе, то напряжение на нем определяет только скорость переброса носителей через переход, но не количество носителей. Средняя скорость движения и концентрации неосновных носителей для данного полупроводника при данной температуре являются величинами постоянными. Следовательно, ток не будет зависеть от высоты потенциального барьера. Отсюда следует, что  $p - n$  переход обладает униполярной проводимостью и может использоваться в качестве выпрямителя переменного тока. Напряжение и соответствующий ему ток, при котором

потенциальный барьер уменьшается, будем называть прямым напряжением и прямым током. Соответственно напряжение, при котором потенциальный барьер увеличивается, а ток не зависит от напряжения – обратным напряжением и обратным током.

Для получения зависимости тока  $I$  через  $p - n$  переход от приложенного напряжения  $V$  рассматривается одномерная модель и принимаются следующие предположения:

- 1)  $p - n$  переход работает на малом уровне инжекции, т.е. концентрация неосновных носителей, инжектированных через  $p - n$  переход, мала по сравнению с концентрацией основных носителей;
- 2) в области пространственного заряда  $p - n$  перехода отсутствует генерация и рекомбинация носителей.

Вольт-амперную характеристику  $p-n$  перехода для прямого и обратного напряжения можно представить выражением

$$I = I_s [\exp(qV/kT) - 1] \quad (2.1)$$

При этом, в зависимости от полярности приложенного напряжения, нужно менять знак в показателе экспоненты.

При подаче на диод прямого напряжения  $V \geq 3kT/q$  экспонента  $\exp(qV/kT) \gg 1$ . Поэтому прямой ток

$$I = I_s \exp(qV/kT). \quad (2.2)$$

### 2.2.2 Пробой $p-n$ перехода

При большом обратном напряжении в  $p-n$  переходе создается сильное электрическое поле. Ток через переход резко увеличивается.

Это явление называется пробоем  $p-n$  перехода. Существует три основных механизма пробоя: тепловой пробой, туннельный пробой и лавинный пробой.



Тепловой пробой наблюдается в полупроводниках с узкой запрещенной зоной при высокой температуре. В  $p$ - $n$  переходах на основе германия, кремния и арсенида галлия тепловой пробой наблюдается при температурах, значительно выше комнатной.

Туннельный пробой имеет место в  $p$ - $n$  переходах с резким распределением примеси, если  $n$ - и  $p$ -области сильно легированы. В этом случае ширина области пространственного заряда очень мала, что и обеспечивает возможность квантово-механического туннелирования. Из опыта известно, что туннельный пробой возможен при  $N_a$  и  $N_d$  порядка  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  и выше. В реальных  $p$ - $n$  переходах (за исключением специальных случаев) концентрация примеси имеет значение порядка  $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . В  $p$ - $n$  переходах с плавным (линейным или экспоненциальным) распределением примесей туннельный пробой возможен только при напряжениях, значительно превышающих напряжение лавинного пробоя даже при условии сильного легирования  $n$ - и  $p$ -областей.

Основным механизмом пробоя  $p$ - $n$  переходов в большинстве случаев является лавинный пробой или ударная ионизация. Напряжение лавинного пробоя определяет верхний предел обратного напряжения большинства  $p$ - $n$  переходов.

Механизм лавинного умножения заключается в следующем. Если в области пространственного заряда электрическое поле велико, то, двигаясь в этом поле, электроны накапливают дополнительную энергию. В результате полная энергия электронов становится больше средней тепловой энергии. Такие электроны называют горячими. Если накопленная электроном энергия оказывается равной или большей ширины запрещенной зоны полупроводника, то при столкновении горячего электрона с атомом кристаллической решетки выбивается электрон

валентной зоны. Этот электрон переходит в зону проводимости, а в валентной зоне остается свободная дырка. Появившиеся свободные носители вновь ускоряются в электрическом поле и в результате столкновения с атомами кристаллической решетки создают новые электронно-дырочные пары. Так создается лавина носителей, двигающаяся в электрическом поле, которая обеспечивает резкое увеличение тока при лавинном пробое. Основными параметрами, определяющими напряжение пробоя, являются коэффициенты ударной ионизации  $\alpha_n$  для электронов и  $\alpha_p$  для дырок. Эти параметры сложным образом зависят от напряженности поля, строения кристаллической решетки, количества примесей атомов и т.д. В общем случае они не поддаются строгому аналитическому вычислению. Поэтому на практике чаще пользуются полуэмпирическими соотношениями для напряжения пробоя резких несимметричных *p-n* переходов

$$V_{пр} = 60 \left( \frac{\Delta E_g}{1,1} \right)^{3/2} \cdot \left( \frac{N}{10^{16}} \right)^{-3/4}, \quad (2.3)$$

где  $\Delta E_g$  - ширина запрещенной зоны полупроводника, равная для Ge 0,67 эВ, для Si 1,12 эВ;

$N$  - концентрация примеси в слаболегированной области, см<sup>-3</sup>;

Определив экспериментально напряжение пробоя, можно оценить концентрацию примеси.

### 2.3 Экспериментальная установка

Экспериментальная установка показана на рис. 2.2. Установка позволяет снимать вольт-амперные характеристики *p-n* перехода в статическом режиме в прямом и обратном направлении. В качестве источника постоянного напряжения используется прибор Б5-31.

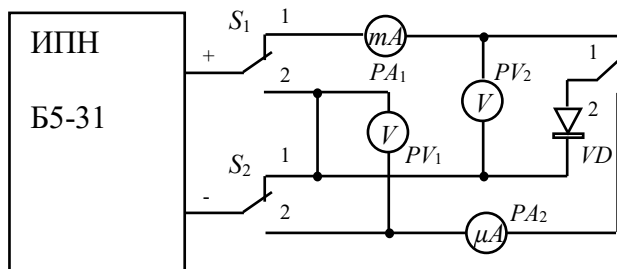


Рис.2.2 – Установка для снятия статических вольт-амперных характеристик  $p$ - $n$ -перехода

## 2.4 Задание на работу

2.4.1 Ознакомиться с измерительной установкой.

2.4.2 Снять вольт-амперные характеристики двух полупроводниковых диодов: детекторного диода и стабилитрона, указанных преподавателем.

2.4.3 По начальному участку обратной ветви вольт-амперной характеристики детекторного диода определить ток насыщения диода.

2.4.4 По обратной ветви вольт-амперной характеристики стабилитрона определить напряжение пробоя (напряжение стабилизации).

2.4.5 Используя формулу (2.3), рассчитать концентрацию основных носителей в базе диода.

## 2.5 Порядок выполнения работы.

Перед началом работы необходимо внимательно ознакомиться с теоретической частью настоящего руководства. Ознакомиться с описанием источника постоянного напряжения Б5-31. Перед началом измерений ручку регулятора напряжения и переключатель диапазонов источника напряжения поставить в нулевое положение. Поставить переключатель  $S$  измерительной схемы в положение 1, что соответствует прямому направлению,

и снять зависимость тока от напряжения в прямом направлении. Для детекторного диода напряжение должно изменяться в пределах 0-3 В, для стабилитрона - в пределах 0-1 В. Поставить переключатель  $S$  схемы измерения в положение 2 (соответствует обратному направлению) и снять обратную ветвь вольт-амперных характеристик. Диапазон изменения напряжения: детекторного диода - до 80 В. При снятии обратной ветви характеристики стабилитрона нужно быть очень внимательным, так как при напряжении 8-12 В наступает пробой, и при резком увеличении тока прибор может выйти из строя. Полученные результаты занести в таблицу.

Детекторный диод (марка)				Стабилитрон (марка)			
Прямое напряжение		Обратное напряжение		Прямое напряжение		Обратное напряжение	
$V$ , В	$I$ , мА	$V$ , В	$I$ , мА	$V$ , В	$I$ , мА	$V$ , В	$I$ , мА

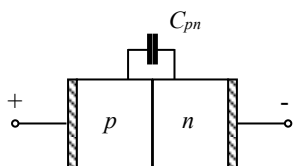
### 3. ИЗУЧЕНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ

#### 3.1 Цель работы

Изучение переходных процессов в полупроводниковом диоде при работе на импульсах прямого тока и при переключении диода с прямого напряжения на обратное. Определение эффективного времени жизни неосновных носителей в базе диода.

#### 3.2 Переходные процессы при прохождении импульсов прямого тока.

При протекании прямого тока через полупроводниковый диод (рис.3.1) в  $n$ -базу будут инжектироваться дырки. При этом в непосредственной близости к  $p$ - $n$  переходу создается



избыточная концентрация дырок, которая может быть значительно больше их равновесной концентрации  $p_n$  в  $n$ -области. Если за начало отсчета взять границу раздела

Рис. 3.1 – Схема диода

$p$ - в  $n$ -областей, то

$$P(0) = p_n \exp(qV/kT), \quad (3.1)$$

где  $V$  – падение напряжения на  $p$ - $n$  переходе, а избыточная концентрация

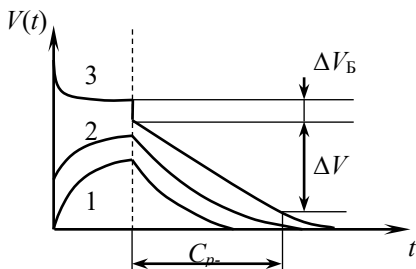


Рис. 3.2 – Токи через диод на

прямых импульсах:

- 1- малый уровень инжекции;
- 2- большой уровень инжекции;
- 3 – модуляция сопротивления базы

$$\Delta p = p_n [\exp(qV/kT) - 1] \quad (3.2)$$

В начальный момент пропускания импульса  $\Delta p(x,0)=0$ . Затем  $\Delta p(x,t)$  начинает увеличиваться и вместе с этим растет напряжение  $p$ - $n$  перехода  $V_{\text{п}}$ .

Рост напряжения на  $p$ - $n$  переходе будет продолжаться до тех пор, пока не будет создан заряд избыточных дырок, соответствующий данному напряжению на  $p$ - $n$  переходе.

В зависимости от амплитуды импульса напряжения можно выделить различные уровни инжекции в  $p$ - $n$  переходе (рис. 3.2). Наибольшее значение имеет кривая 3. Поскольку проводимость полупроводника прямо пропорциональна, концентрации подвижных носителей заряда, то при протекании прямого тока удельное сопротивление областей базы, примыкающих к  $p$ - $n$  переходу, снижается по сравнению с тем значением, которое было без накопленного заряда. По этой причине полное сопротивление базовой области при протекании прямого тока меньше, чем без него. Таким образом, накопление избыточных подвижных носителей заряда в базовой области ведет к снижению прямого сопротивления диода. Явление уменьшения сопротивления, базы вследствие инжекции дырок  $p$ - $n$  перехода смещенного в прямом направлении, называют модуляцией сопротивления базы. Таким образом, переходный процесс, искажающий передний фронт импульса, проходящего через диод в прямом направлении, обусловлен модуляцией сопротивления базы.

После окончания импульса тока на диоде еще в течение достаточно длительного времени сохраняется напряжение, соответствующее прямому направлению тока через диод (рис. 3.2), т. е. диод сам является источником напряжения, которое называют послеинжекционным. Наличие этого напряжения после окончания действия импульса тока объясняется тем, что

падение напряжения на диоде при прохождении прямого тока складывается из падения напряжения на  $p$ - $n$  переходе  $V_{\pi}$  и падения напряжения на базе  $V_B$ .

Напряжение на  $p$ - $n$  переходе зависит только от концентрации избыточных дырок вблизи него и определяется по известной формуле

$$V_{\pi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{P(0)}{p_n}. \quad (3.3)$$

Падение напряжения на базе представляет собой чисто омическую составляющую, равную

$$V_B = I_{np} R_B \quad (3.4)$$

В момент окончания тока величина  $V_B$  согласно (3.4) мгновенно падает до нуля, чем и объясняется скачок напряжения на диоде в этот момент.

Распределение дырок в базе диода мгновенно измениться не может, поэтому величина  $V_{\pi}$  сохраняется неизменной сразу после выключения тока. Избыточные дырки в базе постепенно рекомбинируют, уменьшение их концентрации около  $p$ - $n$  перехода приводит согласно формуле (3.3) к уменьшению величины  $V_{\pi}$ .

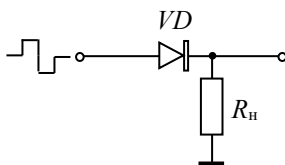


Рис. 3.3 – Схема переключения входного напряжения через диод

Спад послеинжекционного напряжения во времени описывается для диодов выражением

$$\frac{dV_{\text{пр}}(t)}{dt} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{\tau_p} \quad (3.5)$$

Эта формула справедлива для большей части изменения напряжения. Лишь в самом начале процесса спада при  $t < \tau_p$  и в заключительной его фазе при

$V_{\text{пр}}(t) \approx \frac{kT}{q}$  закон изменения напряжения близок к

экспоненциальному.

Тогда время жизни дырок можно определить как

$$\tau_p = \frac{kT}{q} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta V}. \quad (3.6)$$

### 3.3 Переходные процессы при переключении напряжения с прямого на обратное.

Под воздействием положительного входного напряжения через диод протекает прямой ток, величина которого определяется амплитудой импульса, сопротивлением нагрузки и прямой проводимостью диода (рис. 3.3) В момент, когда входное напряжение меняет свою полярность, наблюдается резкое увеличение обратного тока через диод  $t_{\text{обр}}$  и лишь постепенно с течением времени он уменьшается до значения, равного  $I_{\text{обр. стац}}$  (рис. 3.4).

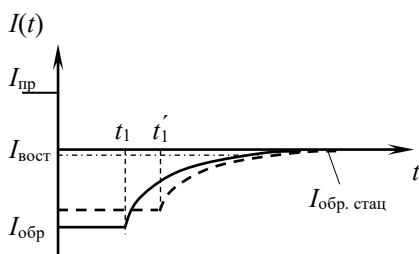


Рис. 3.4 – Переходной процесс при переключении диода с прямого тока на обратный ( $t_1$  при  $R_n$ ,  $t'_1$  при  $R'_n$ ,  $R_n < R'_n$ )

Причиной наблюдаемого переходного процесса является эффект накопления и рассасывания неосновных носителей заряда в базе диода. При подаче на диод прямого смещения  $p$ - $n$  переход инжектирует в область базы дырки, которые под действием диффузии перемещаются в направлении базового омического контакта. В процессе диффузии часть инжектированных дырок рекомбинирует с электронами базы, поэтому концентрация избыточных дырок уменьшается по мере



удаления от  $p$ - $n$  перехода. При длительном протекании прямого тока процесс рекомбинации дырок в базе уравнивается их инжекцией  $p$ - $n$  переходом. Таким образом возникает некоторое установившееся состояние, Полное количество дырок в базе диода при протекании прямого тока через диод значительно больше, чем в случае, когда ток через диод не протекает. Происходит накопление дырок или, поскольку дырки можно считать заряженными частицами, накопление заряда. При смещении  $p$ - $n$  перехода в обратном направлении дырки из базовой области беспрепятственно переходят в  $p$ -область. Величина возникающего вследствие этого обратного тока зависит от концентрации дырок около  $p$ - $n$  перехода со стороны базы.

Концентрация накопленных дырок вблизи  $p$ - $n$  перехода обычно достаточно высока, и велика также скорость их перемещения в  $p$ -область, поэтому при резком переключении приложенного к диоду напряжения через него мог бы протекать значительный (теоретически бесконечный) обратный ток. Иными словами, сразу после переключения  $p$ - $n$  переход обладает нулевым сопротивлением.

Благодаря наличию ограничивающего сопротивления  $R_n$  обратный ток через диод сразу после переключения не может быть бесконечно большим, он равен  $I_{обр} = V_{имп} / R_n$ , где  $V_{имп}$  - амплитуда импульса обратного напряжения на входе схемы (рис. 3.3).

По мере протекания обратного тока количество избыточных дырок в базе уменьшается как за счет их вытягивания в  $p$ -область, так и вследствие непрекращающегося процесса рекомбинации с электронами.

До тех пор, пока концентрация дырок у границы  $p$ - $n$  перехода не снизится до нуля, через  $p$ - $n$  переход протекает

большой обратный ток, ограничиваемый лишь сопротивлением нагрузки. В дальнейшем обратный ток уменьшается, достигая с течением времени значения, равного  $I_{\text{обр. ст.}}$ .

Таким образом, переходная характеристика диода при переключении его из прямого направления на обратное включает в себя две фазы: фазу постоянного обратного тока (или фазу высокой обратной проводимости) и фазу спада (или восстановления) обратного тока.

В случае сплавного плоскостного диода с толстой базовой областью длительность фазы постоянного обратного переходного тока  $t_1$  т. е. длительность плоской части импульса обратного тока («полочки»), определяется выражением

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t_1}{\tau_p}} = \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{пр}} + I_{\text{обр}}} \quad (3.7)$$

С 10% точностью для сплавных плоскостных диодов при условии  $I_{\text{обр}}/I_{\text{пр}} < 0,2$

$$t_1 = 0,65 \tau_p \ln \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{обр}}} \quad (3.8)$$

У диффузионных диодов длительность плоской части импульса обратного тока всегда больше, чем у сплавных с таким же временем жизни дырок. В этом случае следует пользоваться следующей формулой:

$$t_1 = \tau_p \ln \left( 1 + \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{обр}}} \right) \quad (3.9)$$

Таким образом, исследуя работу диода на прямоугольных импульсах в прямом смещении и при переключении с прямого на обратное напряжение, можно определить эффективное время жизни неосновных носителей в базе диода.

### 3.4 Экспериментальная установка

Экспериментальная установка для изучения переходных процессов в диоде показана на рис. 3.5. Установка позволяет наблюдать переходные процессы на импульсах прямого тока и при переключении диода с прямого напряжения на обратное. В качестве генератора импульсов используется прибор Г5-15, Переходные процессы фиксируются с помощью осциллографа С1-118А.

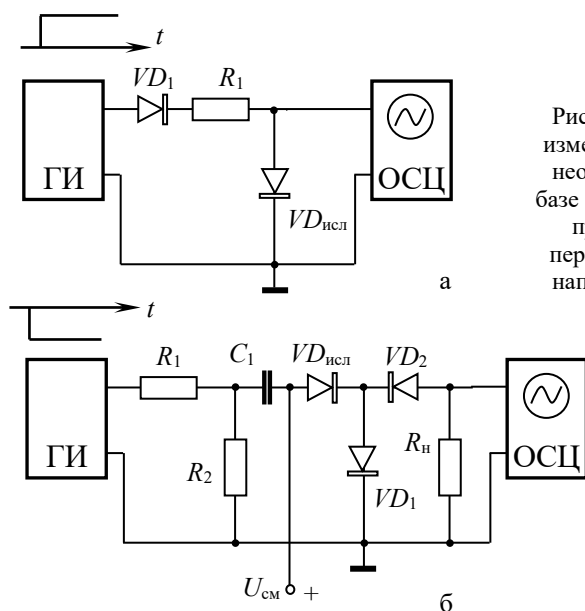


Рис. 3.5 – Установка для измерения времени жизни неосновных носителей в базе диода: а- на импульсах прямого тока; б- при переключении с прямого напряжения на обратное

### 3.5 Задание на работу

3.5.1 Зарисовать переходные процессы, возникающие при прохождении через диод импульса прямого тока для трех уровней инжекции.

3.5.2 Определить эффективное время жизни  $\tau_p$ , неосновных носителей в базе диода.

3.5.3 Зарисовать вид переходной характеристики процесса переключения диода с прямого напряжения на обратное.

3.5.4 Определить эффективное время жизни неосновных носителей и время восстановления обратного сопротивления диода.

3.5.5 Сравнить значения времени жизни неосновных носителей, полученные двумя этими способами. В случае значительного отличия дать объяснение.

### **3.6 Порядок выполнения работы**

3.6.1 Ознакомиться с работой измерительной установки.

3.6.2 Включить в сеть измерительные приборы (генератор и осциллограф) и прогреть их в течение 10 мин.

3.6.3 Получить на экране осциллографа импульсы переходного сигнала при прохождении через диод импульсов прямого тока. Сравнить их с рисунком 3.2, зарисовать и определить время жизни  $\tau_p$ .

3.6.4 Перевести схему в режим переключения диода с прямого напряжения на обратное.

3.6.5 Получить на экране осциллографа импульсы переходного сигнала при переключении диода с прямого напряжения на обратное. Сравнить их с рисунком 3.4 и зарисовать.

3.6.6 Изменяя сопротивление нагрузки во внешней цепи, снять зависимость  $t_1$  от отношения  $I_{пр}/I_{обр}$ .

3.6.7 В соответствии с типом диода (плоскостной или диффузионный), пользуясь формулами (3.8) или (3.9), построить зависимость  $t_1$  от логарифма выражения, находящегося в скобках.

3.6.8 Графически определить время жизни дырок  $\tau_p$ .

## 4 ИЗУЧЕНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА

### 4.1 Цель работы

Исследовать вольт-амперную характеристику туннельного диода. На основе экспериментальных результатов рассчитать параметры, характеризующие внутреннюю структуру прибора.

### 4.2 Теоретическая часть

Основным элементом туннельного диода является  $p$ - $n$  переход с вырожденными  $p$ - и  $n$ -областями. Энергетические диаграммы, поясняющие принцип работы прибора, показаны на рисунке 4.1. В отличие от  $p$ - $n$  перехода с невырожденными  $p$ - и  $n$ -областями у туннельного диода  $p$ - и  $n$ -области разделены потенциальным барьером, высота которого больше запрещенной зоны полупроводника  $E_g$  на величину, определяемую степенью вырождения противоположной области. Так для электронов  $n$ -области потенциальный барьер будет равен  $E_g + (E_v - \mu_{Fp})$ , Для дырок  $p$ -области, соответственно,  $E_g + (E_c - \mu_{Fn})$ , как показано на рисунке 4.1 а. Так как  $p$ - и  $n$ -области вырождены, то ширина этого барьера (равная ширине области пространственного заряда) должна быть порядка  $10^{-6}$  -  $10^{-7}$  см (даже для широкозонного полупроводника, например, арсенида галлия). При такой ширине барьера возможно туннелирование электронов из  $p$ -области в  $n$ -область и наоборот. При отсутствии внешнего поля число переходов в единицу времени справа налево и наоборот будет одинаково и результирующий ток будет равен нулю. При наличии смещения в прямом направлении (плюс на  $p$ -области) происходит перекрытие полосы почти пустых энергетических уровней в  $p$ -области (интервал  $E_v - \mu_{Fp}$ ) и полосы занятых уровней в  $n$ -области

(интервал  $E_c - \mu_{Fn}$ ), как показано на рисунке 4.1 б. Вероятность перехода справа на лево увеличивается и появляется туннельный ток  $I_t$ . С ростом внешнего напряжения перекрытие полос увеличивается и туннельный ток растет. Когда наступает полное перекрытие полос, туннельный ток достигает максимального значения (рис. 4.1 в). Дальнейшее увеличение напряжения на  $p-n$  переходе ведет к уменьшению перекрытия полос и снижению туннельного тока. Когда напряжение на  $p-n$  переходе достигает значения

$$V_{min} = \frac{1}{q} [(\mu_{Fn} - E_c) + (E_v - \mu_{Fp})],$$

перекрытие полностью исчезает и туннельный ток должен обратиться в ноль (рис. 4.1 г).

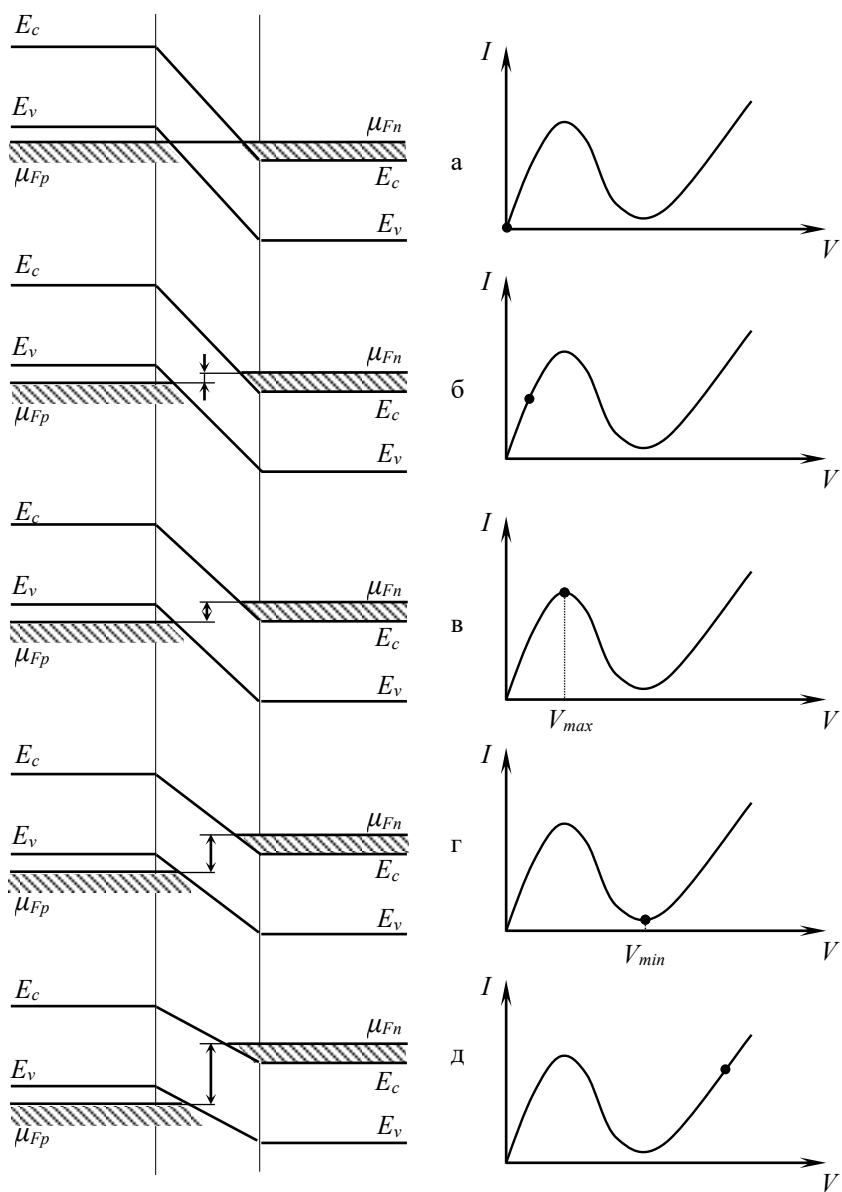


Рис.4.1 – Энергетические диаграммы и соответствующие им точки на вольт-амперной характеристике туннельного диода

В реальных приборах кроме прямого туннелирования существует туннелирование через состояния в запрещенной зоне. Схема таких переходов показана на рисунке 4.2. Из рисунка видно, что при наличии прямого смещения  $V \geq V_{min}$  электроны могут туннелировать из  $n$ - в  $p$ - область:

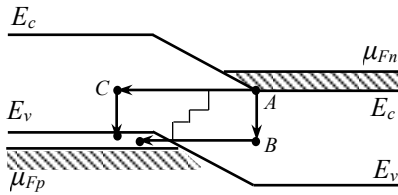


Рис.4.2 – Механизмы туннелирования через состояния в запрещенной зоне

- 1) из точки  $A$  на локальный уровень в  $p$ -области (точка  $C$ ) и затем с выделением энергии переходить на свободные уровни в валентной зоне;
- 2) на локальный уровень в  $n$ -области (точка  $B$ ), а затем туннелировать в валентную зону  $p$ -области;

3) путем ступенчатого туннелирования между локальными состояниями в области пространственного заряда  $p$ - $n$  перехода ( $CD$ )

Процесс такого туннелирования создаёт дополнительный ток, называемый избыточным током. Согласно теории этот ток равен

$$I_{изб} = I_{min} \cdot \exp A \cdot (V - V_{min}), \quad (4.2)$$

где  $A$  - константа.

Кроме, избыточного тока при  $V > V_{min}$  существует надбарьерный диффузионный ток прямосмещенияго  $p$ - $n$  перехода

$$I_{диф} = I_s \exp(qV/kT) \quad (4.3)$$

где  $I_s$  - ток насыщения  $p$ - $n$  перехода.



Таким образом полный ток туннельного диода является суммой трех составляющих: туннельного, избыточного и диффузионного токов (рис. 4.3). При  $V \gg V_{min}$  диффузионный ток является основным током туннельного диода.

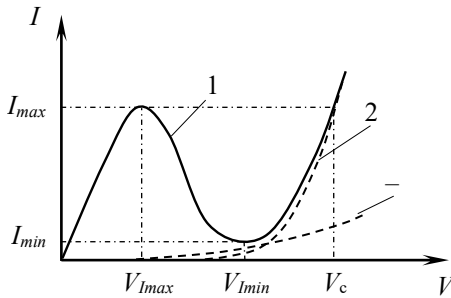


Рис. 4.3 – Вольт-амперная характеристика туннельного диода: 1 – полный ток; 2 – диффузионный ток; 3 – избыточный ток.

Точное решение задачи о туннелировании электронов в одномерном случае можно получить из уравнения Шредингера с использованием свойств непрерывности волновой функции и ее производных на границах потенциального барьера. Вероятность туннельного прохождения частиц потенциального барьера существенно зависит от энергии частицы и ширины потенциального барьера и определяется отношением квадратов модулей волновых функций, описывающих прошедшую и падающую на барьер волны. В реальном случае барьер может иметь сложную форму и точное выражение для вероятности туннелирования частицы получить не удастся. Вероятность туннелирования частицы через прямоугольный барьер в одномерном случае описывается выражением:

$$W = 16 \frac{E(U_0 - E)}{U_0^2} \exp \left[ -\frac{2}{\hbar} l \sqrt{2m(U_0 - E)} \right], \quad (4.4)$$

где  $E$  — энергия частицы;  $U_0$  — высота потенциального барьера;  $l$  — толщина барьера;  $m$  — масса частицы.

Общее выражение для туннельной составляющей тока можно получить в предположении, что поток электронов,

туннелирующих из  $n$ -области в  $p$ -область в интервале энергий от  $E$  до  $E+dE$ , пропорционален числу электронов в  $n$ -области и числу свободных состояний в  $p$ -области:

$$I_T = K \int_{E_c}^{E_y} W [f_n(E) - f_p(E)] \cdot g_n(E) \cdot g_p(E) dE, \quad (4.5)$$

где  $K$  – коэффициент пропорциональности;  $f_{n,p}(E)$  – функции Ферми-Дирака для  $n$ - и  $p$ - областей;  $g_{n,p}(E)$  – плотности состояний в для  $n$ - и  $p$ - областях.

Если за начало отсчета энергии принять  $E_c = 0$  окончательное выражение для туннельного тока после интегрирования имеет вид

$$I_T = Z \frac{qV}{kT} [(\mu_{F_n} + \mu_{F_p}) - qV]^2 \quad (4.6)$$

Исследуя вольт – амперную характеристику туннельного диода можно оценить ряд его важных параметров.

Напряжения, соответствующие максимуму  $V_{max}$  и минимуму  $V_{min}$  тока на ВАХ туннельного диода, связаны с внутренними физическими параметрами соотношениями

$$V_{max} = 2 \frac{(\mu_{F_n} - E_m)}{q}, \quad (4.7)$$

где  $E_m$  – энергия, соответствующая максимуму функции распределения электронов в зоне проводимости.

$$V_{min} = 2 \frac{(\mu_{F_n} - E_c)}{q} \quad (4.8)$$

Положение уровня Ферми  $\mu_{F_n}$  определяет концентрацию электронов в зоне проводимости полупроводника

$$n = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2m_n^* \cdot \mu_{F_n}}{\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (4.10)$$

где  $m_n^*$  - эффективная масса электрона.

Максимальный туннельный ток определяется выражением

$$I_{max} = eSnW \left( \frac{E_m - E_c}{2m_n} \right)^{1/2}, \quad (4.11)$$

где  $S$  – площадь  $p$ - $n$  перехода.

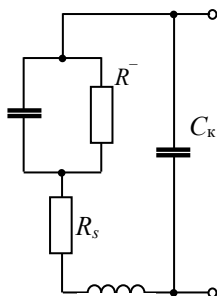


Рис. 4.4 – Эквивалентная схема  
туннельного диода:  
 $R^-$  – дифференциальное сопротивление;  
 $C_{p-n}$  – емкость  $p$ - $n$  перехода;  
 $C_k$  – емкость корпуса;  
 $R_s$  – последовательное сопротивление;  
 $L_s$  – индуктивность.

Важной характеристикой туннельного диода, как активного электронного элемента, используемого в режиме усиления и генерации сигналов, является величина отрицательного дифференциального сопротивления  $R^-$ . Как правило при расчете схем на туннельном диоде используют максимальную величину отрицательного дифференциального сопротивления  $R_m^-$ . Вычисление этого параметра требует применения специальной измерительной аппаратуры. Поэтому в лабораторных условиях пользуются средней величиной отрицательного дифференциального сопротивления  $R_{cp}^-$ , которая определяется по нисходящему участку ВАХ от  $V_{max}$  до  $V_{min}$

$$R_{cp}^- = \frac{\Delta V}{\Delta I} \quad (4.12)$$

По известным параметрам эквивалентной схемы туннельного диода (рис.4.4) определяется его собственная предельная частота

$$f_{\text{пред}} = \frac{1}{2\pi \cdot R^- C_{p-n}} \sqrt{\frac{R^-}{R_s} - 1} \quad (4.13)$$

### 4.3 Экспериментальная установка

Экспериментальная установка для измерения ВАХ туннельного диода показана на рисунке 4.5. Установка

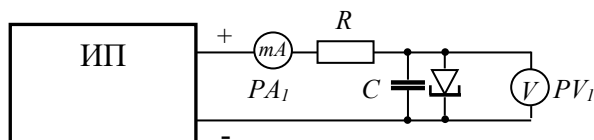


Рис. 4.5 – Блок-схема экспериментальной установки

позволяет снимать вольт-амперную характеристику в статическом режиме в прямом направлении.

### 4.4 Задание на работу

4.4.1 Ознакомиться с принципиальной схемой измерительной установки.

4.4.2 Снять вольт-амперную характеристику туннельного диода.

4.4.3 По полученным данным из ВАХ исследуемого диода определить следующие внутренние и внешние параметры прибора:  $\mu_{Fn}$ ,  $E_m$ ,  $W$ ,  $n$ ,  $I_{max}$ ,  $R_{ср}^-$ ,  $f_{пред}$ .

### 4.5 Порядок выполнения работы

4.5.1 Получить указания от преподавателя о порядке работы с экспериментальной установкой.

4.5.2 Ознакомиться с предельно допустимыми значениями параметров исследуемого диода и в дальнейшем, при снятии

ВАХ, проводить измерения только в пределах паспортных значений токов и напряжений.

4.5.3 Снять вольт-амперную характеристику туннельного диода. По результатам измерений построить зависимость тока туннельного диода от напряжения и определить значения  $V_{max}$ ,  $V_{min}$  и  $I_{max}$ .

4.5.4 Из выражения (4.8) определить значение  $\mu_{Fn}$ .

4.5.5 Из выражения (4.7) определить значение  $E_m$ .

4.5.6 Вычислить вероятность  $W$  туннелирования электронов с энергией  $E_m$  через  $p$ - $n$  переход по выражению (4.4). Высоту потенциального барьера  $U_0$  принять равной  $E_g - \mu_{Fn}$ ,  $l = 2$  нм.

4.5.7 Используя формулу (4.10), вычислить концентрацию электронов  $n$  зоне проводимости полупроводника.

4.5.8 По выражению (4.11) определить максимальный туннельный ток и сравнить его с экспериментальным значением  $I_{max}$ . Площадь  $p$ - $n$  перехода  $S$  принять равной  $10^{-3}$  см<sup>2</sup>.

4.5.9 Из графика ВАХ исследуемого диода определить среднее значение отрицательного дифференциального сопротивления  $R_{cp}^-$ .

4.5.10 По формуле (4.13) вычислить собственную предельную частоту исследуемого туннельного диода при следующих параметрах:  $C_{p-n} = 1,2$  пФ;  $R_s = 1$  Ом.

## 5 ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

### 5.1 Цель работы.

Целью настоящей лабораторной работы является ознакомление с принципом работы биполярного транзистора и исследование его статистических характеристик в схеме с общей базой и общим эмиттером.

### 5.2 Теоретическая часть.

#### 5.2.1 Принцип работы транзистора.

Транзистор представляет собой полупроводниковый прибор, имеющий два  $p$ - $n$  перехода, разделенных слоем полупроводника. Структурная схема транзистора типа  $p$ - $n$ - $p$  показана на рисунке 5.1. Левый  $p$ - $n$  переход I включается в прямом направлении и называется эмиттерным. Правый  $p$ - $n$  переход II включаются в обратном направлении и называется коллекторным. Средняя  $n$ - область называется базой.

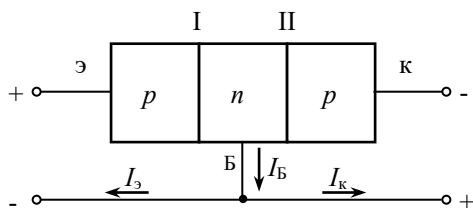


Рис.5.1 – Структурная схема  $p$ - $n$ - $p$  транзистора (включение с общей базой)

Рассмотрим работу транзистора типа  $p$ - $n$ - $p$ . (Работа транзистора  $n$ - $p$ - $n$  принципиально ничем не отличается, кроме знака носителей заряда). Поскольку эмиттерный переход включен в прямом направлении, то через него из  $p$ -области, которую будем называть эмиттером, в базу инжектируются дырки. Толщина базы  $W$  должна быть много меньше длины диффузионного смещения дырок  $L_p$ . В этом случае основная

часть инжектированных дырок не успевает рекомбинировать в базе и доходит до коллекторного перехода, который смещен в обратном направлении. Попадая в сильное поле коллектора, дырки уходят в  $p$ -область за коллекторным переходом, которую будем называть коллектором. Таким образом, дырочный ток коллектора  $I_{pk}$  мало отличается от дырочного тока эмиттера  $I_{pz}$ . Но так как коллекторный переход смещен в обратном направлении, то его сопротивление много больше, чем сопротивление эмиттерного перехода. По этой причине в цепь коллектора можно включить большое сопротивление нагрузки  $R_n$  без существенного изменения тока коллектора. При этом малое изменение напряжения в цепи эмиттера вызовет значительное изменение напряжения на сопротивлении  $R_n$  то есть транзистор будет обеспечивать усиление по мощности.

Кроме дырочного тока в транзисторе текут и электронные токи. Это электронные составляющие эмиттерного  $I_{nz}$  и коллекторного  $I_{nk}$  переходов и ток электронов, идущих на рекомбинацию с дырками, инжектированными из эмиттера. Эти токи не участвуют в усилении входного сигнала, но создают дополнительное рассеяние мощности, поэтому необходимо снижать эти составляющие. Для уменьшения электронной составляющей эмиттерного тока необходимо, чтобы концентрация основных носителей в эмиттере  $p_z$  была значительно больше концентрации основных носителей в базе  $n_b$ . Это условие обычно выполняется на практике. Рекомбинационная составляющая электронного тока в базе уменьшается за счет усиления неравенства  $W \ll L_p$ . Электронная составляющая тока коллектора  $I_{nk}$  представляет собой ток насыщения обратно смещенного коллекторного перехода и достаточно мала по сравнению с дырочной составляющей тока коллектора  $I_{pk}$ .

### 5.2.2 Параметры транзистора

Одним из основных параметров, характеризующих работу транзистора, является коэффициент передачи эмиттерного тока

$$\alpha = \frac{dI_K}{dI_Э}, \quad (5.1)$$

где  $I_K = I_{pK} + I_{nK}$ ;  $I_Э = I_{pЭ} + I_{nЭ}$ .

Этот параметр можно записать в виде:

$$\alpha = \frac{dI_{pЭ}}{dI_Э} \cdot \frac{dI_{pK}}{dI_{pЭ}} \cdot \frac{dI_K}{dI_{pK}} = \gamma\beta\alpha^* \quad (5.2)$$

где  $\gamma = \frac{dI_{pЭ}}{dI_Э}$  эффективность эмиттера;

$\beta = \frac{dI_{pK}}{dI_{pЭ}}$  коэффициент переноса;

$\alpha^* = \frac{dI_K}{dI_{pK}}$  эффективность коллектора.

### 5.2.3 Схемы включения транзисторов.

Существуют три схемы включения биполярного транзистора: с общей базой, общим эмиттером и общим коллектором. Рассмотрим две первые схемы, как представляющие наибольший интерес. Все соотношения, полученные выше, справедливы для схемы с общей базой (ОБ),

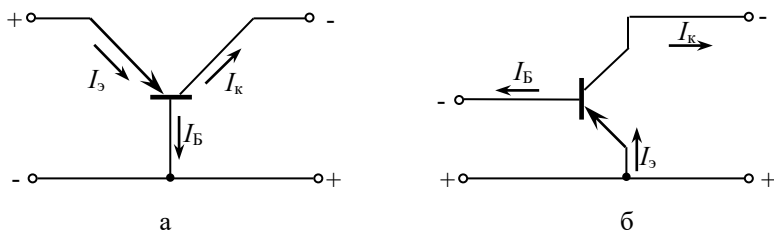


Рис.5.2 – Схемы включения *p-n-p* транзисторов:  
а – с общей базой; б – с общим эмиттером.



показанной на рисунке 5.2 а. В схеме с общим эмиттером, показанной на рисунке 5.2 б, входным является ток базы, а выходным - ток коллектора. Поэтому коэффициент передачи тока базы

$$B = \frac{dI_K}{dI_B} \quad (5.3)$$

Учитывая, что  $I_E = I_E - I_K$ , из формулы (5.3) получим

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad (5.4)$$

где  $\alpha$ - коэффициент передачи тока эмиттера в схеме с общей базой. Так как  $\alpha$  близок к единице, то  $\beta \gg 1$ .

#### 5.2.4 Статические характеристики транзистора

Статические характеристики транзистора в схеме с общей базой показаны на рис. 5.3.

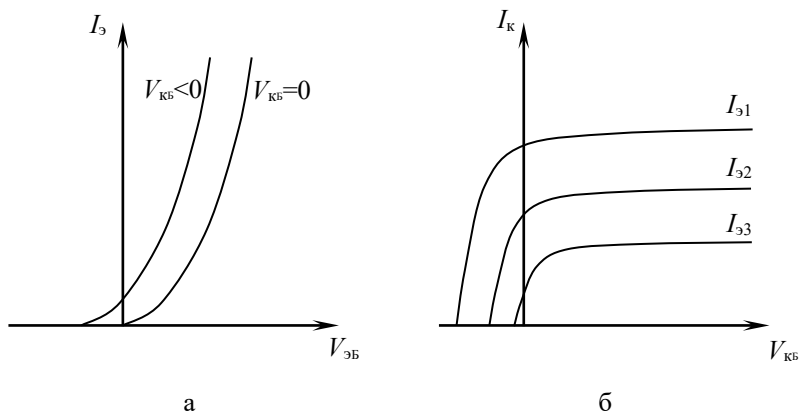


Рис.5.3 – Статические характеристики биполярного транзистора в схеме с общей базой: а – входные; б – выходные ( $I_{Э1} > I_{Э2} > I_{Э3}$ )

Общий вид входных вольт-амперных характеристик определяется эмиттерным напряжением и имеет вид экспонент.

Смещение характеристик влево при  $V_K < 0$  связано с уменьшением толщины базы из-за увеличения ширины области пространственного заряда коллекторного перехода. При постоянном напряжении на эмиттере с увеличением  $V_K < 0$  растет градиент концентрации инжектированных носителей, а следовательно увеличивается ток эмиттера. Ток эмиттера  $I_э$  будет отличен от нуля при  $V_K < 0$ , даже если  $V_э = 0$ . Это происходит потому, что при  $V_э = 0$  концентрация дырок вблизи эмиттера  $p(0) = p_n$ , а у коллектора равна нулю, т.е.  $dp/dx \neq 0$ , а значит и  $I_э \neq 0$ .

Вид выходных характеристик аналогичен обратной ветви вольт-амперной характеристики диода. Смещение характеристик вверх связано с увеличением уровня инжекции неосновных носителей с ростом напряжения  $V_э$ . Ток коллектора отличен от нуля и при  $V_K = 0$ , если  $V_э \neq 0$ . Это объясняется тем, что вблизи эмиттера концентрация неосновных носителей равна  $p_n \exp(qV_э/kT)$ , а вблизи коллектора равна  $p_n$ . Следовательно,  $dp/dx \neq 0$ , а значит и  $I_K \neq 0$ .

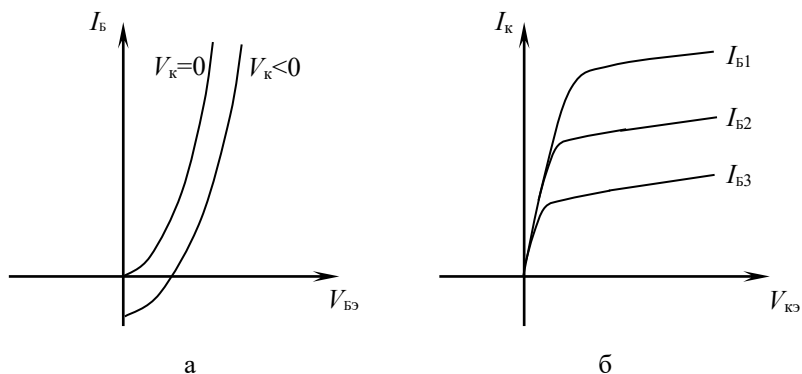


Рис.5.4 – Статические характеристики биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером: а – входные; б – выходные ( $I_{Б1} > I_{Б2} > I_{Б3}$ )

Вольт-амперные характеристики транзистора в схеме с общим эмиттером показаны на рисунке 5.4. Смещение входных характеристик вправо при  $V_K < 0$  связано с уменьшением толщины базы с ростом  $V_K$  за счет роста ширины слоя объемного заряда коллекторного перехода. При этом увеличивается ток эмиттера и коллектора и снижается уровень рекомбинации неосновных носителей в базе. Концентрация неосновных носителей вблизи коллектора равна нулю, а равновесные электроны выходят через базу, создавая отрицательный ток  $I_B$ .

Выходные характеристики имеют больший наклон, чем в схеме с общей базой. Это происходит в связи с уменьшением толщины базы и ростом  $B = \alpha / (1 - \alpha)$ . Смещение выходных характеристик вверх происходят из-за увеличения тока эмиттера при увеличении тока базы при постоянном напряжении на коллекторе. При нулевом напряжении на коллекторе ток неосновных носителей через эмиттер компенсируется током основных носителей через коллектор. По мере увеличения напряжения на коллекторе уменьшается поток основных носителей из коллектора в базу и увеличивается ток носителей в коллектор, что и приводит к росту коллекторного тока  $I_K$ .

### 5.3 Экспериментальная установка

Принципиальная схема измерительной установки показана на рис. 5.5. Схема позволяет снимать статические входные и выходные характеристики транзистора в схемах с общей базой и общим эмиттером. Входное напряжение от источника питания  $E$  1 через делитель  $R1$  и переключатель  $S1-S5$  подается на вход транзистора эмиттер-база. При положении  $S1-S5$  в точке 1 транзистор включается в схему с общей базой, в точке 2 - в схему с общим эмиттером. Выходная (коллекторная) цепь питается от источника через делитель  $R2$ .

## 5.4 Задание на работу

5.4.1 Ознакомиться с устройством и принципом работы транзистора.

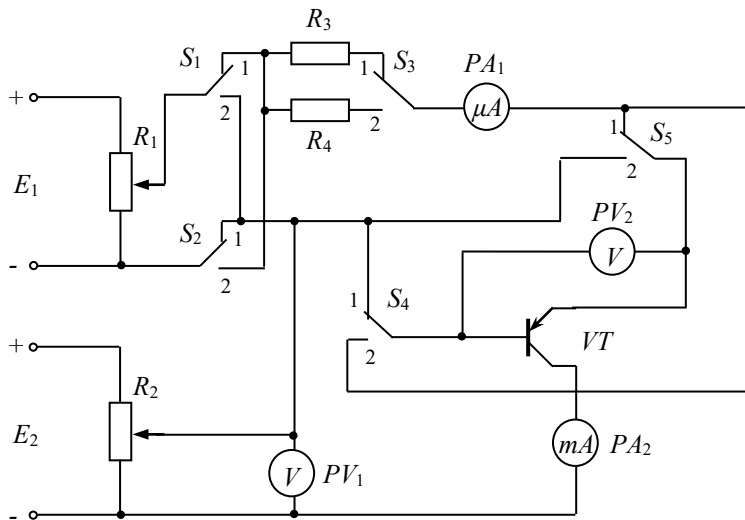


Рис.5.5 – Принципиальная схема установки для исследования биполярного транзистора

5.4.2 Ознакомиться с принципиальной схемой измерительной установки.

5.4.3 В схеме с общей базой снять входные  $I_{\text{э}} = f(V_{\text{эБ}})|_{I_{\text{к}}=\text{const}}$  и выходные  $I_{\text{к}} = f(V_{\text{кБ}})|_{I_{\text{э}}=\text{const}}$  характеристики.

5.4.4 В схеме с общим эмиттером снять входные  $I_{\text{Б}} = f(V_{\text{эБ}})|_{I_{\text{к}}=\text{const}}$  и выходные  $I_{\text{к}} = f(V_{\text{эК}})|_{I_{\text{Б}}=\text{const}}$  характеристики.

5.4.5 По выходным характеристикам в схеме с ОБ определить коэффициент  $\alpha$ .

5.4.5 По известному коэффициенту  $\alpha$  теоретически определить коэффициент  $B$ .

5.4.6 По выходным характеристикам в схеме с ОЭ определить коэффициент  $B$  и сравнить его значение с теоретически рассчитанным.

## **5.5 Порядок выполнения работы**

5.5.1 Получить указания от преподавателя о порядке работы с экспериментальной установкой.

5.5.2 Ознакомиться с предельно допустимыми значениями параметров исследуемого транзистора и в дальнейшем, при снятии статических характеристик, проводить измерения только в пределах паспортных значений токов и напряжений. Категорически запрещается превышать предельные значения паспортных данных транзистора.

5.5.3 Выполнить необходимые измерения согласно п. 5.4.3 и п. 5.4.4.

5.5.4 Если в процессе измерений окажется, что некоторые экспериментальные точки выпадают из графика, то в этих местах необходимо провести дополнительные измерения. Для построения одной кривой необходимо снять 8-10 точек.

## 6 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

### 6.1 Цель работы.

Исследовать биполярный транзистор в активном режиме. Определить коэффициенты передачи, диффузионные сопротивления и малосигнальные  $h$ -параметры для схем включения с общим эмиттером (ОЭ) и общей базой (ОБ).

### 6.2 Теоретическая часть.

6.2.1 Принцип действия и основные параметры (на примере транзистора  $p$ - $n$ - $p$  типа).

Транзистор – это прибор, который работает на основе двух  $p$ - $n$  переходов. В активном режиме эмиттерный переход включен в прямом направлении и инжектирует неосновные носители (дырки) в базу транзистора. Коллекторный переход включен в обратном направлении. При отключенном эмиттере ток коллектора равен току насыщения обратносмещенного  $p$ - $n$  перехода. Если эмиттер включен в прямом направлении, то инжектированные им дырки увеличивают ток коллектора. Часть дырок рекомбинирует в базе. Поэтому для уменьшения этих потерь ширина базы  $W$  должна быть мала по сравнению с длиной диффузионного смещения  $L_p$ . Ток коллектора состоит из тока неосновных носителей, инжектированных в базу, тока лавинного умножения в  $p$ - $n$  переходе, тока тепловой генерации и тока насыщения. Ток эмиттера складывается из тока дырок, инжектированных в базу, и тока электронов, инжектированных в эмиттер. С учетом этого усилительные свойства транзистора, включенного по схеме с общей базой, характеризуются коэффициентом передачи тока эмиттера  $h_{21Б}$ , равного

отношению полного изменения тока коллектора к полному изменению тока эмиттера

$$h_{21B} = \alpha^* \gamma \beta, \quad (6.1)$$

где  $\gamma = \frac{I_{pэ}}{I_{pэ} + I_{nэ}}$  -эффективность эмиттера;

$\beta = \frac{I_{pк}}{I_{pэ}}$  - коэффициент переноса;

$\alpha^* = \frac{I_{к}}{I_{pк}}$  - эффективность коллектора.

Эффективность эмиттера. Этот параметр определяет часть тока через эмиттерный переход  $p$ - $n$  переход, соответствующую инжекции дырок в базу, которая является полезной для работы транзистора. Как следует из формулы (6.1), для высокой эффективности эмиттера необходимо, чтобы  $I_{pэ} \gg I_{nэ}$ . Это достигается созданием несимметричного  $p$ - $n$  перехода, для которого  $p_э \gg n_б$ , где  $p_э$  и  $n_б$  – концентрации основных носителей в эмиттере и базе соответственно. В этом случае  $I_{nэ} \ll I_{pэ}$  и, следовательно, эффективность эмиттера близка к единице.

Коэффициент переноса. Это главный параметр транзистора, определяющий качество его работы. Согласно определению он равен отношению дырочной составляющей тока коллектора к дырочной составляющей тока эмиттера

$$\beta = \frac{I_{pк}}{I_{pэ}} = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{W}{L_p} \right)^2. \quad (6.2)$$

Этим коэффициентом учитывается уменьшение концентрации дырок в объеме базы при их движении от эмиттера к коллектору за счет рекомбинации. (В реальных приборах рекомбинация идет не только в объеме, но и на поверхности, поэтому формула (6.2) дает несколько завышенное значение  $\beta$ ).

Эффективность коллектора. Этот параметр определяется как отношение полного тока коллектора к дырочному

$$\alpha^* = \frac{I_{pэ} + I_{nэ}}{I_{рк}}, \quad (6.3)$$

В условиях малого уровня инжекции  $\alpha^* \approx 1$ .

Учитывая, что  $\gamma \approx 1$  и  $\alpha^* \approx 1$ , можно считать, что

$$h_{21Б} = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{W}{L_p} \right)^2. \quad (6.4)$$

Зависимость  $h_{21Б}$  от тока эмиттера. При малых токах эмиттера  $I_э$  значительная часть инжектированных носителей рекомбинирует в области эмиттерного перехода. С ростом  $I_{pэ}$  инжекционная составляющая  $[\exp(qV_э / \kappa T)]$  растет быстрее рекомбинационной  $[\exp(qV_э / 2\kappa T)]$  и  $h_{21Б}$  увеличивается. Вместе с этим, с ростом эмиттерного тока дырок через вывод базы входит такое же число электронов для сохранения электронейтральности. Распределение электронов в базе повторяет распределение дырок, но они не могут, в отличие от дырок, диффундировать к коллектору. По этой причине в базе возникает электрическое поле, ускоряющее движение дырок к коллектору. При этом уменьшается скорость рекомбинации, то есть увеличивается  $h_{21Б}$ .

При более высоких значениях  $I_э$  сильно увеличивается концентрация электронов в базе и начинается их инжекция в эмиттер, т.е.  $\gamma$  уменьшается. Вследствие этих причин зависимость  $h_{21Б}(I_э)$  должна иметь максимум.

#### 6.2.2 Элементы эквивалентной схемы транзистора

Сопrotивление эмиттерного перехода определяется как

$$r_э = \left. \frac{dV_э}{dI_э} \right|_{V_{рк}=const}. \quad (6.5)$$



При выполнении условий  $W \ll L_p$  и  $|V_{kl}| > kT/q$  можно записать

$$r_3 = kT / qI_3. \quad (6.6)$$

Сопротивление коллектора:

$$r_k = \frac{dV_k}{dI_k} = \left( I_3 \frac{dh_{21B}}{dV_k} \right)^{-1}. \quad (6.7)$$

Сопротивление базы состоит из двух слагаемых: активного  $r_{B0}$  и диффузионного  $r_{BD}$  сопротивления

$$r = r_{B0} + r_{BD}.$$

Диффузионное сопротивление обусловлено изменением концентрации неосновных носителей в базе при изменении напряжения коллектора. С ростом  $V_k$  уменьшается размер базы  $W$ . Если ток эмиттера  $I_3 = \text{const}$ , то с ростом  $V_k$  уменьшается напряжение эмиттера  $V_3$ , что эквивалентно появлению дополнительного сопротивления базы. Таким образом

$$r_{BD} = \frac{kT}{dI_3} \cdot \frac{1}{2(1-h_{21B})} = \frac{r_3}{2(1-h_{21B})}. \quad (6.8)$$

Активная составляющая сопротивления  $r_{B0}$  определяется конкретной конструкцией прибора.

Коэффициент передачи тока базы. Коэффициент передачи тока эмиттера  $h_{21B}$  определяет усилительные свойства транзистора при включении его по схеме с общей базой. В этом случае входной является цепь эмиттера. При включении транзистора по схеме с общим эмиттером входной будет цепь базы и, следовательно, работу транзистора будет определять коэффициент передачи тока базы

$$h_{213} = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_B} = \frac{h_{21B}}{1-h_{21B}}. \quad (6.9)$$

### 6.2.3 Малосигнальные параметры

Транзистор при работе на малых переменных сигналах можно представить эквивалентной схемой линейного четырёхполюсника, работа которого характеризуется системой малосигнальных параметров. При расчетах транзисторов чаще других используются системы  $z$ -,  $y$ -, и  $h$ - параметров. Представим транзистор в виде Т-образной эквивалентной схемы с активным генератором, имеющим внутреннее сопротивление  $r_m$ , как показано на рисунке 6.1.

Для этой схемы можно написать систему уравнений

$$V_{ЭБ} = (r_э + r_б)I_э + r_бI_к$$

$$V_{КБ} = (r_б + r_m)I_э + (r_к + r_б)I_к,$$

где  $I_э$  – ток эмиттера;

$I_к$  – ток коллектора;

$r_э$  - сопротивление эмиттера;

$r_б$  - сопротивление базы.

Напряжение  $I_эр_m$  характеризует усилительные свойства

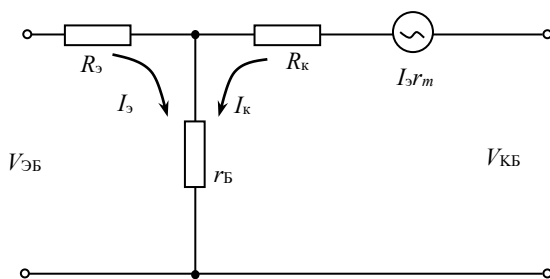


Рис.6.1 – Т-образная эквивалентная схема транзистора, включенного по схеме с общей базой

транзистора.

$$r_{11} = r_э r_б$$

$$r_{12} = r_б$$

$$r_{21} = r_б + r_m$$

$$r_{22} = r_к + r_б.$$

Если известны параметры одной системы, то можно вычислить параметры любой другой системы. Следовательно, определив экспериментально сопротивления  $r_э$ ,  $r_к$ ,  $r_б$  и коэффициент передачи  $h_{21б}$  (или  $h_{21э}$ ), находим малосигнальные  $h$ - параметры. Для этого нужно воспользоваться таблицей формул.

Таблица формул для расчета  $h$ - параметров

$h$ - параметр	В схеме с общей базой	В схеме с общим эмиттером
$h_{11}$	$r_э + r_б(1 - h_{21б})$	$\frac{r_э}{1 -  h_{21б} } + r_б$
$h_{12}$	$\frac{r_б}{r_к}$	$\frac{r_э}{r_к(1 -  h_{21б} )}$
$h_{21}$	$-\frac{r_м}{r_к}$	$\frac{ h_{21б} }{1 -  h_{21б} }$
$h_{22}$	$\frac{1}{r_к}$	$\frac{1}{r_к(1 -  h_{21б} )}$

Примечание – формулы, приведенные в таблице, соответствуют условию  $r_э, r_б \ll r_к$ .

## 6.4 Задание на работу

6.4.1 Снять зависимость коэффициента передачи  $(1+h_{21э})$  от  $I_э$  при  $V_к=const$  определить ток эмиттера  $I_{э\max}$ , соответствующий максимальному значению  $1+h_{21э}$  при заданном значении  $V_к$ . Построить зависимость  $h_{21э} = f(I_э)$ . Вычислить коэффициент передачи тока эмиттера  $h_{21б}$ , соответствующий максимальному значению  $(1+h_{21э})$ .

6.4.2 Снять зависимость  $(1+h_{21э})$  от  $V_к$  при  $I_э = I_{э\max}$ . Используя формулу

$$h_{21Б} = \frac{h_{21Э}}{1 + h_{21Э}},$$

построить зависимость  $h_{21Б} = f(V_{к})$ . Путем графического дифференцирования определить производную  $dh_{21Б}/dV_{к}$  и вычислить сопротивление коллектора

$$r_{к} = \left( I_{Эmax} \frac{dh_{21Б}}{dV_{к}} \right)^{-1}.$$

6.4.3 Рассчитать сопротивление эмиттера  $r_{э}$  и базы  $r_{б}$  (для тока эмиттера  $I_{э} = I_{эmax}$ ) и сопротивление эквивалентного генератора  $r_{м}$ .

6.4.4 Вычислить малосигнальные  $h$  – параметры для схем с ОБ и ОЭ.

## 6.5 Порядок выполнения работы

### 6.5.1 Подготовка к работе измерителя Л2-42

- 1) перед включением прибора в сеть необходимо ознакомиться с техническим описанием и конструкцией прибора;
- 2) тумблер «СЕТЬ» установить в нижнее положение и проверить защитное заземление прибора;
- 3) все переключатели и ручки установки режимов поставить в крайнее левое положение, а все переключатели выбора пределов измерения – в крайнее правое положение;
- 4) включить кабель питания в сеть, включить тумблер «СЕТЬ» и прогреть прибор в течение 10 мин;
- 5) установить переключатель *n-p-n* - *p-n-p* в положение, соответствующее измеряемому транзистору;
- 6) открыть крышку блокировки на пульте. Установить длительность импульсов коллекторного (эмиттерного) тока при

помощи переключателя ( $\mu S$ ) (для корпусных транзисторов рекомендуется длительность импульсов 100-500 мкс).

### 6.5.2 Измерение параметров транзистора

1) открыть крышку блокировки пульта и вставить испытуемый транзистор (П210 А,Б типа  $p-n-p$ );

2) нажать кнопку « $h_{21E}+1$ ». Установить напряжение коллектора  $V_K=10$  В и ток  $I_E=0,2$  А, пользуясь переключателями и резисторами  $I_E(A)$  и  $V_{CB}(V)$ , указанными световой индикацией;

3) нажать кнопку « $h_{21E}+1; I_E$ » и резистором « $h_{21E}+1; I_E$ » стрелку прибора « $I_B; h_{21E}+1$ » установить на конец шкалы (отметка 1 на нижней шкале прибора) и отпустить кнопку;

4) по нижней шкале прибора « $I_B; h_{21E}+1$ » отсчитать значение  $1+ h_{21E}$ . Если стрелка прибора находится не рабочем участке шкалы, выбрать нужный предел переключателем « $h_{21E}+1$ »;

5) изменяя  $I_E$  в интервале 0,2 – 1 А с шагом 0,1 А, снять зависимость  $1+ h_{21E}$  от  $I_E$  при  $V_K=10$ В. Определить  $I_{Э max}$ .

6) установить  $I_E= I_{Э max}$ . Снять зависимость  $1+ h_{21E}$  от  $V_K$  в диапазоне  $V_K=10=40$  В с шагом 5 В. Построить зависимость  $h_{21E}$  от  $V_K$ , определить производную  $dh_{21E}/dV_K$  и рассчитать сопротивление коллектора при  $I_E= I_{Э max}$ ;

7) используя формулы (6.6) и (6.8), рассчитать сопротивление эмиттера и диффузионную составляющую сопротивления базы транзистора;

8) пользуясь формулами таблицы, определить малосигнальные  $h$ - параметры для включения транзистора по схеме с ОБ и ОЭ. Результаты представить в виде таблицы.

## 7 ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С УПРАВЛЯЮЩИМ $p$ - $n$ ПЕРЕХОДОМ

### 7.1 Цель работы

Исследовать физические процессы, лежащие в основе работы прибора. Изучить входные и выходные характеристики и сделать количественную оценку параметров транзистора.

### 7.2 Теоретическая часть

Полевой транзистор с управляющим  $p$ - $n$  переходом относится к классу униполярных приборов, работающих на основных носителях. Действие этого прибора основано на эффекте модуляции поперечного сечения проводящего канала, в объеме полупроводника, за счет изменения внешним напряжением ширины области пространственного заряда  $p$ - $n$  перехода.

Поскольку в области  $p$ - $n$  перехода происходит смена типа проводимости, то это означает, что в области пространственного заряда проводимость минимальная, так как концентрация свободных носителей близка к собственной. Поэтому, если к  $p$ - $n$  переходу прикладывается внешнее напряжение  $V$ , то его основная часть падает на области пространственного заряда. Суммируясь с контактной равностью потенциалов, внешнее напряжение изменяет потенциальный барьер  $\phi_k$ , а следовательно, и  $L$ . Пусть внешнее напряжение направлено так, что знаки  $V_k$  и  $V$  совпадают (обратное направление). В этом случае потенциальный барьер увеличивается, а значит растет и размер области пространственного заряда  $L$ . Обычно  $p$ - $n$  переход создается диффузией примеси, например, акцепторов в электронный полупроводник. Для образования  $p$ - $n$  перехода

необходимо, чтобы выполнялось неравенство  $N_a \gg N_d$ . В этом случае

$$L = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0(V_k + V)}{q^2 N_d} \right)^{1/2}. \quad (7.1)$$

Таким образом  $L \sim V^{1/2}$  и, изменяя  $V$  (обратное смещение), можно изменять  $L$ .

Теперь рассмотрим принцип работы транзистора, схема которого показана на рисунке 7.1.

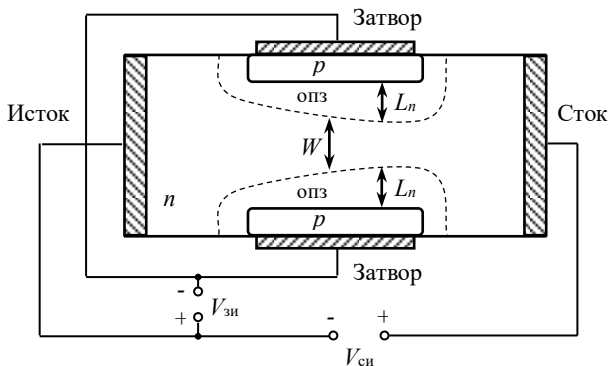


Рис.7.1 – Схема работы транзистора с управляющим  $p$ - $n$  переходом

Прибор представляет собой кристалл полупроводника, например,  $n$ -типа, на концах которого имеются омические переходы - исток (слева) и сток (справа). На верхней и нижней гранях кристалла изготовлены  $p$ - $n$  переходы так, что  $N_a \gg N_d$ . Выполнение этого неравенства необходимо для того, чтобы расширение происходило в сторону  $n$ -области. Величина  $L$  на рисунке 7.1. отмечена пунктиром. Если между истоком и стоком прикладывается разность потенциалов  $V_{си}$ , то по кристаллу потечет ток. Этот ток будет протекать по  $n$ -каналу, ограниченному областями пространственного заряда  $p$ - $n$

переходов  $L_n$ . Если к  $p$ -областям, которые называются затвором, прикладывается напряжение  $V_{эи}$  в обратном направлении, то, как следует из выражения (7.1), величина  $L_n$  с ростом  $V_{эи}$  начнет увеличиваться, а ширина канала  $W$  – уменьшаться. Таким образом, изменяя напряжение на затворе  $V_{эи}$ , можно управлять проводимостью канала. В этом и заключается принцип работы полевого транзистора с управляющим  $p$ - $n$  переходом.

Усилительные свойства транзистора определяются глубиной модуляции сопротивления между стоком и истоком. Это сопротивление называется сопротивлением проводящего канала

$$R_{си0} = \rho \frac{l}{bW}, \quad (7.2)$$

где  $\rho$  – удельное сопротивление полупроводника в области канала;  $L$  – длина канала;  $b$  – глубина канала;  $W$  – ширина канала.

При протекании тока в канале его ширина  $W$  изменяется, уменьшаясь по направлению к стоку, как это показано на рисунке 7.1. Это происходит потому, что разность потенциалов сток-исток  $V_{си}$  распределяется вдоль канала. Ширина области пространственного заряда  $p$ - $n$  переходов затвора определяется разностью потенциалов между затвором и каналом. Поэтому вблизи истока эта разность потенциалов равна  $V_{эи}$ , но она увеличивается по направлению к стоку за счет падения напряжения в канале, созданного протекающим током между истоком и стоком  $I_c$ . Наибольшее значение разности потенциалов, определяющей ширину области пространственного заряда  $p$ - $n$  переходов затвора, находится в области стока и равно  $(V_{эи} + V_{си})$ . Поэтому в области стока ширина канала наименьшая.

Главными характеристиками транзистора являются зависимость тока  $I_c$  от напряжения на затворе  $I_c = f(V_{эи})$  при



постоянном напряжении на стоке и  $I_c = f(V_{си})$  при постоянном напряжении на затворе. Ток стока полевого транзистора определяется выражением:

$$I_c = \frac{1}{R_{си0}} \left[ V_{си} + \frac{2}{3} \cdot \frac{V_{зи}^{3/2} - (V_{зи} + V_{си})^{3/2}}{V_{зиотс}^{1/2}} \right], \quad (7.3)$$

где  $V_{зиотс}$  – напряжение отсечки (напряжение, при котором области пространственного заряда  $p$ - $n$  переходов полностью перекроют канал).

Это выражение действительно при условии  $W \neq 0$ , т.е. канал не перекрыт. Перекрытие канала происходит из-за увеличения  $V_{зи}$  и  $V_{си}$ . В момент перекрытия канала напряжение на  $p$ - $n$  переходе равно

$$V_{зиотс} = V_{зи} + V_{си} \quad (7.4)$$

В качестве примера рассмотрим возможность отсечки за счет увеличения  $V_{си}$ , полагая, что  $V_{зи} = 0$ . Увеличение  $V_{си}$  приводит к росту  $I_c$  который, в свою очередь, увеличивает падение напряжения на  $p$ - $n$  переходе, и уменьшению сечения канала, а следовательно, к уменьшению роста тока  $I_c$ . Таким образом, рост тока  $I_c$  приводит к его же самоограничению. Отсечки тока до нуля не происходит, так как уменьшение сечения канала порождается самим ростом тока, а если он уменьшится до нуля, то и запирающее напряжение станет равным нулю, т.е. канал откроется. Поэтому с ростом  $V_{си}$  происходит не отсечка тока  $I_c$ , а отсечка его приращения. Это значит, что с увеличением  $V_{си}$  наступает насыщение тока.

Если на затвор подано запирающее напряжений  $V_{зи} \neq 0$ , то насыщение наступит при меньшем значении  $V_{си}$ , согласно равенству (7.4). Величину тока насыщения  $I_{c \text{ нас}}$  можно определить из формулы (7.3), подставляя в неё  $V_{си}$  из формулы (7.4).

$$I_{\text{снас}} = \frac{1}{R_{\text{си}0}} \left[ \frac{1}{3} V_{\text{зиотс}} - V_{\text{зи}} \left( 1 - \frac{2}{3} \cdot \sqrt{\frac{V_{\text{зи}}}{V_{\text{зиотс}}}} \right) \right] \quad (7.5)$$

Вольт-амперные характеристики полевого транзистора показаны на рисунке 7.2 – 7.3.

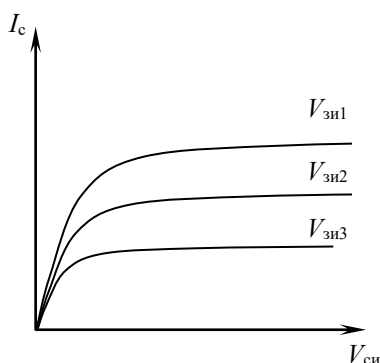


Рис. 7.2 – Выходные характеристики полевого транзистора  
 $|V_{\text{зи}1}| < |V_{\text{зи}2}| < |V_{\text{зи}3}|$

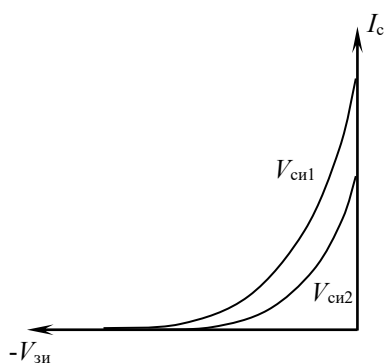


Рис. 7.3 – Зависимость  $I_c$  от  $V_{\text{зи}}$  при постоянных значениях  $V_{\text{си}}$  полевого транзистора

### 7.3 Экспериментальная установка

Принципиальная схема измерительной установки показана на рисунке 7.5. Напряжение на затвор подается от источника  $E1$  напряжения через потенциометр  $R1$  и измеряется вольтметром  $PV1$ . Напряжение сток-исток подается от источника  $E2$  через потенциометр  $R3$ . Ток и напряжение измеряются соответственно миллиамперметром и вольтметром  $PV2$ .

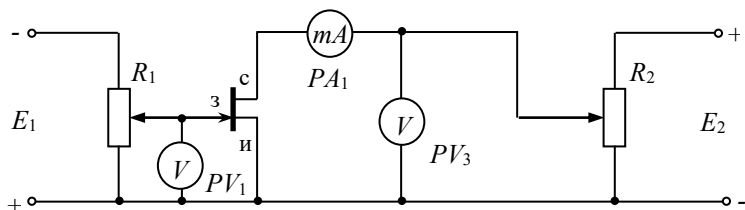


Рис.7.5 – Принципиальная схема установки для исследования полевого транзистора

## 7.4 Задание на работу

7.4.1 Исследовать полевой транзистор, выданный преподавателем.

7.4.2 Снять характеристики  $I_c = f(V_{си})$  при различных значениях напряжения на затворе (3 кривых). Определить напряжение отсечки и ток насыщения для каждой кривой. Построить семейство характеристик.

7.4.3 Снять зависимости  $I_c = f(V_{зи})$  при различных значениях напряжения  $V_{си}$  (3 кривых). Построить семейство характеристик.

7.4.4 Построить зависимость крутизны транзистора  $S = \frac{dI_c}{dV_{зи}}$  от  $V_{зи}$  при  $V_{си} = const$ .

## 7.5 Порядок выполнения работы

7.5.1 Получить указания от преподавателя о порядке работы с экспериментальной установкой.

7.5.2 Ознакомиться с предельно допустимыми значениями параметров исследуемого транзистора и в дальнейшем, при снятии статических характеристик, проводить измерения только в пределах паспортных значений токов и напряжений.

Категорически запрещается превышать предельные значения паспортных данных транзистора.

7.5.3 Выполнить необходимые измерения согласно п. 7.4.2 и п. 7.4.3.

7.5.4 Построить графики зависимостей в соответствии с заданием и выполнить необходимые вычисления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Троян П.Е. Твердотельная электроника: учебное пособие / П. Е. Троян ; рец.: А. П. Коханенко, А. Ю. Ющенко ; Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР) (Томск). - Томск : Издательство ТУСУРа, 2021. - 350 с
2. Гуртов В. А. Твердотельная электроника : Учебное пособие для вузов / В. А. Гуртов. - 2-е изд., доп. - М. : Техносфера, 2005. - 406 с.
3. Легостаев, Н. С. Твердотельная электроника [Текст] : учебное пособие / Н. С. Легостаев, П. Е. Троян, К. В. Четвергов ; Федеральное агентство по образованию, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. - Томск : ТУСУР, 2007. - 476 с.
4. Щука А. А. Электроника : Учебное пособие для вузов / А. А. Щука ; ред. : А. С. Сигов. - СПб. : БХВ-Петербург, 2006. - 799[1] с.