



Министерство науки и высшего образования РФ
ФГБОУ ВО
«Уральский государственный
горный университет»

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Часть 4

***Руководство к выполнению
лабораторных работ
дисциплины «Физика»
для студентов очного и заочного обучения
всех специальностей***

Екатеринбург – 2021

Министерство науки и высшего образования РФ
ФГБОУ ВО
«Уральский государственный горный университет»

ОДОБРЕНО

Методической комиссией
факультета геологии и геофизики
« 09 » июня 2021 г.

Председатель комиссии

____ проф. В. И. Бондарев



ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Часть 4

Руководство к выполнению
лабораторных работ
дисциплины «Физика»
для студентов очного и заочного обучения
всех специальностей

2-е изд., стереот.

*Рецензент: А. Д. Ивлиев, д-р физ.-мат. наук, профессор
кафедры общей физики РГППУ, г. Екатеринбург*

Руководство рассмотрено на заседании кафедры физики 28 мая 2021 г.
(протокол № 1) и рекомендовано для переиздания в УГГУ

- П41 ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА. ЧАСТЬ 4: руководство к выполнению лабораторных работ дисциплины «Физика» для студентов очного и заочного обучения всех специальностей / В. Ф. Полев, В. И. Горбатов, С. В. Соловьева, С. А. Ильиных. – Екатеринбург: Изд-во УГГУ, 2021. – 103 с.

Руководство включает в себя десять работ по экспериментальному изучению ядерной физики и явлений физики твердого тела. Описание работ базируется на взаимодействии радиоактивных излучений с веществом, зависимость их проникающей способности от вида излучения и его энергии. Приводятся примеры использования радиоактивности в геологии и горном деле. На основе зонной теории твердых тел рассматриваются явления, происходящие в неоднородных структурах, – диоде и биполярном транзисторе. Изучается явление термоэлектронной эмиссии, исследуется эффект Зеебека. Для выполнения лабораторных работ используются современные представления о лазерных полупроводниковых диодах на основе гетероструктур. В конце каждой работы приведены контрольные вопросы и задачи, а также приводится список литературы, позволяющий студентам расширить свой кругозор в области ядерной физики, физики твердого тела и их практических применений.

© Полев В. Ф., Горбатов В. И.,
Соловьева С. В., 2008

© Полев В. Ф., Горбатов В. И.,
Соловьева С. В., Ильиных С. А.,
2021

© Уральский государственный
горный университет, 2008

© Уральский государственный
горный университет, 2021

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 61

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРАЗРЯДНОГО СЧЕТЧИКА ЧАСТИЦ

1. Цель работы

Целью работы является ознакомление с устройством, принципом действия счетчика Гейгера-Мюллера, снятие его характеристики, по которой надо выбрать рабочее напряжение и определить наклон плато Гейгера.

2. Краткая теория

2.1. Элементарные сведения

Радиометрические приборы предназначены для регистрации и изучения α -, β - и γ -излучений, испускаемых горными породами, космического излучения, процессов поглощения излучений при прохождении через вещество и т. д. Подобные приборы широко применяются для поисков и разведки месторождений полезных ископаемых, в системах автоматизации производственных процессов и устройствах радиационной защиты. Радиометры применяются для измерения естественной радиоактивности горных пород.

Радиометрический прибор состоит из детектора излучения, преобразующего энергию излучения в электрические сигналы, и электронной схемы, обеспечивающей измерение этих сигналов.

Применяются детекторы двух типов:

– сцинтилляционные, в которых энергия частицы преобразуется в видимый свет, а последний – в электрический сигнал с помощью фотодатчика;

– газоразрядные счетчики Гейгера-Мюллера, в которых для регистрации β -частиц и γ -квантов используется явление ионизации.

Счетчик может использоваться для счета фотонов космических лучей, а также частиц, излучаемых радиоактивным препаратом, помещенным вблизи корпуса прибора. В данной работе с помощью счетчика изучается естественный радиоактивный фон, создаваемый космическими лучами и естественными радиоактивными элементами, рассеянными в окружающей среде.

Счетчик представляет собой цилиндрический конденсатор, внутренним электродом которого является тонкая металлическая нить (анод), внешним электродом (катодом) служит металлический цилиндр (рис. 1). Межэлектродное пространство заполняется инертным газом (обычно аргоном) под небольшим давлением.

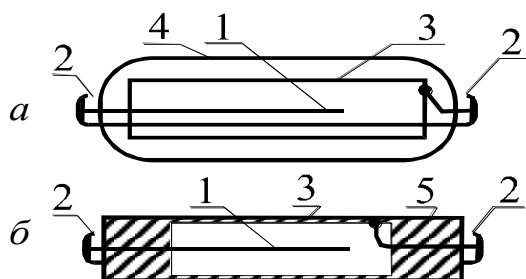


Рис. 1. Конструкции газоразрядных счетчиков:
 а – в стеклянном корпусе;
 б – в металлическом корпусе;
 1 – анод; 2 – контакты; 3 – катод;
 4 – стеклянный баллон;
 5 – изоляционное уплотнение

На рис. 2 приведена принципиальная схема включения счетчика. На катод от источника напряжения E подается отрицательный потенциал порядка $300 \div 400$ В, положительный полюс источника через сопротивление R подключен к аноду.

Попадающая внутрь счетчика частица вызывает ионизацию газа. При наличии достаточного напряжения между электродами возникает разряд, т. е. импульс тока.

Гашение разряда осуществляется путем добавления к инертному газу

многоатомных соединений (например, паров спирта). Счетчики с таким заполнением называются само-гасящимися. Импульс напряжения, возникающий на сопротивлении R , через конденсатор C передается на вход счетного прибора СчП, который осуществляет подсчет числа импульсов, а значит, и частиц.

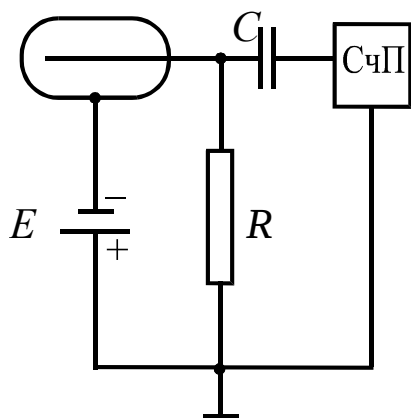


Рис. 2. Принципиальная схема включения счетчика

2.2. Механизм протекания газового разряда. Виды разряда

Газы при нормальных условиях являются хорошими изоляторами, так как состоят из нейтральных молекул и практически не содержат свободных зарядов (электронов и ионов). Газ становится проводником электричества, когда некоторая часть его молекул ионизируется, т. е. расщепляется на ионы и свободные электроны. Электроны могут присоединяться к нейтральным молекулам, превращая их в отрицательные ионы. Следовательно, в ионизированном газе имеются положительные, отрицательные ионы и свободные электроны. Прохождение электрического тока через газы называется *газовым разрядом*.

Ионизация газов происходит при нагревании, воздействии коротковолнового электромагнитного излучения (рентгеновского или γ -излучения) или корпускулярного излучения (α -, β -излучений).

Рассмотрим цепь, содержащую газовый промежуток ГП (рис. 3), подвергающийся непрерывному постоянному воздействию ионизирующего излучения ИИ. Газ в промежутке приобретает некоторую электропроводность, и в цепи потечет ток, зависимость которого от приложенного напряжения показана на рис. 4.

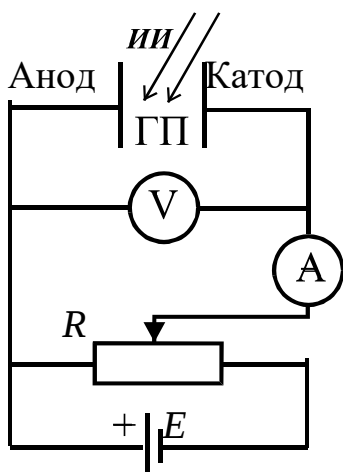


Рис. 3. Электрическая цепь с газовым промежутком

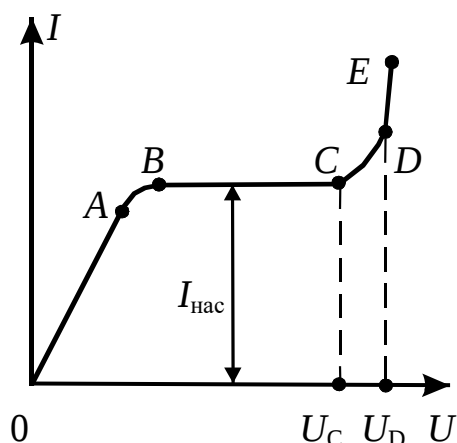


Рис. 4. Вольтамперная характеристика газового разряда

На участке OA ток возрастает пропорционально напряжению (увеличивается число электронов и ионов, достигших электродов), т. е. выполняется закон Ома.

Затем рост силы тока замедляется (участок AB) и прекращается совсем (участок BC). Это происходит, когда все ионы и электроны, создаваемые ионизирующим излучением в единицу времени, достигают электродов за

это же время. В результате ток насыщения $I_{\text{нас}}$ является мерой ионизирующего действия излучения: чем больше мощность излучения, тем больше ток насыщения.

При не очень большом напряжении между электродами ($U < U_C$) ток в цепи обусловлен только ионами и электронами, возникающими за счет внешнего источника ионизации. Этот ток очень мал по величине и прекращается сразу же после окончания действия внешнего источника ионизации. Такой разряд называется *несамостоятельным*. На механизме самостоятельного газового разряда основана работа ионизационных камер.

При дальнейшем увеличении напряжения ($U > U_C$), возникающие под действием ионизирующего излучения электроны, сильно ускоренные электрическим полем, сталкиваясь с нейтральными молекулами газа, ионизируют их, в результате чего образуются вторичные электроны и положительно заряженные ионы. Эти ионы движутся к катоду, а электроны к аноду, ионизируя на своем пути молекулы газа. Следовательно, общее количество электронов и ионов будет возрастать по мере продвижения электронов к аноду лавинообразно. Описанный процесс называется *ударной ионизацией* и служит причиной увеличения тока на участке CD (см. рис. 4).

Кроме этого *действует еще ряд процессов, приводящих к возникновению электронных лавин.*

На рис. 5 схематично показаны эти процессы:

1 – первичные электроны ионизируют нейтральные молекулы, при этом возникают вторичные электроны и положительные ионы;

2 – ускоренные полем положительные ионы, ударяясь о катод, выбивают из него электроны;

3 – положительные ионы, сталкиваясь с молекулами газа, переводят их в возбужденное состояние, а при переходе в нормальное состояние испускается фотон;

4 – фотон с высокой энергией может ионизировать нейтральную молекулу;

5 – выбивание электронов из катода под действием фотонов;

6 – положительные ионы ионизируют нейтральные молекулы.

Последний процесс возникает при напряжении $U > U_D$, когда положительные ионы приобретают энергию, достаточную для ионизации молекул газа, и к катоду устремляются ионные лавины. При этом ток растет уже практически без увеличения напряжения (самостоятельный

разряд, участок DE на рис. 4). Напряжение U_D , при котором возникает самостоятельный разряд, называется *напряжением пробоя*. Число электронов и ионов при этом лавинообразно возрастает.

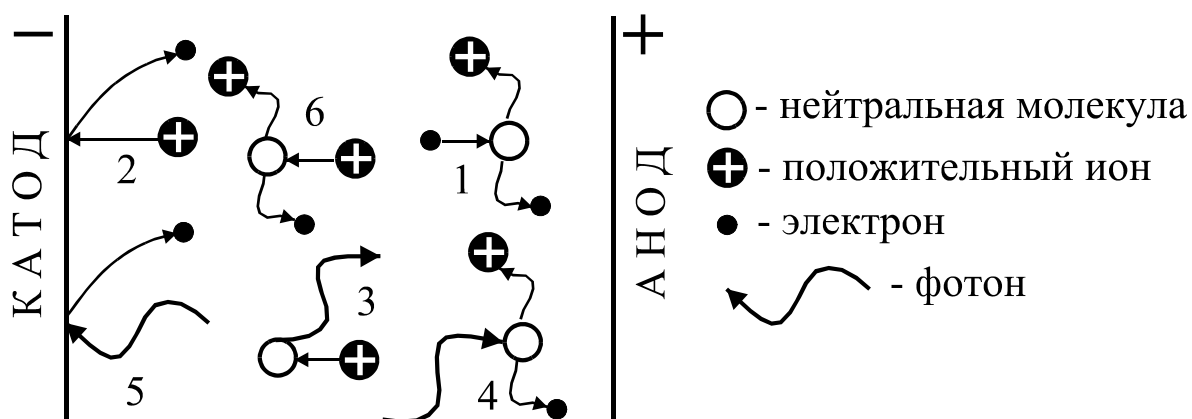


Рис. 5. Процессы, приводящие к усилению газового разряда

2.3. Физические процессы в счетчике Гейгера-Мюллера

В зависимости от характера используемого разряда счетчики делятся на *пропорциональные* и счетчики с *самостоятельным разрядом* (счетчики Гейгера-Мюллера).

В пропорциональных счетчиках для усиления ионизации используется полусамостоятельный разряд, наблюдающийся в переходной области от тока насыщения к самостоятельному разряду (участок CD на рис. 4). Свободные электроны, возникающие между электродами, в результате воздействия ионизирующей частицы при движении в электрическом поле приобретают энергию, достаточную для ионизации ударом. Усиление ионизационного тока в указанных пределах напряжения может быть использовано для регистрации частиц разной ионизирующей способности. Так как такие частицы, попадая в прибор, образуют неодинаковое число пар ионов, импульс тока, отмечаемый счетчиком, оказывается пропорциональным величине начальной ионизации и, соответственно, энергии частицы.

Если постепенно увеличивать напряжение на электродах пропорционального счетчика, то при напряжении U_D произойдет пробой разрядного промежутка, т. е. вспыхнет самостоятельный разряд. Счетчик с самостоятельным разрядом характеризуется тем, что величина импульса

тока не зависит от первоначальной ионизации. Попадающая в счетчик частица в этом случае как бы «спускает курок», следствием чего является почти мгновенный импульс тока самостоятельного разряда. Работа счетчика Гейгера-Мюллера основана на механизме самостоятельного разряда.

Для того, чтобы получать от отдельных частиц отдельные импульсы, необходимо возникший разряд быстро прервать (погасить). В зависимости от того, каким способом осуществляется гашение разряда, счетчики бывают *самогасящиеся и несамогасящиеся*.

Рассмотрим механизм разряда в трубке самогасящегося счетчика. При попадании частицы в нее происходит ионизация газа (образование электронов и положительных ионов). Электроны под действием поля начинают двигаться к нити (аноду). Вдали от нити энергия, приобретаемая электроном в конце свободного пробега, недостаточна для того, чтобы вызвать ионизацию ударом, поэтому здесь происходит только возбуждение молекул газа. Вблизи нити градиент потенциала резко возрастает, и, соответственно, возрастает энергия, приобретаемая электроном. Поэтому, начиная с некоторого расстояния от нити, возможны ионизация ударом и образование электронных и ионных лавин. Возникшие лавины электронов, благодаря большой подвижности, быстро устремляются к нити, в то время как положительные ионы, будучи малоподвижными, образуют вокруг нити «чехол», который относительно медленно перемещается по радиусам к цилиндрическому катоду. Эти ионы создают положительный пространственный заряд, ослабляющий поле вблизи нити, вследствие чего разряд прекращается. Для подавления дополнительных процессов, препятствующих гашению разряда (см. рис. 5), к газу, заполняющему счетчик, добавляется примесь многоатомного органического газа (например, спирта). Гасящее действие многоатомного газа основано на том, что возбужденные каким-либо способом молекулы спирта распадаются на нейтральные атомные группы. При этом не излучается энергия в виде квантов света, которые вызывали бы ионизацию газа и появление дополнительных электронных лавин.

Стекая с нити во внешнюю цепь, электроны вызывают в ней импульс тока длительностью около 5 мкс. Вследствие стекания электронов и перемещения чехла положительных ионов, поле в трубке и потенциал нити постепенно восстанавливаются, и, приблизительно через 200 мкс, счетчик готов к регистрации следующей частицы.

Рассмотрим теперь механизм гашения разряда, точнее, механизм предупреждения новой вспышки самостоятельного разряда вслед за окончанием первоначального. Продолжение разряда в виде новой вспышки могло бы иметь место одновременно с восстановлением потенциала нити за счет электронной эмиссии на катоде, вызываемой фотонами или положительными ионами (см. рис. 5). Появляющиеся при этом свободные электроны могли бы снова «спускать курок», и разряд в виде импульсов мог бы происходить непрерывно. Это не происходит благодаря добавлению паров спирта. Поглощение фотонов молекулами спирта протекает настолько интенсивно, что фотоны, образовавшиеся при разряде, практически не попадают на катод. Свободные электроны могут появляться у катода также при нейтрализации положительных ионов, достигающих катода, поскольку при попадании иона на катод образуется нейтральный, но возбужденный атом, который за счет энергии возбуждения может вырвать электрон из катода. Однако ионы аргона не достигают катода, они во время перемещения успевают нейтрализоваться, отбирая электроны у молекул спирта, так как потенциал ионизации молекул спирта меньше соответствующего потенциала аргона. Ионы спирта, приближаясь к катоду, нейтрализуются и превращаются в возбужденные молекулы, которые диссоциируют и не выбивают из катода свободных электронов.

Статистический характер этих процессов допускает отдельные ложные, или самопроизвольные, разряды, не связанные с прохождением через счетчик ионизирующих частиц. Качество счетчика зависит от числа таких ложных импульсов, для выявления которых снимают счетную характеристику, представляющую собой зависимость числа импульсов N , регистрируемых в единицу времени, от напряжения U на счетчике. Примерный ее вид показан на рис. 6.

При $U < U_1$ напряжение недостаточно для обеспечения разряда при попадании на счетчик β -частицы или γ -кванта, поэтому $N = 0$. Когда $U_1 < U < U_2$, только отдельные частицы могут вызвать разряд, причем с увеличением U вероятность разряда возрастает. При $U_2 < U < U_3$ каждая частица вызывает разряд в счетчике. Эта область называется плато Гейгера, посредине которого обычно выбирается рабочее напряжение U_p на счетчике. При $U > U_3$ начинается электрический пробой счетчика, при котором ионизация газа происходит только за счет электрического поля между катодом и анодом, и эксплуатировать его в таких условиях нельзя.

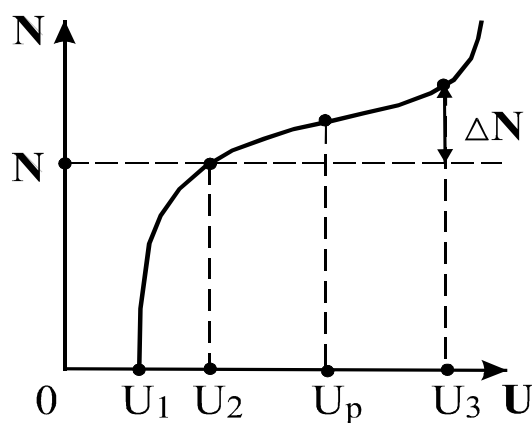


Рис. 6. Счетная характеристика

3. Выполнение работы

3.1. Функциональная схема лабораторной установки

Схема лабораторной установки для исследования характеристик счетчика Гейгера-Мюллера приведена на рис. 7. Напряжение на счетчик подается с регулируемого источника постоянного напряжения РИПН. Регулировка напряжения осуществляется резистором, помещенным на передней панели блока. Подаваемое на счетчик напряжение регистрируется вольтметром V . Импульсы напряжения, возникающие на сопротивлении R при попадании на счетчик частицы, через конденсатор C подаются на усилитель-ограничитель УО, а затем на пересчетный прибор ПСО2-4, который производит подсчет импульсов за заданный интервал времени.

3.2. Включение приборов

Подключите кабелями блок питания и пересчетный прибор к сети переменного тока 220 В, нажмите клавишу «сеть», при этом загорится цифровая индикация прибора ПСО2-4. При нажатии клавиши «сброс» на табло индикации возникает нулевое показание.

Проведите проверку функционирования прибора ПСО2-4 с помощью встроенной системы контроля в следующем порядке:

– нажмите клавишу «вывод», установив ее в положение «однократно» и клавишу «проверка»;

– установите переключатель N - T в положение N , а переключатель «экспозиция T / S / - число импульсов $\times 100$ » в положение 1 с, нажав клавишу 1;

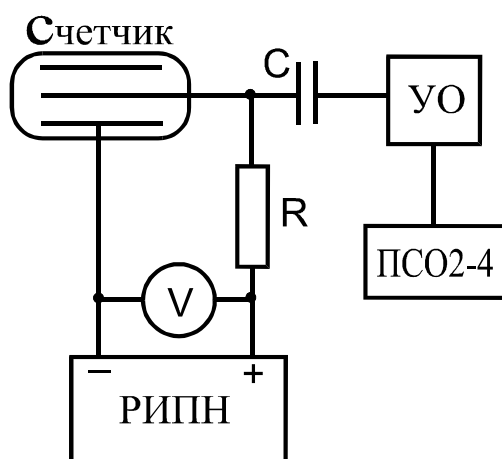


Рис. 7. Функциональная схема лабораторной установки

– установите переключатель «генератор» в положение «внутренний», а переключатель «управление» – в положение «автоматическое», при этом обе клавиши должны быть отжаты;

– поставьте переключатель « $\square\square$, $\square\square$ » в положение « $\square\square$ », нажав клавишу;

– нажмите клавишу «пуск», при этом счет автоматически остановится через 1 с, а индикация счетчика наберет число импульсов $N = 100$, затем нажмите клавишу «сброс».

Проведите аналогичные замеры при положениях переключателя T / S / 10 и 100, проверьте соответствующие показатели индикатора, указанные в табл. 1.

В процессе работы прибора загорается лампочка индикации «счет».

Отожмите клавишу «проверка», нажмите клавишу «сброс», установите время экспозиции 100 с.

Прибор ПСО2-4 подготовлен к измерениям.

Установите резистор «Рег. напряжения/тока/» на блоке питания в крайнее левое положение, соответствующее минимальному выходному напряжению. Включите тумблер «сеть» блока питания, при этом загорается сигнальная лампочка.

Плавнo установите напряжение 300 В, нажмите клавишу «пуск» и определите минимальное напряжение, при котором начинается подсчет импульсов.

Таблица 1

**Проверка показаний индикатора
при разных положениях переключателя $T/S/$**

Положение индикатора	1	10	100
Показания индикатора	100 ± 1	1000 ± 1	10000 ± 1

Так как интенсивность космических лучей испытывает случайные колебания, подсчет импульсов при данном напряжении производится не менее трех раз и берется среднее число импульсов $\langle N \rangle$.

Результаты измерений записывают в табл. 2.

Таблица 2

Зависимость числа импульсов от напряжения

Напряжение, U , В	Число импульсов, N			$\langle N \rangle$
350				
360				
370				
380				
390				
400				

На начальном круто возрастающем участке счетной характеристики рекомендуется измерения проводить с шагом 5 В, если позволяет точность вольтметра.

Увеличивая напряжение на (10, 15, 25) В (в зависимости от цены деления прибора), провести измерения до напряжения 400 В.

По данным наблюдений постройте график зависимости числа им-

пульсов от напряжения на счетчике, т. е. счетную характеристику (см. рис. 6). По графику определите рабочее напряжение U_p .

Наклон плато α определяется по формуле

$$\alpha = \frac{\Delta N \cdot 100}{N \cdot \Delta U} \%,$$

где ΔN – приращение скорости счета на плато;

N – скорость счета на плато;

ΔU – приращение напряжения на плато.

По окончании работы уменьшают напряжение на счетчике до нуля и выключают приборы.

Внимание! В процессе работы запрещается снимать защитные колпачки с трубки, так как на них подается высокое напряжение.

При нажатии клавиш не надо прилагать больших усилий.

Если напряжение измеряется с помощью цифрового вольтметра, то нужно пользоваться инструкцией по его эксплуатации, находящейся на рабочем столе.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ

1. Что представляет собой счетчик Гейгера-Мюллера?
2. Поясните несамостоятельный и самостоятельный газовые разряды.
3. Чем отличаются пропорциональные счетчики от счетчиков с самостоятельным разрядом?
4. Поясните образование лавины ионов в счетчике под действием одной частицы.
5. Объясните механизм самогашения счетчика.
6. Почему скорость счета при одном и том же напряжении на счетчике разная?
7. Какая часть счетной характеристики называется плато Гейгера, как находятся наклон плато и рабочее напряжение?

8. Почему при низких напряжениях на счетчике частицы не регистрируются?

9. Задача. При измерении периода полураспада короткоживущего радиоактивного вещества использовали счетчик импульсов. В течение одной минуты было зарегистрировано 250 импульсов, а спустя один час после начала измерений 92 импульса в минуту. Определите постоянную радиоактивного распада и период полураспада.

Ответ: $\lambda = 1 \text{ час}^{-1}$, $T = 0,69 \text{ час}$

10. Задача. При помощи ионизационного счетчика исследуется активность некоторого радиоактивного изотопа. В начальный момент времени счетчик дает 75000 отсчетов за время $t = 10 \text{ с}$. Какое число отсчетов за время $t = 10 \text{ с}$ дает счетчик по истечении времени $t = T/2$? Считать $T \gg 10 \text{ с}$.

Ответ: 53000 отсчетов

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Волькенштейн В. С. Сборник задач по общему курсу физики. М.: Наука, 1990. 400 с.

Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики. Т. 2. М.: Высшая школа, 1989. 607 с.

Дахнов В. Н. К познанию недр Земли. М.: Недра, 1968. 143 с.

Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 2. М.: Наука, 1988. 496 с.

Трофимова Т. И. Курс физики. М.: Высшая школа, 1994. 541 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 62

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ И КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ БЕТА-ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Цель работы

Целью работы является изучение свойств радиоактивных излучений, измерение интенсивностей фона и β -излучения, снятие кривой поглощения и определение коэффициента поглощения.

2. Краткая теория

2.1. Общие сведения о радиоактивности

Радиоактивностью называется способность атомных ядер некоторых элементов (U, Th, Sr и других) самопроизвольно превращаться в другие ядра с испусканием различных видов частиц и электромагнитного излучения, объединяемых общим термином – радиоактивное излучение.

Исследование процессов распространения радиоактивного излучения в электрическом и магнитном полях позволило выделить три основные компоненты, выяснить их природу и свойства. Оказалось, что в магнитном поле узкий пучок радиоактивного излучения расщепляется на три составляющие:

- слабоотклоняемый пучок «тяжелых» положительно заряженных частиц (α -излучение);
- сильноотклоняемый пучок отрицательных частиц (β -излучение);
- неотклоняемый пучок (γ -излучение).

α -излучение (рис. 1, а) представляет собой поток ядер гелия ${}^4_2\text{He}$, которые состоят из двух протонов и двух нейтронов.

Масса m_p протона в 1836, а масса нейтрона m_n в 1839 раз больше массы электрона m_e , которая равна $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг. Заряд нейтрона равен нулю, а заряд протона численно равен заряду электрона:

$$q_p = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

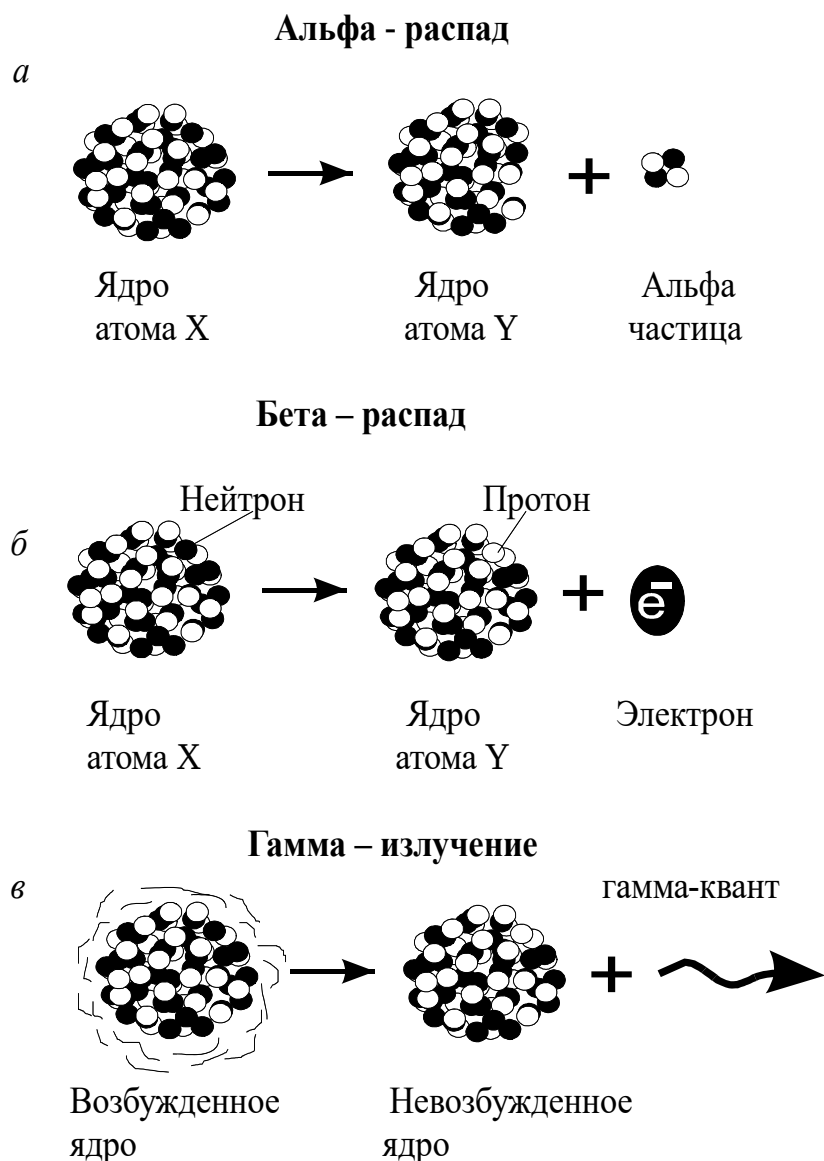


Рис. 1. Основные виды ядерных превращений,
приводящие к испусканию радиоактивных излучений:
a – α -распад; *б* – β -распад; *в* – γ -излучение

α -частицы обладают следующими свойствами:

- отклоняются в электрическом и магнитном полях;
- обладают высокой ионизирующей способностью (образуют $10^3 \div 10^4$ ионов на 1 мм пути в воздухе);
- имеют малую проникающую способность (полностью поглощаются слоем алюминия толщиной 0,05 мм или листом бумаги);
- энергия α -частиц лежит в пределах от 4÷8,5 МэВ, причем энергетический спектр носит дискретный характер.

β -частицы имеют следующие свойства:

- отклоняются электрическим и магнитным полями;
- ионизирующая способность примерно на два порядка меньше, чем у α -частиц, а проникающая способность гораздо больше (полностью поглощается слоем алюминия толщиной около двух миллиметров);
- энергия испускаемых β -частиц может иметь любое значение от нулевого до некоторого $E_{\text{макс}}$, т. е. энергетический спектр является непрерывным.

β -излучение представляет собой поток электронов (рис. 1, б) или позитронов (см. раздел 2.3).

γ -излучение (рис. 1, в) представляет собой электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны (меньше 10^{-10} м), т. е. является потоком фотонов (γ -квантов).

γ -излучение не отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает очень большой проникающей способностью.

Для характеристики проникающей способности γ -излучения используется понятие слоя половинного ослабления $h_{1/2}$. Это толщина материала, после прохождения которого интенсивность (число γ -квантов) уменьшается в два раза (рис. 2). Для жесткого γ -излучения с энергией квантов 1 МэВ толщина этого слоя составляет 5 см бетона, или 3 см стали, или 1 см свинца.

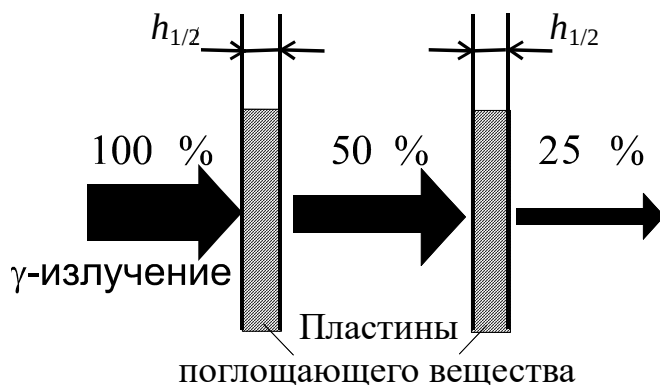


Рис. 2. Поглощение γ -излучения веществом.

Иллюстрация понятия слоя половинного ослабления

В горных породах глубина проникновения α -излучения составляет десятки микрометров, β -излучения – несколько миллиметров, γ -излучений

– 30 ÷ 40 см. Радиоактивность горных пород определяется, в основном, содержанием урана, тория, актиноурана и изотопа калия $^{40}_{19}\text{K}$. Наибольшей радиоактивностью обладают кислые породы, наименьшей – основные. Чрезвычайно мала радиоактивность осадочных пород.

Установлено, что γ -излучение не является самостоятельным видом радиоактивности, а только сопровождает α - и β -распады.

γ -излучение возникает также при ядерных реакциях. Все эти процессы характеризуются образованием новых элементов, ядра которых в момент своего образования оказываются возбужденными: за время $10^{-13} \div 10^{-14}$ с они переходят в основное состояние с испусканием γ -кванта (см. рис. 1, в).

Излучение радиоактивных веществ, присутствующих в почве, и космическая радиация создают естественный γ -фон. Для регистрации космического излучения обычно используют газоразрядные счетчики Гейгера и сцинтилляционные счетчики.

Регистрация естественного γ -излучения в определенной области энергии, характерной для данного элемента, составляет сущность спектрометрического γ -каротажа скважин, который используется для расчленения разрезов скважин по плотности пород, выделения газоносных коллекторов.

Измерение естественной γ -активности позволило создать метод экспресс-анализов руд в емкостях, который является важной и неотъемлемой частью технологии добычи, обогащения и переработки уранового сырья.

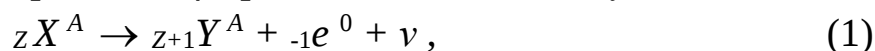
γ -излучение, обладающее большой проникающей способностью, используется при просвечивании объектов большой толщины с целью выявления скрытых дефектов, так называемая γ -дефектоскопия, которая находит широкое применение для неразрушающего контроля качества деталей машин, сварных швов и др. целей.

Особенно целесообразно применять радиоактивные методы для измерения уровня и плотности агрессивных веществ, в резервуарах с высокими температурами, в литейном производстве.

На обогатительных и агломерационных фабриках применяются γ -реле для контроля за заполнением бункеров, для постоянного контроля уровня жидкости в резервуарах и трубопроводах. γ -реле используются для измерения уровня засыпки шихты в шахтных электропечах.

2.2. Отрицательный бета-распад (β^- -распад)

Символическая запись процесса β^- -распада имеет следующий вид:



где X – символ ядра исходного элемента;

Y – символ образующегося ядра;

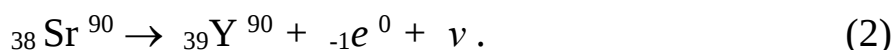
Z – зарядовое число, равное числу протонов в ядре и совпадающее с порядковым номером химического элемента в таблице Менделеева;

A – массовое число, равное общему числу нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре;

${}_{-1} e^0$ – символическое обозначение электрона;

ν – антинейтрино (частица с нулевым зарядом и массой, близкой к нулю).

При β^- -распаде элемент смещается в периодической системе на один номер вправо без изменения массового числа. Например,



Рассмотрим вопрос о появлении электрона при β^- -распаде.

Протонно-нейтронное строение ядра исключает возможность существования электрона в ядре. Предположение о том, что электроны вылетают из электронной оболочки, несостоятельно, так как при этом должно наблюдаться оптическое или рентгеновское излучение, что экспериментально не подтверждается.

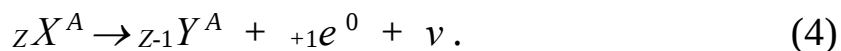
β^- -частица рождается в результате процессов, происходящих внутри ядра. Так как при β^- -распаде число нуклонов в ядре не изменяется, а Z увеличивается на единицу, то единственной возможностью одновременного осуществления этих условий является превращение одного из нейтронов ядра в протон с одновременным образованием электрона (см. рис. 1, б) и вылетом электрически нейтральной частицы – антинейтрино.



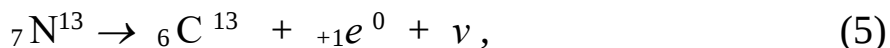
2.3. Положительный бета-распад (β^+ -распад)

β^+ -излучение представляет собой поток позитронов ${}_{+1}e^0$ (частиц с положительным зарядом e и массой покоя, равной массе электрона).

β^+ -распад идет по схеме



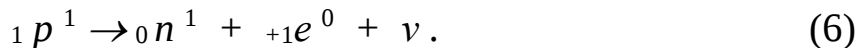
Например,



где ν – символ нейтрино.

Нейтрино и антинейтрино являются античастицами. Они обладают исчезающе малой ионизирующей способностью и огромной проникающей способностью (например, пробег нейтрино в свинце 10^{18} м). Эти факторы чрезвычайно затрудняют их экспериментальное обнаружение.

При β^+ -распаде происходит превращение одного из протонов ядра в нейтрон с испусканием позитрона и нейтрино.



2.4. Поглощение β -частиц веществом

β -частицы, проходящие через вещество, рассеиваются, теряют энергию и замедляют свое движение в результате взаимодействия с его атомами. При этом в веществе происходят изменения, так как атомы возбуждаются или ионизируются, наблюдается также диссоциация молекул, изменения в строении решетки кристаллов, в электропроводности.

При увеличении толщины h слоя вещества количество проходящих через него в единицу времени β -частиц (интенсивность) уменьшается.

Зависимость интенсивности I прошедшего β -излучения от толщины h слоя материала называется *кривой поглощения*, характерный вид которой приведен на рис. 3.

Число зарегистрированных частиц уменьшается приблизительно по

экспоненциальному закону с увеличением толщины слоя вещества.

$$I_{\beta} = I_0 \cdot \exp(-\mu h), \quad (7)$$

где I_{β} – интенсивность β -излучения, прошедшего через слой вещества толщиной h ;

I_0 – интенсивность β -излучения при отсутствии поглощающего вещества;

μ – линейный коэффициент поглощения β -излучения.

Согласно выражению (7) интенсивность излучения стремится к нулю при увеличении толщины вещества. В реальных же условиях всегда имеется естественный радиационный фон. Поэтому в нашем случае при увеличении толщины h интенсивность $I_{\text{эксп}}$ стремится к величине этого фона $I_{\text{ф}}$.

Таким образом, истинная интенсивность бета-излучения

$$I_{\beta} = I_{\text{эксп}} - I_{\text{ф}}. \quad (8)$$

Толщина слоя вещества, при которой интенсивность I_{β} становится пренебрежимо малой, называется *толщиной слоя полного поглощения* h_0 . Определив ее из кривой поглощения, можно рассчитать максимальную энергию E бета-частиц по эмпирическим (полученным опытным путем) формулам

$$h_0 \rho = 0,11(\sqrt{1 + 22,4 \cdot E^2} - 1) \quad (9)$$

или

$$h_0 \rho = 0,54E - 0,15, \quad (10)$$

где h_0 – толщина слоя полного поглощения, см;

ρ – плотность вещества, г/см³;

E – максимальная энергия бета-излучения, МэВ.

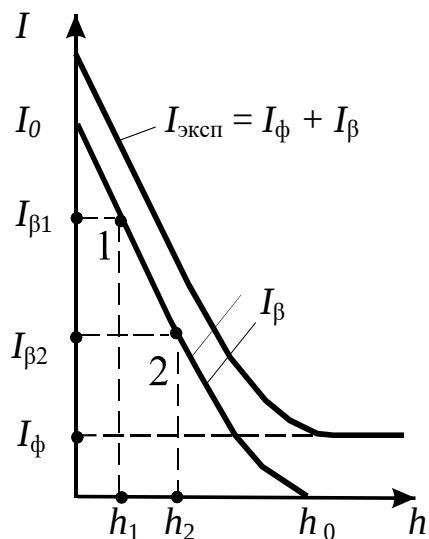


Рис. 3. Кривая поглощения β -излучения

Коэффициент поглощения μ определяется также с помощью кривой поглощения $I_{\beta}(h)$. На графике выбирают две точки (1 и 2) на средней части кривой (см. рис. 3). Если написать для каждой из точек с соответствующими индексами выражения согласно (7), прологарифмировать их и вычесть одно из другого, то получим для коэффициента поглощения следующее выражение:

$$\mu = \frac{\ln I_{\beta 1} - \ln I_{\beta 2}}{h_2 - h_1} . \quad (11)$$

Линейный коэффициент поглощения

$$\mu = \mu' \rho, \quad (12)$$

где μ' – массовый коэффициент поглощения, см²/г.

Выражение (7), записанное в виде

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu' \rho h), \quad (13)$$

дает надежный и довольно точный метод определения толщины или плотности поглотителя при постоянном μ' .

Плотностемеры применяют для измерения и регулирования плотности пульпы на обогатительных фабриках, а также для измерения плотности различных жидкостей на заводах цветной металлургии. Производится этим методом измерение толщины стенок трубопроводов, котлов шахтных котельных, воздухохранилищ и т. д.

3. Выполнение работы

3.1. Описание экспериментальной установки и подготовка приборов к работе

Блок-схема установки для исследования поглощения веществом β -излучения приведена на рис. 4. Источник β -излучения помещен в защитную ячейку. Ячейка устанавливается на свинцовый домик. Для регистрации β -частиц используется счетчик Гейгера-Мюллера (СчГ), рабочая поверхность которого находится внутри свинцового домика.

Счетчик питается от высоковольтного блока питания БП. Контроль напряжения осуществляется с помощью цифрового вольтметра ЦВ.

Пластины из исследуемого материала вставляются в пазы свинцового домика между источником β -излучения и счетчиком Гейгера.

Импульсы напряжения, возникающие на счетчике при попадании β -частицы или γ -кванта, поступают через блок согласования БС на пересчетный прибор ПП, осуществляющий подсчет числа импульсов за заданный временной интервал.

Блок согласования БС необходим для стыковки счетчика Гейгера, обладающего высоким сопротивлением, с низкоомным входом ПП.

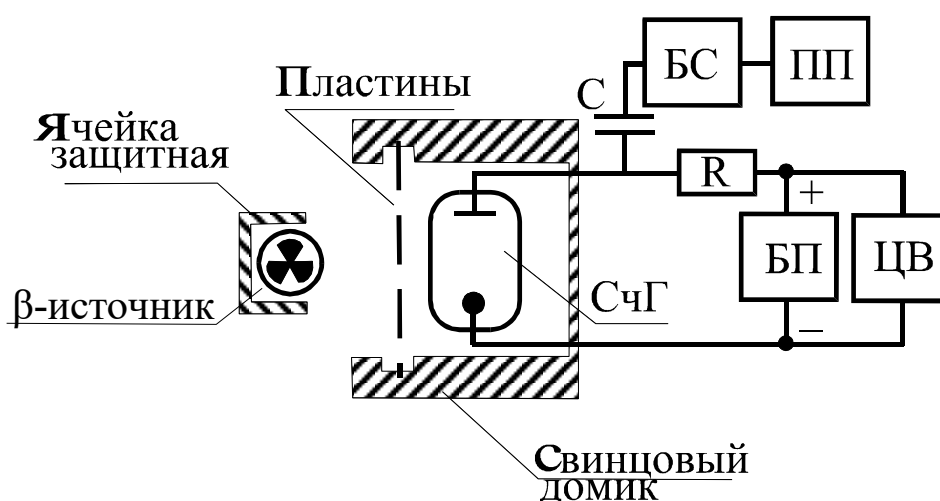


Рис. 4. Блок-схема установки

3.1.1. Подготовка к работе универсального вольтметра.

Соединительные провода должны быть подключены к клеммам «0» и « = 1000 V ». Установите переключатель «предел измерения» в положение "1000", что соответствует диапазону измерения вольтметра от 0 до 1000 В.

Переключатель «род работы» поставьте в положение «1, S ». Включите тумблер «сеть» и дайте прибору прогреться 10 мин.

За это время рекомендуется провести включение и проверку прибора ПСО2-4 в соответствии с пунктом 3.1.2.

Затем при помощи резистора « ► 0 ◀ » установите на табло нулевые показания. Поставьте переключатель «род работы» в положение « ▼ » (калибровка) и с помощью резистора « ▼ » установите напряжение, значение которого нанесено на шильдике, закрепленном

под резистором «▼». Переведите переключатель «род работы» в исходное положение «1, S».

Таким образом, цифровой вольтметр В7-16А подготовлен к измерениям.

3.1.2. Подготовка к работе пересчетного прибора ПСО2-4

Приведите клавиши на панели управления в исходное состояние: нажмите клавиши «┐└» (счет положительных импульсов), «однократно» (однократные измерения в режиме ручного запуска), «N» – режим счета числа импульсов за время T и клавишу «экспозиция T» 20 с.

Нажмите клавишу «сеть» и проведите проверку функционирования прибора, для чего надо нажать последовательно клавиши «проверка», «сброс», «пуск». Если на табло устанавливается значение "10000 ±1", то прибор исправен и готов к работе. Клавишу «проверка» нужно отпустить (отжать).

Следует запомнить, что в процессе измерений нулевые показания табло осуществляются клавишей «сброс», а запуск для последующего измерительного цикла клавишей «пуск».

3.1.3. Подключение блока питания БНВ3-05

Установите переключатель выходного напряжения «kV» в положение 0,4, а резистор плавной регулировки – в положение минимума.

Включите тумблер «сеть» и по загоранию сигнальной лампочки «высокое» убедитесь в наличии выходного напряжения.

Внимание!

КАТЕГОРИЧЕСКИ ЗАПРЕЩАЕТСЯ ТРОГАТЬ ПРЕДОХРАНИТЕЛЬ 0,5 А, НАХОДЯЩИЙСЯ ПОД НАПРЯЖЕНИЕМ.

ПРИ ВКЛЮЧЕННОМ БЛОКЕ ПИТАНИЯ ЗАПРЕЩАЕТСЯ ОТСТЫКОВЫВАТЬ СОЕДИНИТЕЛЬНЫЕ ПРОВОДА, ПОДКЛЮЧЕННЫЕ К КЛЕММАМ ВОЛЬТМЕТРА.

ПОСЛЕ ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ СНАЧАЛА ОТКЛЮЧИТЬ БЛОК ПИТАНИЯ, ЗАТЕМ ЦИФРОВОЙ ВОЛЬТМЕТР И ПЕРЕСЧЕТНЫЙ ПРИБОР.

3.2. Снятие счетной характеристики счетчика Гейгера

Счетной характеристикой называется зависимость числа

импульсов за фиксированный интервал времени от приложенного напряжения U при одной и той же интенсивности потока ионизирующих частиц.

Принцип действия счетчика Гейгера изложен в описании к лабораторной работе № 61.

Работа выполняется в следующем порядке.

Установите заслонку источника β -излучения в положение «открыто».

Рекомендуется экспериментально установить минимальное напряжение, при котором счетчик начинает работать, и провести исследования на начальном участке (в диапазоне 20 В) с шагом в 5 В. Результаты запишите в таблицу, аналогичную табл. 2 в работе № 61.

Снимите зависимость числа импульсов при времени экспозиции 20 с для диапазона напряжений от 340÷400 В, увеличив шаг до 20 В.

Измерения при каждом фиксированном напряжении повторите 3 раза, найдите среднее значение числа импульсов N .

Постройте график зависимости N от напряжения U , определите на нем плато Гейгера и выберите напряжение рабочей точки U_R счетчика на середине плато.

3.3. Определение интенсивности фона

Если Вы выполняли п. 3.2, то за интенсивность фона нужно взять число импульсов при напряжении U_R на счетчике Гейгера; если вы не выполняли этот пункт, возьмите U_R равным 370 В.

Определение интенсивности фона $I_{\text{ф}}$ производится при отсутствии источника β -излучения в следующей последовательности:

- установите на счетчике Гейгера напряжение U_R и проконтролируйте его с помощью цифрового вольтметра;

- с помощью пересчетного устройства определите число импульсов за время экспозиции $T = 20$ с;

- повторите опыт три раза, результаты запишите в табл. 1, подсчитайте средние значения U_R и $I_{\text{ф}}$.

3.4. Снятие кривой поглощения

Установите β -источник на свинцовый домик.

Произведите измерение интенсивности $I_{\text{эксп}}$ – суммарной интенсивности фона и β -излучения – с помощью пересчетного прибора.

Таблица 1

Измерение интенсивности фона

U_p				$\overline{U}_p =$
I_Φ				$\overline{I}_\Phi =$

Вычислите интенсивность I_β по формуле (8).

В пазы свинцового домика вставляйте последовательно одну, две, три и т. д. пластины исследуемого материала, каждый раз определяя интенсивность I_β проходящего через них β -излучения. Число пластин увеличивают до достижения толщины слоя полного поглощения. Измерения при каждом количестве пластин проводят два раза, данные наблюдений записывают в табл. 2.

Находят средние значения интенсивности I_β .

Таблица 2

Измерение интенсивности β -излучения

Число пластин	Толщина набора пластин, см	$I_\beta = I_{\text{эксп}} - I_\Phi$		$\overline{I}_\beta$
0				
1				
2				
3				
4				
5				

3.5. Обработка экспериментальных результатов

По данным табл. 2 постройте кривую поглощения и определите толщину слоя полного поглощения h_0 .

По эмпирическим формулам (9) или (10) найдите максимальную энергию β -частиц. Относительную ошибку примите равной 10 %.

Окончательный результат запишите в виде:

$$E_{\mu} = E \pm \Delta E . \quad (14)$$

По соотношению (11) вычислите коэффициент поглощения для трех участков кривой поглощения, найдите его среднее значение, абсолютную и относительную погрешности измерений. Окончательный результат запишите в виде:

$$\mu = \mu \pm \Delta\mu . \quad (15)$$

В таблице 3 приведены номера вариантов (их указывает преподаватель) и пункты теории, которые следует прочесть, чтобы выполнить соответствующие эксперименты.

Таблица 3

Варианты выполнения работ

Вариант	Пункты теории	Пункты эксперимента
I	2.1 2.4	3.1 3.3 3.4
II	2.1 2.2 2.4	3.3 3.4 3.5
III	2.1 2.2 2.4	3.1 3.2 3.3 3.5

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Назовите виды и свойства радиоактивных излучений.
2. Какая из траекторий на рис. 5 принадлежит α -, β - и γ -излучениям? Укажите направление магнитного поля.
3. Что изменится на рис. 5, если между источником излучения и свинцовым коллиматором поместить: а) лист бумаги; б) стальную пластинку толщиной 5 мм?
4. Какую толщину должна иметь стальная стенка, чтобы ослабить γ -излучение с энергией 1 МэВ в 256 раз?
5. Приведите примеры использования радиоактивных излучений в горной промышленности.
6. Поясните виды β -распада.

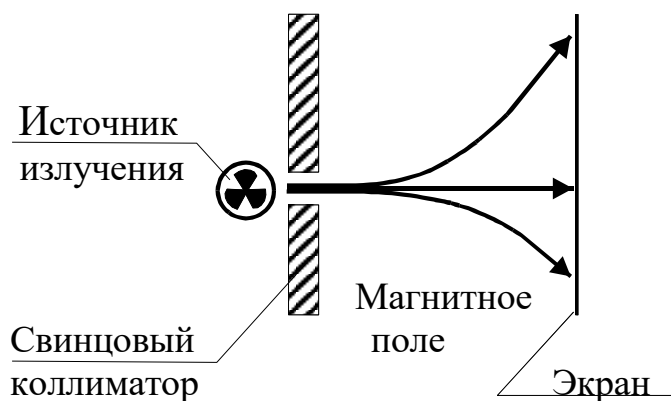


Рис. 5. Траектории излучений в магнитном поле

7. Что называется кривой поглощения?
8. Чем вызвана интенсивность фона?
9. Как устроена экспериментальная установка? Каково назначение ее отдельных узлов и блоков?
10. Как рассчитать коэффициент поглощения и максимальную энергию β -частиц?
11. В геологических исследованиях методом меченых атомов часто используют изотоп фосфора $^{32}_{15}\text{P}$. Напишите реакцию распада, если при этом образуется изотоп серы, электрон и антинейтрино.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Заворотько Ю. М. Геофизические методы исследования скважин. М.: Недра, 1983. 208 с.
- Применение методов атомной и ядерной физики в горном деле / под ред. В. В. Ржевского. М.: Наука, 1969. 206 с.
- Савельев И. В. Курс общей физики Т. 3. М.: Наука, 1989. 304 с.
- Трофимова Т. И. Курс физики. М.: Высш. школа, 1994. 541 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 63

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА И ЭНЕРГИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

1. Цель работы

Целью работы является изучение свойств α -частиц, закона радиоактивного распада, определение периода полураспада T и постоянной распада λ , длины свободного пробега и энергии α -частиц.

2. Краткая теория

α -частицы могут выделяться при радиоактивном распаде ядер, α -частица (ядро атома гелия) состоит из двух протонов и двух нейтронов, прочно связанных между собой. Масса α -частицы составляет 4,00273 а. е. м. или $6,644 \cdot 10^{-27}$ кг, заряд равен двум положительным элементарным зарядам, спин и магнитный момент равны нулю.

α -частицы испускаются атомными ядрами в процессе самопроизвольного (спонтанного) радиоактивного распада. В результате α -распада «материнское» ядро с зарядом Z и массовым числом A превращается в новое «дочернее» ядро с зарядом $(Z-2)$ и массовым числом $(A-4)$.

Каждое из ядер имеет некоторую вероятность λ , определенную для каждого изотопа, претерпеть распад за единицу времени. Запишем закон радиоактивного распада в дифференциальной форме: число ядер dN , распадающихся за интервал времени dt пропорционально этому промежутку времени и числу ядер N , еще не распавшихся к моменту времени t .

$$dN = -\lambda N dt . \quad (1)$$

Интегрируя по времени t , получаем закон радиоактивного распада в интегральной форме

$$N = N_0 \cdot \exp(-\lambda t) = N_0 \cdot \exp(-t/\tau) , \quad (2)$$

где N – число нераспавшихся атомов по истечении времени t ;

N_0 – начальное число атомов;

$\tau = 1/\lambda$ – время, за которое число атомов уменьшается в e раз (время жизни ядра).

На практике часто используют понятие периода полураспада T . Это время, в течение которого число ядер исходного элемента уменьшается в два раза.

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2 = 0,693\tau \quad . \quad (3)$$

Периоды полураспада альфа-активных ядер колеблются в очень широких пределах (от $4,2 \cdot 10^{-6}$ с для полония ${}^{212}\text{Po}_{84}$ до $1,38 \cdot 10^{10}$ лет для тория ${}^{232}\text{Th}_{90}$).

Каждый α -радиоактивный изотоп испускает α -частицы вполне определенных и различающихся друг от друга энергий, т. е. энергетический спектр α -частиц для каждого изотопа состоит из небольшого числа моноэнергетических групп разной интенсивности. Встречаются изотопы, испускающие одну энергетическую группу α -частиц. По энергии и интенсивности излучений можно определять содержание радиоизотопов в руде и горных породах, что является основной задачей рудной радиометрии. Так, например, радиоактивность ${}^{210}\text{Po}_{84}$ измеряют по интенсивности α -излучения.

Измерения интенсивности излучения проводят на тонких и толстых (насыщенных) слоях пробы. *Тонким слоем* называют такой, самопоглощением которого можно пренебречь. Для определения радиоактивности руд и горных пород чаще используют насыщенные слои. Излучение *толстого слоя* пропорционально концентрации радиоактивного вещества в пробе и зависит от среднего атомного номера элементов. Это свойство и составляет основу рудной радиометрии.

Для определения процентного содержания радиоизотопа в руде используется *метод относительной активности*. В этом методе сравнивается активность пробы с активностью эталона, в котором известно содержание данного изотопа. Данный метод используется также в случае экспресс-анализов руд в больших емкостях (вагонетках, автомашинах).

Рассмотрим физические основы взаимодействия альфа-излучения с веществом. Вылетевшая из ядра α -частица теряет кинетическую энергию, сталкиваясь с атомами вещества поглотителя.

Возможны три вида потерь энергии движущейся заряженной частицы: ионизационные потери, потери энергии на образование ядер отдачи и на излучение. В случае, когда поглотителем является воздух, основным видом потерь энергии являются ионизационные потери.

Сущность этих потерь состоит в том, что при столкновении частицы с атомами поглотителя последним передается энергия, достаточная для перехода электронов атома на более высокий энергетический уровень (возбуждение атома) или для отрыва электронов от атома (ионизация). Величина ионизационных потерь зависит от свойств вещества и скорости α -частиц. Для α -частиц с близкими энергиями потери пропорциональны плотности вещества и длине пути.

Между периодами полураспада ядер и начальной энергией α -частиц существует математическая зависимость, которая объясняется при помощи квантово-механической теории α -распада. Задолго до создания этой теории Гейгер и Нэттол эмпирически установили закон, по которому для каждого из трех семейств радиоактивных элементов имеет место линейная зависимость между логарифмом экстраполированного пробега R_1 и постоянной распада λ .

$$\lg \lambda = A + B \cdot \lg R_1, \quad (4)$$

где $A = -44,20$ для используемого в работе изотопа ${}_{94}\text{Pu}^{239}$;

$B = +57,50$ для всех радиоактивных семейств;

R_1 – экстраполированный пробег α -частиц, выраженный в см (сантиметрах).

Измерение энергии α -частиц возможно несколькими способами: по полному энергосодержанию при прохождении α -частиц через газовую камеру, полупроводниковый детектор или сцинтилляционный счетчик; по кривизне траектории частиц в магнитном поле (камера Вильсона); по пробегу α -частиц в веществе.

В данной работе используется третий метод определения энергии α -частиц.

Путь, пройденный α -частицей при ее замедлении до тепловых скоростей, принято называть *полным пробегом*. Различия в полных пробегах отдельных частиц обусловлены флуктуацией концентрации атомов поглотителя и флуктуацией энергии, теряемой частицей в результате каждого соударения.

Средним пробегом R_0 называют величину пробега, равную толщине вещества, в котором поглощается половина всех α -частиц.

Его определяют с помощью кривой поглощения α -частиц в веществе. Так называют график, выражающий зависимость количества N моноэнергетических α -частиц, фиксируемых счетным устройством, от расстояния X до источника. Кривая поглощения изображена на рис. 1.

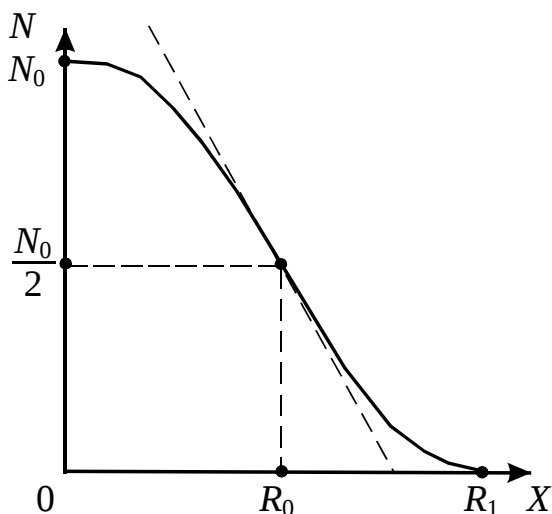


Рис. 1. Кривая поглощения α -частиц в веществе

Значение экстраполированного пробега R_1 получают при пересечении с осью X касательной, проведенной в точке наиболее крутого спада кривой.

Практически же при нулевом уровне фона, как наблюдается в нашей установке, за приближенное значение экстраполированного пробега можно принять такое расстояние от источника, при котором число зарегистрированных частиц обращается в нуль или принимает значение, близкое к нулевому. Более точное значение экстраполированного пробега для нашей установки можно рассчитать из эмпирической формулы

$$R_1 = (R_0 + 2,42), \text{ см}, \quad (5)$$

где R_0 – средний пробег, выраженный в сантиметрах до сотых долей, находится по значению проекции точки перегиба кривой поглощения на ось X , как показано на рис. 1.

3. Выполнение работы

3.1. Необходимые приборы: измеритель скорости счета УИМ2-2, установка для определения пробегов α -частиц

3.2. Описание приборов

Установка для измерения пробегов α -частиц (рис. 2) состоит из стальной трубы 1, которая спереди закрывается крышкой 2. Под крышкой располагается ходовой винт 3 с шагом 2 мм, оканчивающийся рукояткой 4 с указателем 5. На другом конце ходового винта находится держатель 6 источника α -частиц плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$. Поворачивая винт рукояткой 4 на один оборот, можно менять расстояние между источником и сцинтилляционным детектором на 2 мм. Блок детектирования 8 состоит из сцинтилляционного детектора 7 на основе ZnS, фотоумножителя ФЭУ и радиотехнических блоков усиления и питания. Попавшие на детектор α -частицы вызывают световые вспышки (сцинтилляции), свет которых, попадая на фотокатод фотоумножителя, выбивает из катода электроны (явление внешнего фотоэффекта). Выбитые электроны «умножаются» в результате вторичной эмиссии на динодах фотоумножителя. В итоге на нагрузочном сопротивлении цепи анода ФЭУ возникает импульс напряжения, подаваемый после усиления на вход измерителя скорости счета.

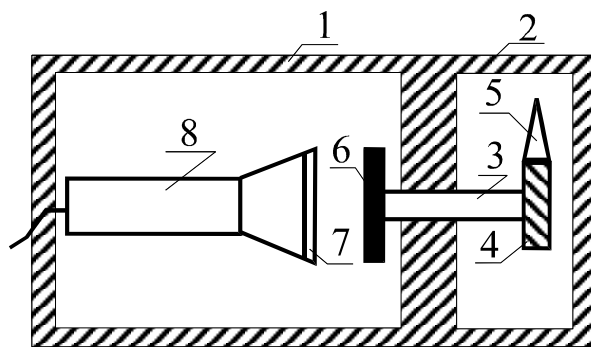


Рис. 2. Схема установки для измерения пробегов α -частиц

Измеритель скорости счета является сложным радиотехническим прибором, позволяющим определять скорость счета в импульсах за секунду. На его переднюю панель выведены клавиши «сеть», «измерение» (1, 2 каналы), стрелочный прибор с двумя шкалами, табло автоматического переключателя диапазонов измерения и др. клавиши, не используемые в

работе. Снятие показаний (имп./с) производится по шкале, соответствующей светящемуся множителю табло автоматического переключателя диапазонов, с умножением показаний на светящийся множитель.

3.3. Порядок выполнения работы

Включите измеритель скорости счета в сеть с напряжением 220 В, нажмите клавиши «сеть» и «измерение» (1 канал), дайте прибору прогреться в течение 5 минут.

Откройте крышку установки для определения пробега α -частиц и ручкой ходового винта придвиньте источник вплотную к детектору. Запишите показания стрелочного прибора в табл. 1 для $X = 0$.

Таблица 1

Результаты измерений

$X, \text{ мм}$	N_1	N_2	$\overline{N}$
	имп/с		
0			
4			
8			
12			
16			
20			
24			
28			
30			
32			
34			
36			

Пример: на табло светится в верхней части число 100, показания стрелочного прибора берутся по верхней шкале с умножением их на 100. После установки источника α -частиц в новое положение при снятии показаний по верхней шкале нужно подождать 0,5 мин, а по нижней – 2 мин.

Проведите измерения скорости счета для всех значений X , указанных в табл. 1. Чтобы отодвинуть источник от детектора на 2 мм, нужно плавно повернуть ручку ходового винта против часовой стрелки на один оборот.

Для увеличения степени точности снимите кривую поглощения еще раз и усредните показания измерителя скорости счета. Для увеличения степени точности снимите кривую поглощения еще раз и усредните показания измерителя скорости счета.

По усредненным данным постройте график зависимости $\bar{N}=f(X)$ и определите R_0 (см. рис. 1), а затем экстраполированный пробег R_1 по формуле (5).

По графику зависимости $R_1=f(W)$, приведенному на рис. 3, определите энергию α -частиц.

По формулам (4) и (3) вычислите постоянную радиоактивного распада λ и период полураспада T плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$.

Сравните найденные значения энергии α -частиц и периода полураспада с табличными, равными 5,15 МэВ и 24080 лет.

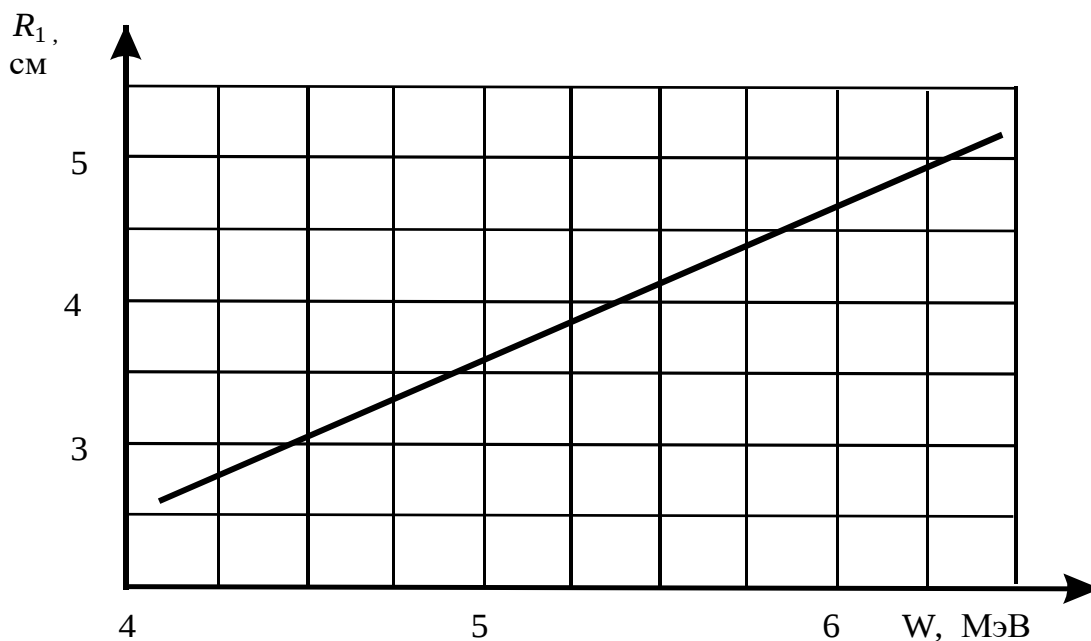


Рис. 3. График зависимости пробега α -частиц от их энергии

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое α -частица, каков её состав?
2. Запишите и поясните закон радиоактивного распада в дифференциальной и интегральной формах.
3. Что называется периодом полураспада?
4. Запишите закон Гейгера-Нэттола.
5. Что такое средний и экстраполированный пробег α -частиц?
6. Как в работе определяется энергия и период полураспада
7. Поясните работу блока детектирования α -частиц.
8. Расскажите порядок выполнения работы.
9. Задача. С помощью радиоактивного изотопа $^{14}_6\text{C}$, период полураспада которого 5600 лет, был установлен возраст образца торфа в 110000 лет. Во сколько раз за это время уменьшилась концентрация радиоактивного углерода в торфе?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Защита от ионизирующих излучений: учебник для вузов. Т. 1. Физические основы защиты от излучений / под ред. Н. Г. Гусева. 3-е изд., перераб. и доп.- М.: Атомиздат, 1989. 512 с.

Практикум по ядерной физике. М.: Изд-во МГУ, 1988. 197 с.

Применение методов атомной и ядерной физики в горном деле / под ред. В. В. Ржевского. М.: Наука, 1969. 206 с.

Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 3. М.: Наука, 1982. 304 с.

Трофимова Т. И. Курс физики. М.: Высшая школа, 1994. 541 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 64

ИЗУЧЕНИЕ ВЫПРЯМЛЯЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА

1. Цель работы

Целью работы является изучение физики явлений, происходящих на ***p-n***-переходах – основных элементарных структурах современной электронной техники; исследуются вольтамперная характеристика ***p-n***-перехода и его выпрямляющее действие.

2. Краткая теория

Электронно-дырочный переход создают внутри собственного полупроводника путем введения в одну его часть акцепторной, в другую – донорной примесей. При этом одна область полупроводника приобретает дырочную проводимость (***p***-типа), другая – электронную (***n***-типа). Электронно-дырочный ***p-n***-переход образуется на границе областей полупроводника с различным типом проводимости и представляет собой достаточно тонкий, толщиной 1-10 мкм, слой кристалла, в котором осуществляется смена типа проводимости. В технике ***p-n***-переход получают разными методами: диффузией примеси в полупроводник, электролитическим или иным способом нанесения металла на поверхность полупроводника, сплавлением в полупроводник вещества, содержащего донорные или акцепторные примеси, при выращивании полупроводника из расплава или газовой фазы.

Для рассмотрения процессов, ведущих к образованию ***p-n***-перехода, представим себе, что создание идеального электрического контакта между кристаллами с различным типом проводимости возможно путем простого их соприкосновения. Если между кристаллами с проводимостями ***n***- и ***p***-типа нет контакта (рис. 1) и носители не могут переходить из одного кристалла в другой, то уровень Ферми E_f и уровни примесей E_d (E_a) в них расположены на разной высоте: в полупроводнике ***n***-типа – ближе к зоне проводимости, а в полупроводнике ***p***-типа – ближе к валентной зоне.

Оба кристалла электрически нейтральны в любом физически малом участке своего объема. Носители заряда в них возбуждаются тепловым движением. В кристалле ***n***-типа основными носителями являются электроны, забрасываемые в зону проводимости с донорного уровня E_d ; неосновными – дырки, возникающие при переходе электрона из валентной

в зону проводимости. В кристалле *p*-типа основные носители – дырки, возникающие в валентной зоне при переходе электронов из этой зоны на акцепторные уровни E_a ; неосновные – электроны в зоне проводимости, возникающие при переходах из валентной зоны (см. рис. 1).

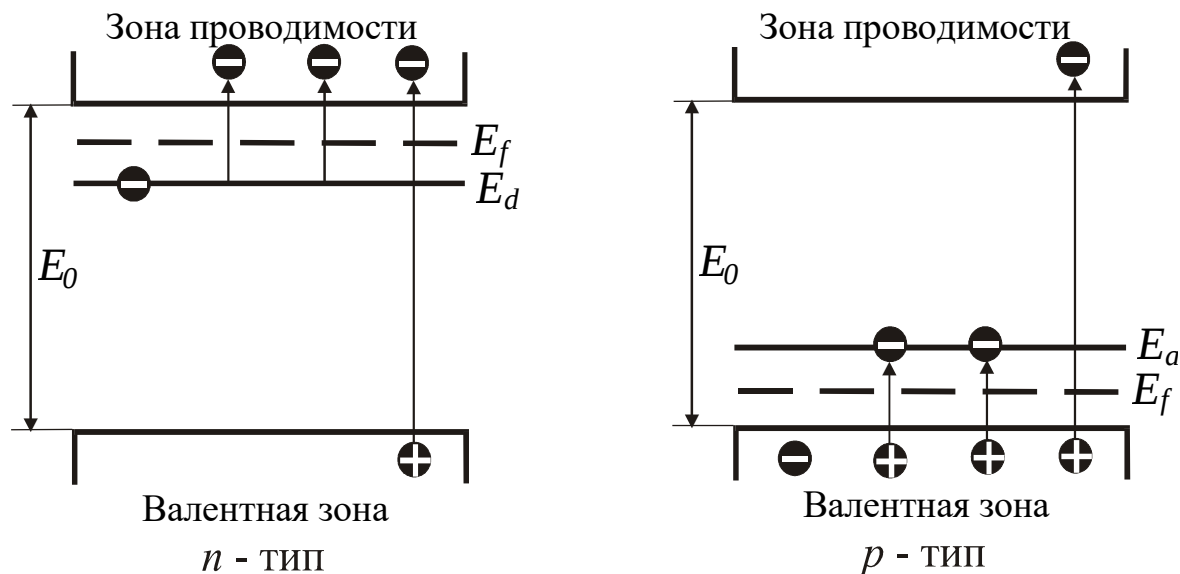


Рис. 1. Энергетическая диаграмма электронного и дырочного полупроводников

Концентрация основных носителей пропорциональна $\exp\left(\frac{\Delta E_d}{2kT}\right)$ – для электронов, $\exp\left(\frac{\Delta E_a}{2kT}\right)$ – для дырок, а концентрация неосновных носителей пропорциональна $\exp\left(\frac{E_0}{2kT}\right)$, где E_a и E_d – энергии ионизации примесных атомов; E_0 – ширина запрещенной зоны; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Поскольку ΔE_d (ΔE_a) $\ll E_0$, то концентрация неосновных носителей гораздо меньше (почти в 10^7 раз) концентрации основных.

Если между кристаллами создан электрический контакт и свободные носители заряда получают возможность перехода из одного кристалла в другой, то кристаллы образуют единую термодинамическую систему и уровни Ферми устанавливаются на одинаковой высоте. При этом энергетические зоны в обоих кристаллах смещаются (меняется потенциальная энергия носителей) относительно друг друга (рис. 2), и в области контакта образуется потенциальный барьер, высота которого

$$\varphi = q_e U_k, \quad (1)$$

где q_e – заряд электрона; U_k – контактная разность потенциалов.

Потенциальный барьер

– это превышение дна зоны проводимости p -полупроводника по сравнению с таковой в n -полупроводнике.

Возникновение контактной разности потенциалов U_k контактного поля E_k и образование потенциального барьера φ происходит в результате следующих процессов: при создании контакта между кристаллами через него устремляются диффузионные потоки свободных электронов и дырок, в кристалле p -типа концентрация дырок значительно больше, чем в кристалле n -типа, поэтому из первого во второй будут переходить преимущественно дырки. По той же причине из кристалла n -типа в кристалл p -типа будут преимущественно переходить электроны.

Электроны, перешедшие из кристалла n -типа в кристалл p -типа, рекомбинируют с дырками. Рекомбинация в простейшем случае представляет столкновение электрона с дыркой, в результате чего носители заряда исчезают. Отрицательный заряд ионов акцепторной примеси в этом слое не компенсируется положительным зарядом дырок, и весь слой заряжается отрицательно. В кристалле n -типа при рекомбинации электронов с пришедшими сюда из кристалла p -типа дырками приконтактный слой заряжается положительно, так как положительный заряд ионов донорной примеси не компенсируется отрицательным зарядом свободных электронов.

В области контакта создается двойной электрический слой

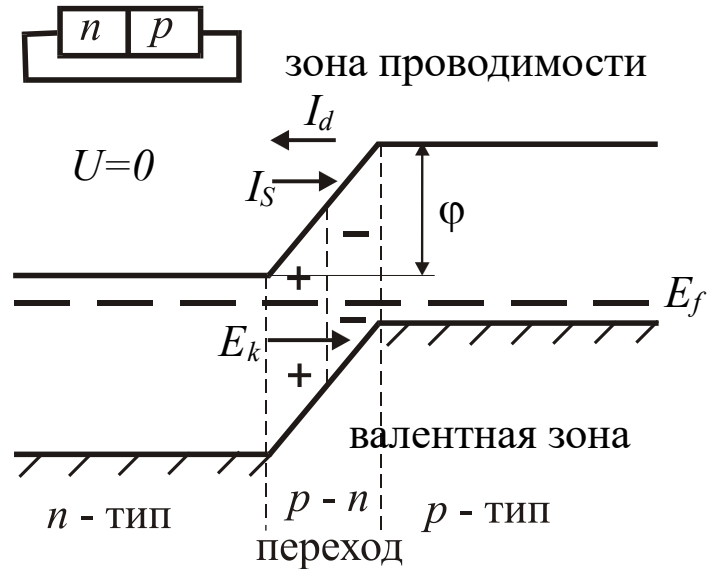


Рис. 2. Энергетическая диаграмма p - n -перехода в отсутствие внешних напряжений

объемных зарядов и контактное электрическое поле, напряженность которого направлена от кристалла ***n***-типа к кристаллу ***p***-типа. Приконтактная область обладает большим электрическим сопротивлением, так как концентрация свободных носителей заряда в ней очень мала. Этот приконтактный объем и является областью ***p-n***-перехода.

Электрическое поле, возникающее в области ***p-n***-перехода, препятствует дальнейшему движению основных носителей заряда через контакт. Неосновные носители, наоборот, контактным полем стимулируются к переходу через контакт.

В условиях равновесия через контакт переходят только те основные носители, энергия которых больше высоты потенциального барьера. Их концентрации

$$n_1 = n_0 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right), \quad p_1 = p_0 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right), \quad (2)$$

где n_0 и p_0 – концентрации основных носителей в кристаллах ***n***- и ***p***-типов.

Поток основных носителей через ***p-n***-переход представляет собой диффузионный ток I_d , направленный из ***p***- в ***n***-полупроводник. Наряду с основными носителями через ***p-n***-переход в противоположном направлении движутся неосновные носители. Их поток создает дрейфовый ток I_s , направленный из ***n***- в ***p***-полупроводник. В условиях равновесия токи I_d и I_s по величине равны, результирующий ток через переход равен нулю.

Внешнее напряжение, приложенное к области ***p-n***-перехода, нарушает равновесие, поэтому результирующий ток через переход становится отличным от нуля. Внешнее напряжение U , приложенное к ***p-n***-переходу, считается отрицательным или обратным, если потенциал кристалла ***p***-типа меньше потенциала кристалла ***n***-типа. При этом внешнее электрическое поле совпадает с контактным и увеличивает высоту потенциального барьера (рис. 3). Внешнее напряжение U считается положительным или прямым, если потенциал кристалла ***p***-типа больше потенциала кристалла ***n***-типа. В этом случае внешнее электрическое поле в ***p-n***-переходе направлено против контактного и уменьшает как его напряженность, так и высоту потенциального барьера.

Когда к области ***p-n***-перехода приложено обратное напряжение ($U < 0$), концентрации основных носителей, способных проникнуть через ***p-n***-переход, станут равны

$$n_1^o = n_0 \exp\left(-\frac{\Phi + q_e U}{kT}\right), \quad p_1^o = p_0 \exp\left(-\frac{\Phi + q_e U}{kT}\right). \quad (3)$$

Диффузионный ток I_d уменьшится, а дрейфовый I_s останется практически неизменным. Результирующий ток $I = I_d - I_s$ будет отличен от нуля и направлен от n - к p -полупроводнику. Он называется обратным током. При увеличении обратного напряжения сила тока I стремится к I_s , так как $I_d \rightarrow 0$.

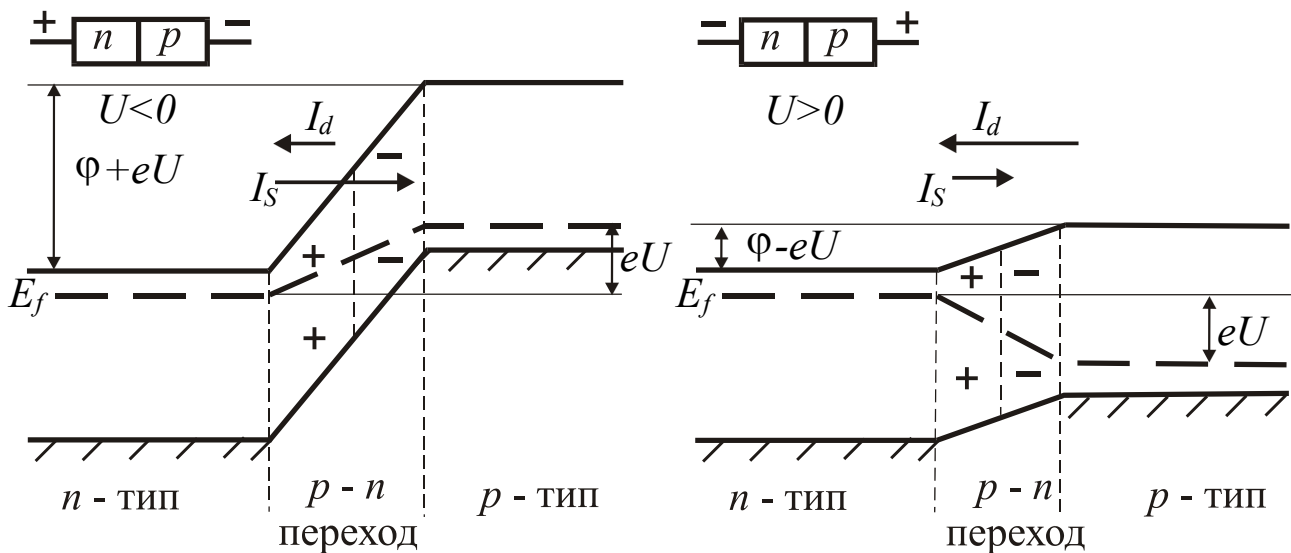


Рис. 3. Энергетическая диаграмма p - n -перехода при наложении внешних напряжений

Значение тока I_s пропорционально концентрации неосновных носителей, которая определяется множителем $\exp\left(-\frac{E_0}{2kT}\right)$,

$$I_s = C \cdot \exp\left(-\frac{E_0}{2kT}\right), \quad (4)$$

где C – множитель, слабо зависящий от температуры.

Величины I_s обычно малы и при комнатных температурах составляют $10^{-6} - 10^{-5}$ А для германиевых и $10^{-8} - 10^{-7}$ А для кремниевых полупроводников с площадью области p - n -перехода в несколько квадратных миллиметров.

Когда к p - n -переходу приложено прямое напряжение ($U > 0$), концентрации основных носителей, проходящих через p - n -переход, возрастают и становятся соответственно

$$n_1^n = n_0 \exp\left(-\frac{\Phi - q_e U}{kT}\right), \quad p_1^n = p_0 \exp\left(-\frac{\Phi - q_e U}{kT}\right). \quad (5)$$

Диффузионный ток резко увеличивается, а дрейфовый по-прежнему остается практически неизменным. Результирующий ток через **p-n**-переход $I = I_d - I_s$ оказывается весьма значительным и направлен от **p**- к **n**-полупроводнику. С ростом приложенного напряжения он увеличивается экспоненциально.

Зависимость тока через **p-n**-переход от приложенного к нему напряжения называется его *вольтамперной характеристикой*. Графически она представлена для разных температур на рис. 4, а уравнение ее имеет вид

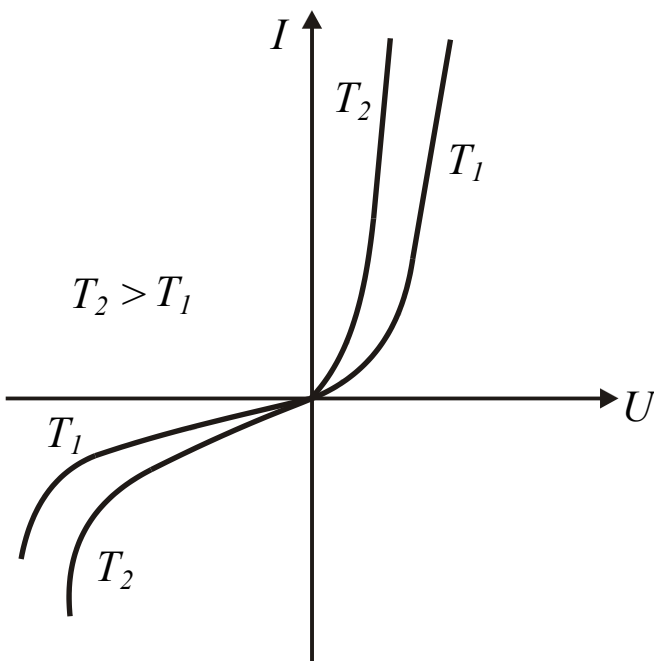


Рис. 4. Вольтамперная характеристика **p-n**-перехода

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{q_e U}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (6)$$

Вольтамперная характеристика **p-n**-перехода нелинейна, следовательно, он обладает свойством односторонней проводимости: имеет очень большое сопротивление при обратном напряжении и очень малое при прямом напряжении. При повышении температуры прямой ток через переход незначительно возрастает, так как концентрации основных носителей относительно слабо зависят от температуры. Обратный ток с повышением температуры растет быстро, так как он определяется концентрацией неосновных носителей, сильно завися-

щей от температуры согласно соотношению (4).

Нелинейный вид вольтамперной характеристики **p-n**-перехода позволяет использовать его для выпрямления переменного тока. Устройство, выполняющее такую роль, называют *выпрямительным диодом*. В предпробойной области диода небольшое изменение обратного напряжения может вызвать значительное изменение обратного тока. Этот

эффект используют для стабилизации напряжения, а диоды, предназначенные для работы в таком режиме, называют *стабилитронами*. На основе способности *p-n*-перехода изменять электрическую емкость от приложенного напряжения, созданы приборы, называемые *варикапами*. Существует еще множество приборов, использующих разнообразные свойства *p-n*-переходов. Зависимость сопротивления перехода от температуры используется при создании термисторов. Возникновение э. д. с. при освещении *p-n*-перехода и пропускании через него тока используется при создании различных фотоэлектрических приборов – фотодиодов, светодиодов, полупроводниковых лазеров. На основе структур *p-n*-переходов создаются транзисторы, интегральные микросхемы, которые используются во многих современных бытовых и производственных приборах, компьютерах и других устройствах.

3. Выполнение работы

3.1. Необходимые приборы: стенд для снятия вольтамперной характеристики диода, источник питания на 220 В.

На рис. 5 и 6 приведены электрическая и рабочая схемы.

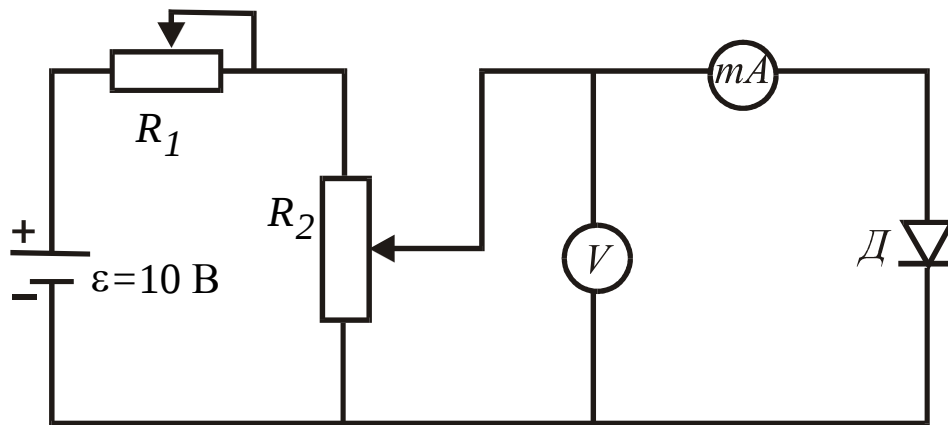


Рис. 5. Электрическая схема для снятия вольтамперной характеристики диода:

R_1, R_2 – потенциометры для плавной и грубой регулировки напряжения;

V – вольтметр постоянного тока с пределами 1, 5 и 10 В;

mA – миллиамперметр постоянного тока с пределами 3, 30, 90 мА
или микроамперметр на 100 и 500 мкА; Д – диод

Стенд состоит из блока питания, расположенного внизу, и измерительного блока. На лицевую панель блока питания выведены

переключатель режима работы (положения 0, 1, 2, 3, 4), тумблер «сеть», гнезда источников постоянного и переменного напряжений, ручки потенциометров «грубо» и «плавно» регулировки постоянного напряжения 10 и 1 В. Измерительный блок находится вверху и состоит из многопредельных вольтметра, миллиамперметра, микроамперметра, контактного поля, гнезд включения диода, триода, измерительных приборов. Установка нужных пределов измерения приборов осуществляется переключателями. Контактное поле предназначено для сборки электрической схемы. Оно состоит из отдельных гнезд, часть которых электрически соединена между собой. Все гнезда пронумерованы и могут быть подключены к схеме специальными проводниками, оканчивающимися штекерами.

3.2. Порядок выполнения работы

ВНИМАНИЕ! Все переключения на стенде делаются при выключенном тумблере «сеть». Включают этот тумблер под наблюдением преподавателя.

На стенде *предусмотрено выполнение работы в двух режимах.*

В первом режиме используется контактное поле, когда гнезда контактного поля соединяют с помощью специальных проводников со штекерами, при этом переключатель режимов устанавливают в положение 0.

Второй режим использует готовую собранную схему, специальные проводники не подключаются, необходимо лишь установить в гнезда диод и переключатель режимов в соответствующее положение 1 или 2. Снятие вольтамперной характеристики (зависимость тока через диод от приложенного напряжения) в прямом направлении – положение 1, в обратном направлении – положение 2.

К гнездам Д подключают диод Д-226 в прямом направлении (оно указано на лицевой панели стенда).

Устанавливают потенциометры регулировок «грубо» и «плавно» в левое крайнее положение.

Режим работы выбирает преподаватель.

В первом режиме переключатель режима устанавливают в положение 0. Собирают схему согласно рис. 6, соединяя проводниками выходные гнезда с соответствующими по знаку входными, гнезда 5 и 6 закорачивают проводником. В соответствии с полярностью подключают вольтметр к гнездам 1 и 8, а миллиамперметр – к гнездам 2 и 3.

Собранную схему проверяет преподаватель и включает тумблер «сеть».

Устанавливают пределы измерений на вольтметре 1 В, миллиамперметре 90 мА. С помощью потенциометров для регулировки напряжения «грубо» и «плавно» снимают зависимость тока через диод от приложенного напряжения в прямом направлении, не превышая тока в 90 мА.

Отключив напряжение, переключают диод на обратное направление, развернув его на 180° , на вольтметре устанавливают предел измерений 10 В, вместо миллиамперметра включают микроамперметр с пределом 100 мкА и снимают зависимость тока от напряжения в обратном направлении. Данные измерений записывают в табл. 1.

Во втором режиме переключатель режима переводят в положение 1. К гнездам Д подключают диод Д-226 в прямом направлении. Устанавливают пределы измерений на вольтметре 1 В, миллиамперметре 90 мА. С помощью потенциометров для регулировки напряжения «грубо» и «плавно» снимают зависимость тока через диод от приложенного напряжения в прямом направлении, не превышая тока в 90 мА.

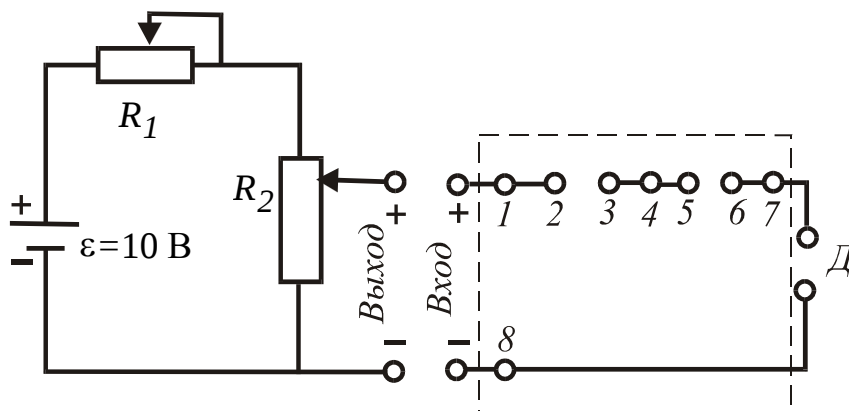


Рис. 6. Рабочая схема:

выход – выходные гнезда блока питания 10 В;
вход – входные гнезда измерительного блока 10 В;
Д – гнезда для включения диода;
1, 2 ... 7, 8 – гнезда контактного поля, выделенного штриховым
Прямоугольником

Отключив напряжение, устанавливают переключатель режима работы в положение 2. Меняют направление тока через диод на обратное, развернув его на 180° , на вольтметре устанавливают предел измерений 10 В, включают микроамперметр с пределом 100 мкА и снимают зависимость тока от напряжения в обратном направлении. Данные измерений записывают в табл. 1. По окончании работы выключают напряжение и вынимают вилку из розетки.

Таблица 1

Результаты измерений

U , В	0,0	+0,1	+0,2	+0,3	+0,4	+0,5	U , В	-1,0	-2,0	-3,0	-4,0	-5,0	-6,0	-7,0	-8,0	-9,0
I , мА							I , мкА									

По данным табл. 1 строят график вольтамперной характеристики p - n -перехода (см. рис. 4). Для обратной ветви характеристики используют другой масштаб.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что представляет собой p - n -переход?
2. Нарисуйте и поясните зонные схемы p - n -перехода в отсутствие приложенного напряжения при прямом и обратном напряжениях.
3. Какое направление тока называют прямым и обратным?
4. Назовите какие носители заряда в полупроводниках являются основными и неосновными, как они возникают?
5. Каковы аналитическое выражение и графическая вольтамперная характеристика p - n -перехода?
6. Поясните зависимости прямого и обратного токов от температуры.
7. Начертите электрическую схему.
8. Почему p - n -переход обладает свойством односторонней проводимости (выпрямляющими свойствами)?
9. Какие приборы можно изготовить на основе p - n -перехода?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Епифанов Г. И.* Физика твердого тела. М.: Высш. школа, 1977. 288 с.
- Зисман Г. А., Тодес О. М.* Курс общей физики. М.: Наука, 1965.
- Савельев И. В.* Курс общей физики. Т. 3. М.: Наука, 1989. 304 с.
- Трофимова, Т. И.* Курс физики. М.: Высш. школа, 1994. 541 с.
- Ивлиев А. Д.* Физика: учеб. пособие. Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2005. 255 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 65

ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

1. Цель работы

Целью работы является ознакомление с устройством, физикой явлений, способами включения и некоторыми характеристиками транзистора.

2. Краткая теория

Биполярным транзистором называется полупроводниковый прибор, состоящий из трех областей с чередующимися типами проводимости и способный усиливать мощность электрических сигналов. *Возможны два типа транзисторов ($p-n-p$ и $n-p-n$)*, на рис. 1 (а, б) показаны оба типа транзисторов, а на рис. 1 (в, г) их изображение в электрических схемах.

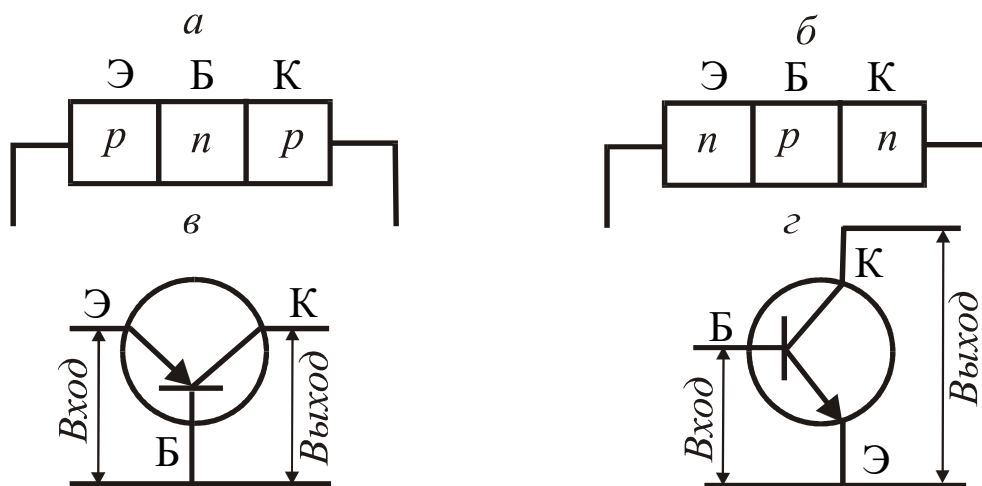


Рис. 1. Типы транзисторов

Области, из которых состоит транзистор, называются *эмиттером* Э, *базой* Б, *коллектором* К. Каждая из них имеет соответствующий вывод. Толщина базы в современных транзисторах не превышает 10 мкм, что обусловлено требованием отсутствия рекомбинационных процессов носителей заряда в базе. Напряжения к электродам транзистора подводятся таким образом, что на $p-n$ -переходе эмиттер-база оно в усилительных схемах оказывается всегда прямым (пропускным), а на $p-n$ -переходе база-коллектор – обратным (запирающим).

Возможны несколько способов включения транзисторов. Если общим электродом для входной и выходной цепей транзистора является база, то такое включение называют включением по схеме с общей базой (см. рис. 1, в). Однако эта схема, как будет показано дальше, не обеспечивает усиления по току, и на практике чаще используется схема с общим эмиттером (см. рис. 1, г). Существует также схема с общим коллектором, ее особенностью является высокое входное сопротивление.

Рассмотрим физику явлений, происходящих в транзисторе, на примере транзистора ***n-p-n***-типа, включенного по схеме с общей базой. В отсутствие напряжений на ***p-n***-переходах энергетическая диаграмма транзистора приводится на рис. 2.

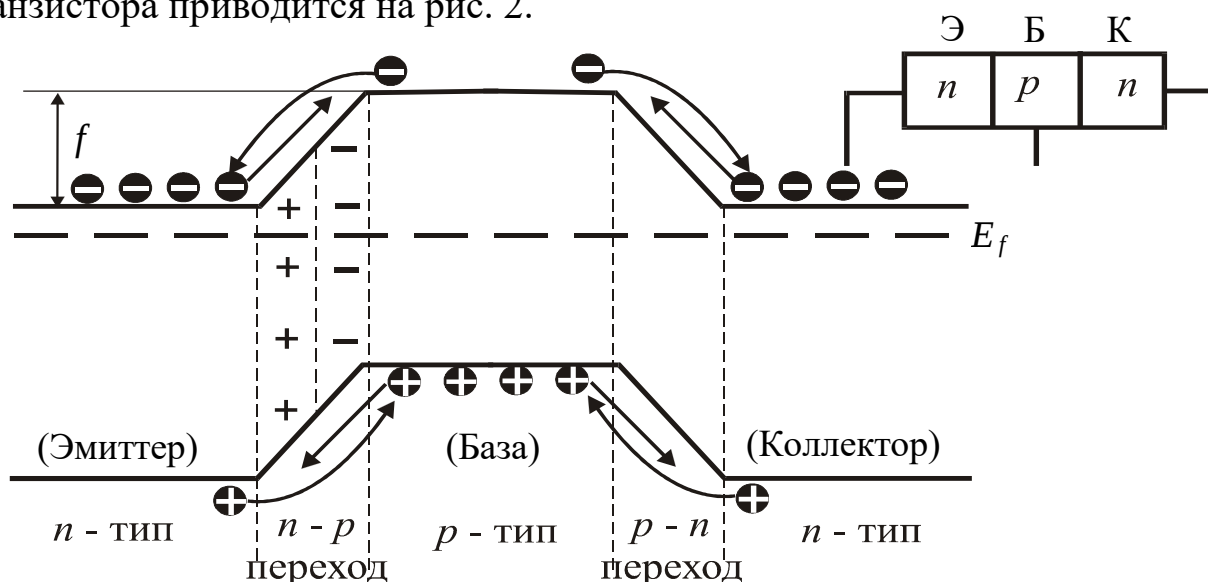


Рис. 2. Энергетическая диаграмма транзистора ***n-p-n***-типа в отсутствие внешних напряжений

Энергетическая диаграмма построена в соответствии с теорией ***p-n***-перехода. Через контакт эмиттера ***n***-типа с базой ***p***-типа возникает диффузия основных носителей – электронов из эмиттера в базу, дырок – в обратном направлении. При этом заряжаются приконтактные области: область со стороны базы – отрицательно, область со стороны эмиттера – положительно. Это обуславливает смещение энергетических уровней эмиттера и базы относительно друг друга и возникновение на образовавшемся ***p-n***-переходе потенциального барьера высотой

$$\varphi = q_e U_k, \quad (1)$$

где q_e – заряд электрона;

U_k – контактная разность потенциалов между эмиттером и базой.

Потенциальный барьер препятствует дальнейшему переходу через

контакт основных носителей – электронов из эмиттера и дырок из базы. При наличии потенциального барьера возможностью перехода обладают основные носители, имеющие энергию более величины $q_e U_k$. Количество таких носителей мало. Их исток образует диффузионный ток, направленный от базы к эмиттеру.

Неосновные носители (дырки в эмиттере, электроны в базе) также движутся через **p-n**-переход, причем их поток противоположен потоку основных носителей. Причиной их движения является контактная разность потенциалов, поток неосновных носителей образует дрейфовый ток, направленный из эмиттера в базу. В отсутствие внешних напряжений диффузионный и дрейфовый токи уравниваются, результирующий ток через **p-n**-переход равен нулю. Рассмотренные выше процессы движения носителей тока через **p-n**-переход показаны стрелками на рис. 2. Здесь же штриховой линией изображено положение уровня Ферми (E_f).

Аналогичные явления происходят на контакте коллектор-база, и энергетическая диаграмма транзистора **n-p-n**-типа в условиях равновесия приобретает форму выступа, обращенного вверх. Для транзистора **p-n-p**-типа выступ обращен вниз.

При работе транзистора на эмиттерный **p-n**-переход (эмиттер-база) подается постоянное напряжения порядка десятых долей вольта в прямом направлении, на коллекторный переход (база-коллектор) – постоянное напряжение до 10 В в обратном направлении. При этом высота потенциального барьера на эмиттерном переходе понижается, на коллекторном переходе увеличивается, а энергетическая диаграмма приобретает вид, показанный на рис. 3.

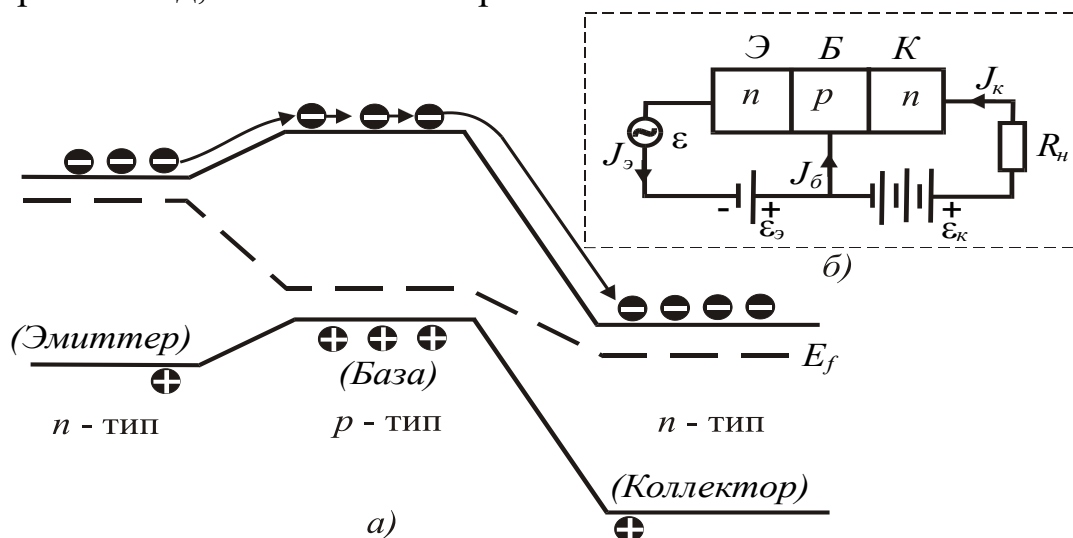


Рис. 3. Энергетическая диаграмма транзистора **n-p-n**-типа в усилительном режиме

Понижение высоты эмиттерного барьера резко увеличивает диффузионные потоки основных носителей через переход, оставляя неизменными дрейфовые потоки неосновных носителей.

Результирующий ток оказывается отличным от нуля.

В транзисторах база легирована примесями значительно слабее, концентрация основных носителей в ней много меньше, чем в эмиттере и коллекторе. По этой причине результирующий ток через переход эмиттер-база определяется потоком основных носителей эмиттера (в транзисторе ***n-p-n***-типа это электроны, в транзисторе ***p-n-p***-типа – дырки). Основные носители эмиттера, попав в базу, становятся неосновными.

Появление в базе неосновных носителей при протекании прямого тока через эмиттерный переход называется *инжекцией* (впрыскиванием). Инжектированные в базу носители (в нашем случае электроны) движутся в ней по всем направлениям, при этом часть из них рекомбинирует с основными носителями в базе – дырками. Остальные, дойдя до коллекторного перехода, увлекаются коллекторным полем в коллектор, создавая ток I_K . Поскольку толщина базы мала и концентрация основных носителей в ней много меньше концентрации неосновных, то большинство (~99 %) электронов, инжектированных в базу, доходят до коллекторного перехода, не рекомбинируя, а ток коллектора может достигать 0,995 значения тока эмиттера I_E . Поток дырок из базы в эмиттер создает очень небольшой ток базы I_B . Изменение тока эмиттера ΔI_E вызывает изменение тока коллектора ΔI_K , при этом коэффициент усиления по току в схеме с общей базой

$$\alpha = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_E} \approx 0,99 . \quad (2)$$

Включенный по схеме с общим эмиттером (общей базой) транзистор с цепями питания и нагрузочным сопротивлением R_H называется *усилительным каскадом* (рис. 3, б). Коэффициент усиления по напряжению при этом определяется отношением изменения напряжения на R_H к изменению напряжения на входе (эмиттере).

$$K = \frac{\Delta U_K}{\Delta U_E} . \quad (3)$$

Поскольку $\Delta I_K = \Delta I_E$, то $\Delta U_{\text{вых}} \gg \Delta U_{\text{вх}}$ и $K \gg 1$.

Рассмотрим действие транзистора в схеме с общим эмиттером (рис. 4).

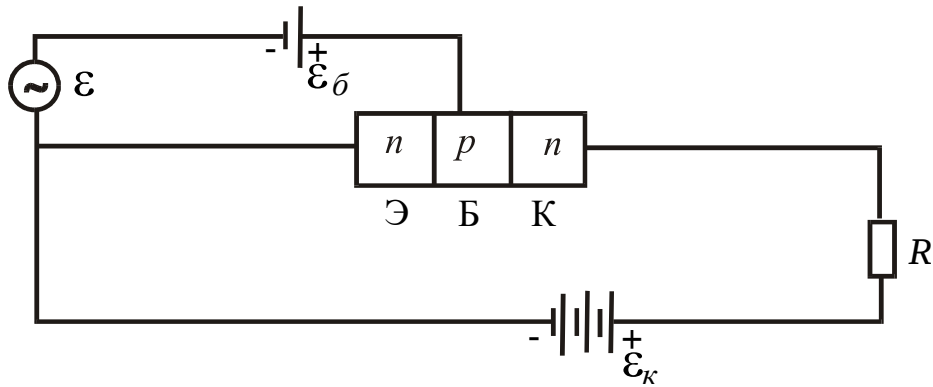


Рис. 4. Включение транзистора по схеме с общим эмиттером

Как и в схеме с общей базой, эмиттерный переход включен в прямом направлении, коллекторный переход – в обратном, поэтому основное падение напряжения источника тока E_K сосредоточено на коллекторном переходе. Поэтому принципиальных изменений в энергетической диаграмме транзистора при данном способе включения нет. Ток коллектора, как и ранее, определяется количеством электронов, инжектированных в базу из эмиттера.

Количество инжектированных в базу электронов будет регулироваться напряжением источников E_B , ε , которое будет менять высоту потенциального барьера на **p-n**-переходе эмиттера. Большая часть электронов, попавших в базу из эмиттера, переходит в область коллектора, и только малая часть уходит в цепь базы, создавая небольшой ток базы I_B по сравнению с током I_K .

Ток базы при данном способе включения является входным током. Его изменение, обусловленное изменением напряжения на переходе эмиттер-база, влечет за собой изменение тока коллектора. Изменение тока базы ΔI_B и изменение тока коллектора ΔI_K приблизительно пропорциональны самим токам, и поэтому коэффициент усиления по току

$$\beta = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_B} \approx \frac{I_K}{I_B} \gg 1. \quad (4)$$

Коэффициенты усиления по току в схемах с общим эмиттером общей базой связаны соотношением

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (5)$$

Коэффициент усиления K по напряжению определяется аналогично включению транзистора по схеме с общей базой, а коэффициент усиления по мощности оказывается при этом много больше.

3. Выполнение работы

3.1. Необходимые приборы: стенд для снятия характеристик транзистора, транзистор $n-p-n$ -типа, источники питания 1 и 10 В.

На рис. 5 показано возможное включение электроизмерительных приборов. Как и в работе № 64 (смотри описание стенда), на стенде предусмотрено выполнение работы в двух режимах.

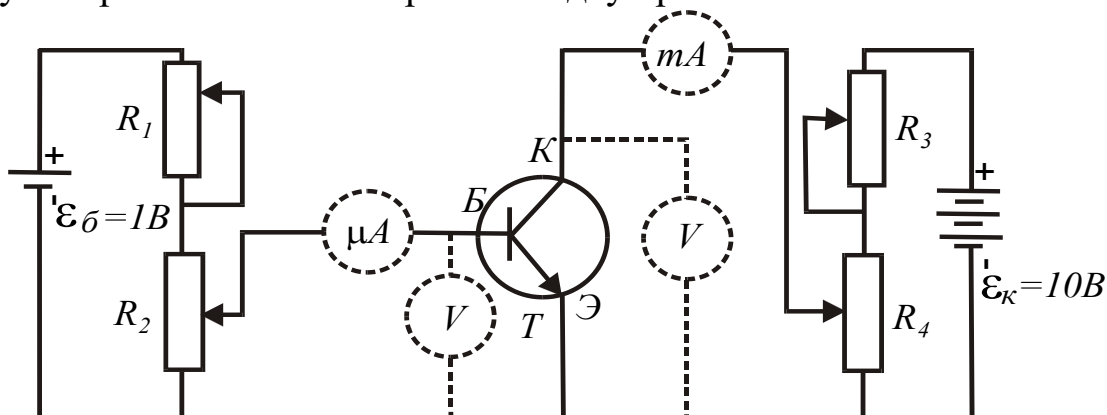


Рис. 5. Электрическая схема для снятия характеристик транзистора в схеме с общим эмиттером:

R_2, R_4 – потенциометры грубой регулировки напряжения;

R_1, R_3 – потенциометры плавной регулировки напряжения;

E_K, E_B – источники тока цепи коллектора и базы; Т – транзистор

Первый с помощью контактного поля, когда гнезда контактного поля соединяют с помощью специальных проводников со штекерами, при этом переключатель режимов устанавливают в положение **0**.

Второй режим использует готовую собранную схему, специальные проводники не подключаются, необходимо лишь установить в разъем транзистор и переключатель режимов в соответствующее положение **3** (при этом измеряется зависимость тока базы I_B от напряжения $U_{ЭБ}$ при $I_K = \text{const}$) или **4** (измеряются зависимость тока коллектора I_K от напряжения на коллекторе U_K при $I_B = \text{const}$ и зависимость тока коллектора I_K от тока базы I_B при $U_K = \text{const}$).

В первом режиме используемое контактное поле (четыре ряда нижних гнезд) позволяет изучить все возможные характеристики транзистора, которые в общем случае подразделяются на входные (зависимость тока базы I_B от напряжения $U_{ЭБ}$ при $I_K = \text{const}$); выходные (зависимость тока коллектора I_K от напряжения на коллекторе U_K при $I_B = \text{const}$), проходные или сквозные (зависимость тока коллектора I_K от тока базы I_B при $U_K = \text{const}$, позволяющая оценить коэффициент усиления по току). Для снятия этих характеристик необходима рабочая электрическая схема с использованием контактного поля, приведенная на рис. 6.

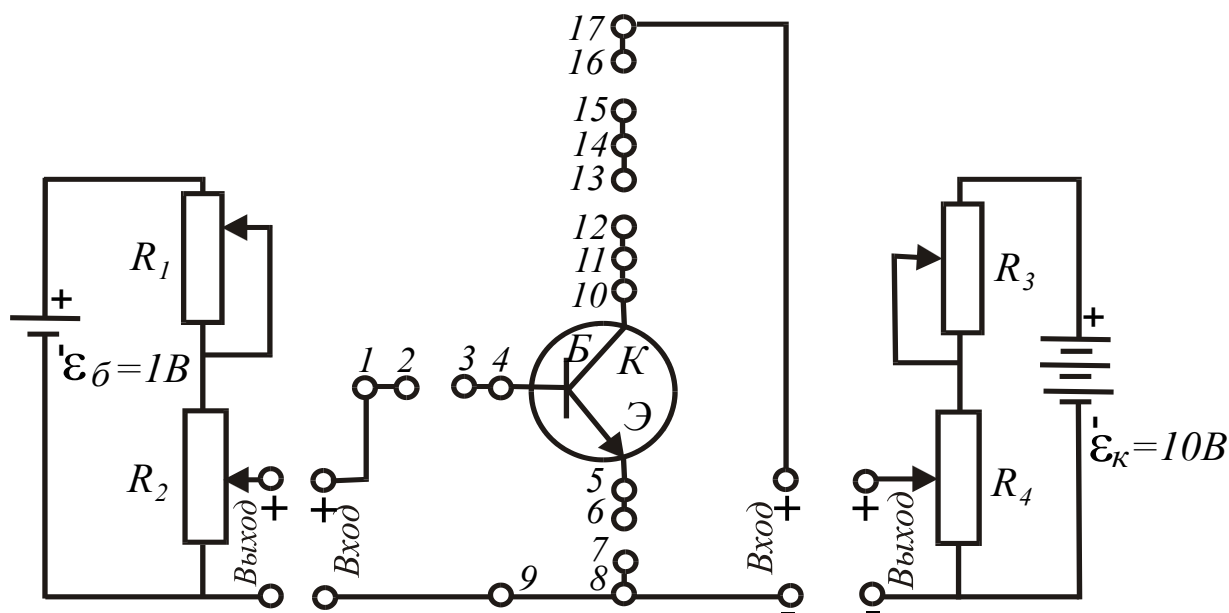


Рис. 6. Рабочая электрическая схема:
 выход – выходные гнезда блоков питания 1 и 10 В;
 вход – входные гнезда измерительного блока 1 и 10 В

3.2. Исследование характеристики $I_B = f(U_{ЭБ})$ при $U_K = 0$

Устанавливают потенциометры регулировки напряжения «грубо» и «плавно» в крайнее левое положение, соответствующее минимуму напряжения. На микроамперметре устанавливают предел 500 мкА, на миллиамперметре предел 3 мА.

Режим работы выбирает преподаватель.

Во втором режиме устанавливают переключатель режима работы в положение 3, и снимают зависимость $I_B = f(U_{ЭБ})$. Данные измерений записывают в табл. 1.

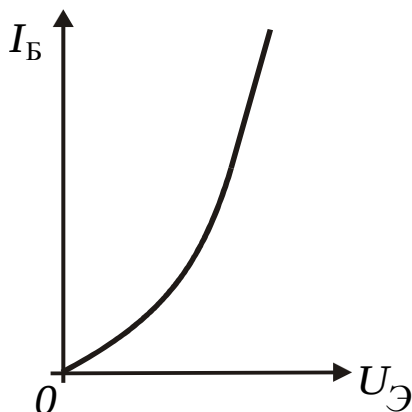
В первом режиме собирают схему согласно рис. 6, соединив проводниками гнезда выхода источников питания с соответствующими по знаку гнездами входа измерительного блока. Устанавливают на вольтметре предел измерений 1 В, включают его при помощи соединительных проводников в гнезда 1 и 5 контактного поля. Микроамперметр подключают к гнездам 2 – 3 контактного поля, миллиамперметр подключают к гнездам 12 – 13. Разрывы цепи между гнездами 6 – 7, 15 – 16 замыкают проводниками. После проверки схемы преподавателем включают тумблер «сеть».

Меняя напряжение, подаваемое на переход эмиттер-база, снимают зависимость $I_B = f(U_{ЭБ})$. Данные измерений записывают в таблицу 1.

Таблица 1

Зависимость тока базы от напряжения $U_{ЭБ}$ при $U_K = 0$

$U_{ЭБ},$ мВ	20	40	60	80	100	120	140	160	180
$I_B,$ мкА									



По полученным значениям строят график зависимости $I_B = f(U_{ЭБ})$.

При $U_K = 0$ и сравнивают его с теоретическим, приведенным на рис. 7.

Рис. 7. График зависимости $I_B = f(U_{ЭБ})$ при $U_K = 0$

3.3. Исследование характеристики $I_K = f(I_B)$ при $U_K = 7$ В

Устанавливают потенциометры регулировки напряжений в крайнее левое положение, выключают тумблер «сеть». По мере необходимости меняют пределы измерения миллиамперметра, начав с минимального в 1 мА. Опыт заканчивают при достижении тока коллектора в 20 мА.

Во втором режиме устанавливают переключатель режима работы в положение 4, и снимают зависимость $I_K = f(I_B)$, поддерживая постоянным напряжение $U_K = 7$ В. Данные измерений записывают в табл 2.

В первом режиме (положение переключателя режима работы 0) производят переключения в схеме. Микроамперметр и миллиамперметр оставляют на прежних местах, вольтметр подключают к гнездам 5 – 10 контактного поля, переключив предел измерений на 30 В.

Предлагают проверить схему преподавателю.

Включают тумблер «сеть», потенциометрами R_3 , R_4 устанавливают напряжение на коллекторе 7 В и в дальнейшем поддерживают его постоянным дополнительной регулировкой.

Потенциометрами R_1 , R_2 задают различные токи базы и снимают характеристику $I_K = f(I_B)$. Данные измерений записывают в табл. 2. После записи последнего значения уменьшают токи до нуля и выключают тумблер «сеть».

Таблица 2

Зависимость тока коллектора от тока базы при $U_K = 7$ В

I_B , мкА	0	50	100	150	200	250	300	350
I_K , мА								

По полученным значениям строят график зависимости $I_K = f(I_B)$ при $U_K = 7$ В, сравнивают его с теоретическим (рис. 8) и вычисляют коэффициент усиления по току по формуле (4).

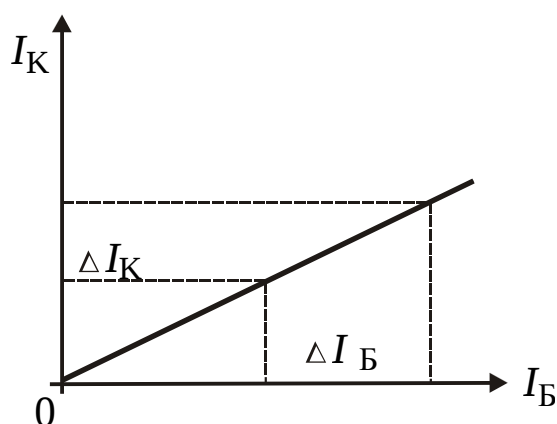


Рис. 8. График зависимости

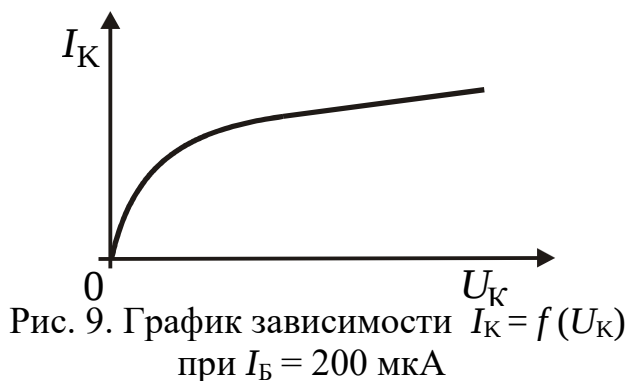
$$I_K = f(I_B) \text{ при } U_K = 7 \text{ В}$$

3.4. Исследование характеристики $I_K = f(U_K)$ при $I_B = 200$ мкА

И в первом, и во втором режимах используются такие же установки, как и в пункте 3.3. Устанавливают потенциометры регулировки напряжений в крайнее левое положение. Устанавливают следующие пределы электроизмерительных приборов: на микроамперметре 500 мкА, миллиамперметре 30 мА, вольтметре 10 В. С помощью потенциометров R_1 , R_2 устанавливают базовый ток 200 мкА и в дальнейшем поддерживают его неизменным. Меняя напряжение на коллекторе, снимают зависимость $I_K = f(U_K)$ до значений I_K , не превышающих 20 мА. Данные измерений записывают в табл. 3, после чего все напряжения и токи снижают до нуля и выключают тумблер «сеть».

**Зависимость тока коллектора от напряжения коллектора
при $I_B = 200 \text{ мкА}$**

$U_K, \text{В}$	0,0	0,4	0,8	1,2	2,0	4,0	6,0	8,0
$I_K, \text{мА}$								



По полученным данным строят график зависимости $I_K = f(U_K)$ при $I_B = 200 \text{ мкА}$, сравнивают его с теоретическим, изображенным на рис. 9.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что представляет собой транзистор, каковы типы транзисторов, их условное обозначение в схемах?
2. Каковы способы включения транзисторов в электрические цепи?
3. Нарисуйте энергетические диаграммы транзистора в отсутствие внешних напряжений, при наличии внешних напряжений.
4. Поясните протекание тока через транзистор.
5. Что представляют собой коэффициенты усиления по току и напряжению?
6. В чем преимущество включения транзистора с общим эмиттером?
7. Начертите электрическую схему включения транзистора с общими базой и эмиттером.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бушманов Б. Н., Хромов Ю. А. Физика твердого тела. М.: Высш. школа, 1971. 224 с.
- Лысов В. Ф. Практикум по физике полупроводников. М.: Просвещение, 1976. 207 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 66 ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

1. Цель работы

Целью работы является изучение эффекта Холла в полупроводниках, определение коэффициента Холла, концентрации и подвижности носителей тока.

2. Краткая теория

Эффектом Холла называется возникновение в образце с током плотностью $\vec{j}$, помещенном в магнитное поле $\vec{B}$ электрического поля $\vec{E}$, в направлении, перпендикулярном $\vec{B}$ и $\vec{j}$.

В опытах по изучению этого явления в образцах различных веществ измеряемой величиной является разность потенциалов Холла, однозначно связанная с электрическим полем.

Свойства полупроводников в основном определяются концентрацией носителей тока. Наиболее точный метод определения концентрации носителей основывается на эффекте Холла.

Пусть по пластине сечением S протекает электрический ток J в направлении, указанном на рис. 1 (направление движения электронов обратное). Разность потенциалов в отсутствие магнитного поля между электродами a и c , лежащими на одном из эквипотенциальных сечений пластины, равна нулю. Если создать магнитное поле $\vec{B}$, перпендикулярное направлению тока, то между боковыми гранями (электродами a и c) возникает разность потенциалов Холла.

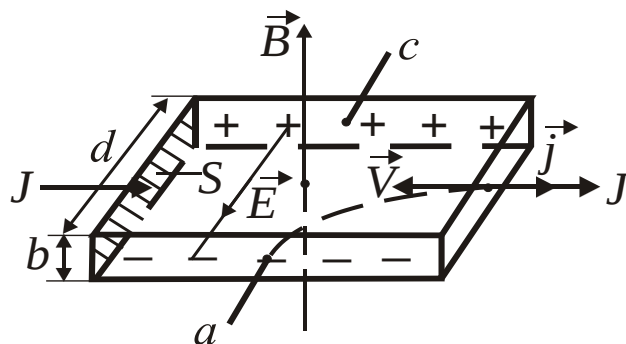


Рис. 1. Объяснение эффекта Холла

Экспериментально установлено, что разность потенциалов Холла U

пропорциональна индукции магнитного поля, силе тока и обратно пропорциональна толщине пластины b ,

$$U = R_x \frac{JB}{b}. \quad (1)$$

Множитель R_x , зависящий от рода вещества, называется *коэффициентом Холла*.

Рассмотрим механизм появления разности потенциалов U . Как известно, на движущийся с дрейфовой скоростью V заряд e в магнитном поле действует сила Лоренца, перпендикулярная скорости движения и направлению поля,

$$F = q_e VB. \quad (2)$$

Под действием силы Лоренца носители тока отклоняются к ближней грани пластины, заряжая ее отрицательно. На дальней грани при этом возникает равный по величине положительный заряд. Внутри пластины появляется поперечное электрическое поле E , а между гранями - разность потенциалов U .

Отклонение носителей продолжается до тех пор, пока возбужденное ими поле E не уравнивает отклоняющее действие магнитного поля, или,

$$Eq_e = q_e VB. \quad (3)$$

Умножив обе части этого равенства на концентрацию носителей n , получим

$$Eq_en = q_e VBn = jB, \quad (4)$$

где j - плотность тока в образце.

Учитывая, что

$$j = \frac{J}{S} = \frac{J}{bd}, \quad (5)$$

$$U = Ed, \quad (6)$$

а имеем

$$U = \frac{1}{nq_e} \cdot \frac{JB}{b} = R_x \frac{JB}{b}. \quad (7)$$

Коэффициент Холла

$$R_x = \frac{1}{nq_e}. \quad (8)$$

Это выражение справедливо для металлов или вырожденных полупроводников, у которых носители тока подчиняются распределению Ферми-Дирака.

Учет статистического распределения скоростей носителей тока в невырожденных полупроводниках приводит к появлению добавочного множителя A , называемого *холл-фактором*. Значение A зависит от механизма рассеяния носителей тока. При рассеянии на ионизированных примесных атомах $A = 1,93$, при рассеянии на тепловых колебаниях решетки $A = 3\pi/8$.

В используемом датчике Холла из арсенида индия

$$R_x = \frac{3\pi}{8nq_e}. \quad (9)$$

Зная R_x , можно найти концентрацию носителей

$$n = \frac{3\pi}{8R_x q_e}. \quad (10)$$

Одновременное измерение R_x и электропроводности σ позволяет вычислить подвижность носителей u , т. е. скорость дрейфа в поле напряженностью 1 В/м. Действительно, электропроводность

$$\sigma = q_e n u. \quad (11)$$

Исключая концентрацию носителей, после преобразований получим

$$u = \frac{8R_x \sigma}{3\pi}. \quad (12)$$

Помимо возможности определения концентрации носителей, эффект Холла позволяет определить знак носителей и тип проводимости. Для электронных полупроводников $R_x < 0$, для дырочных $R_x > 0$.

При выполнении работы, как правило, не удастся расположить электроды a и c (см. рис. 1) на эквипотенциальном сечении образца. Из-за этого имеется некоторая разность потенциалов U_0 между электродами a и c в отсутствие магнитного поля $\vec{B}$. Ее знак не зависит от направления $\vec{B}$. Для исключения U_0 , производят измерения U при противоположных направлениях $\vec{B}$.

$$U' = U + U_0 \quad (\text{прямое поле}), \quad (13)$$

$$U'' = -U + U_0 \quad (\text{обратное поле}).$$

Вычитая из первого выражения второе, получаем, что холловская разность потенциалов

$$U = \frac{U' - U''}{2}. \quad (14)$$

Работа сводится к измерению U' , U'' для различных токов, пропускаемых через датчик. По величине U из выражения (1) находится коэффициент Холла

$$R_x = \frac{Ub}{JB}. \quad (15)$$

Концентрация носителей вычисляется по формуле (10).

По прилагаемым характеристикам датчика D находится электропроводность

$$\sigma = \frac{\ell}{RS}, \quad (16)$$

где ℓ , R , S – длина, сопротивление и поперечное сечение датчика.

Зная R_x и σ по формуле (12) вычисляют подвижность носителей u .

Области приложения эффекта Холла в науке и технике достаточно разнообразны. В научной практике эффект Холла используют для определения концентрации и типа носителей, для оценки ширины запрещенной зоны, энергии ионизации носителей (по температурной зависимости R_x в полупроводниках). В комплексе с измерениями электропроводности эффект Холла позволяет вычислять подвижность токоносителей, ее температурную зависимость. В геологических науках подобное применение пока носит эпизодический характер. В области техники специальные датчики Холла широко используются для измерения магнитных полей, в частности, при магнитных методах обогащения полезных ископаемых. Датчики Холла используют для бесконтактного измерения токов в отдельных участках цепи, а также для измерения тока в пучках заряженных частиц. Существуют возможности создания на основе эффекта Холла магнитометров и усилителей.

3. Выполнение работы

3.1. Необходимые приборы: постоянный магнит, источник постоянного тока ε на 3В, датчик Холла Д, магазин сопротивлений РЗЗ, балластное сопротивление R_6 , амперметр А на 0,15 А, ключ К, цифровой вольтметр ЦВ.

3.2. Порядок выполнения работы

Проверяют измерительную схему, руководствуясь рис. 2.

Включают цифровой вольтметр и блок питания в сеть 220 В, дают прогреться в течение 5 мин.

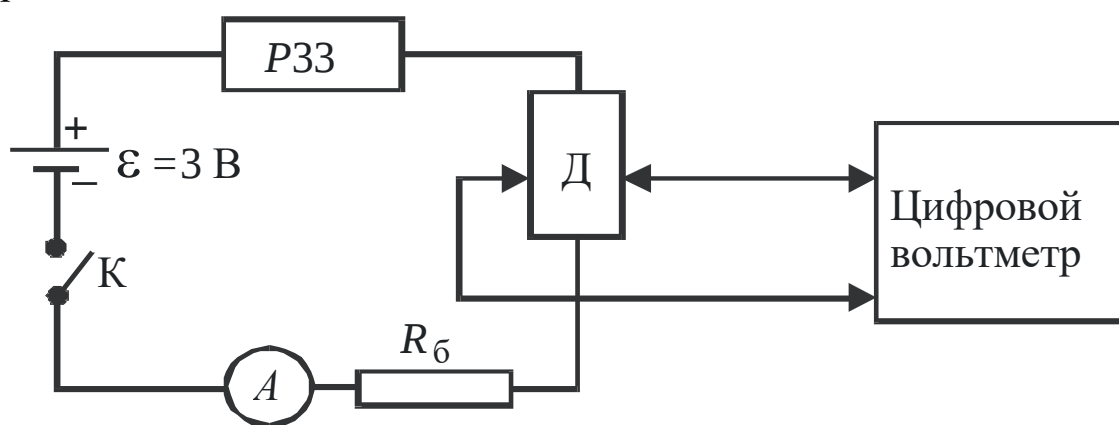


Рис. 2. Схема цепи для изучения эффекта Холла

В присутствии преподавателя ключом К замыкают цепь питания датчика и с помощью магазина сопротивлений РЗЗ устанавливают ток 0,04 А. Помещают оправу с датчиком Д в зазор магнита. Установив пределы измерения на цифровом вольтметре 100 мВ, производят измерение U' . Изменив положение датчика в зазоре магнита на 180° , измеряют U'' . Результаты измерений записывают в табл. 1.

Аналогичные измерения производят при остальных токах, указанных в таблице. Величина индукции магнитного поля и данные о датчике Холла указаны на лабораторном столе, их записывают в нижнюю строчку таблицы. По окончании измерений уменьшают ток до нуля, размыкают цепь питания датчика, выключают питание цифрового вольтметра и источника питания.

По данным наблюдений находят средние значения R_H , n , и по формулам (15), (10), (12) соответственно, а также средние абсолютные и относительные погрешности этих величин.

Таблица 1

Результаты измерений

J	U'	U''	U	R_x	ΔR_x	n	Δn	u	Δu
A	мВ			м ³ /Кл		1/м ³		м ² /(В·с)	
0,04									
0,05									
0,06									
0,07									
0,08									
Средние значения									
$B =$		$b =$		$S =$		$R =$		$\ell =$	

Окончательные результаты записывают в виде:

$$R_x = \bar{R}_x \pm \Delta \bar{R}_x, \quad (17)$$

$$n = \bar{n} \pm \Delta \bar{n}, \quad (18)$$

$$u = \bar{u} \pm \Delta \bar{u}. \quad (19)$$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается эффект Холла?
2. Вывести формулу для разности потенциалов Холла.
3. Чему равно значение коэффициента Холла для металлов, примесных полупроводников?
4. Поясните схему включения приборов.
5. Расскажите порядок выполнения работы.
6. Как исключить влияние разности потенциалов между электродами датчика в отсутствие магнитного поля?
7. Что называется подвижностью носителей тока, в чем она измеряется?
8. Как вычисляются концентрация и подвижность носителей тока?
9. Приведите примеры применения эффекта Холла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бушманов Б. Н., Хромов Ю. А. Физика твердого тела. М.: Высш. школа, 1971. 224 с.

Овчинников И. К. Конспект лекций по законам теплового излучения, физике атома и твердого тела. Свердловск: Изд. СГИ, 1973. 216 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 67

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭФФЕКТА

1. СНЯТИЕ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАКУУМНОГО ФОТОЭЛЕМЕНТА

1.1. Цель работы

Целью работы является изучение явления внешнего фотоэффекта, исследование физических характеристик вакуумного фотоэлемента.

1.2. Краткая теория

Различают внешний и внутренний фотоэффект. *Внешним фотоэффектом* называется вырывание электронов с поверхности металлов под действием света.

Установка для изучения внешнего фотоэффекта показана на рис. 1.

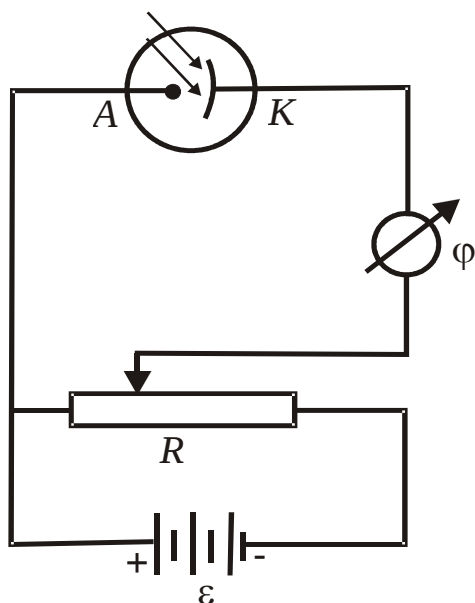


Рис. 1. Установка для изучения фотоэффекта

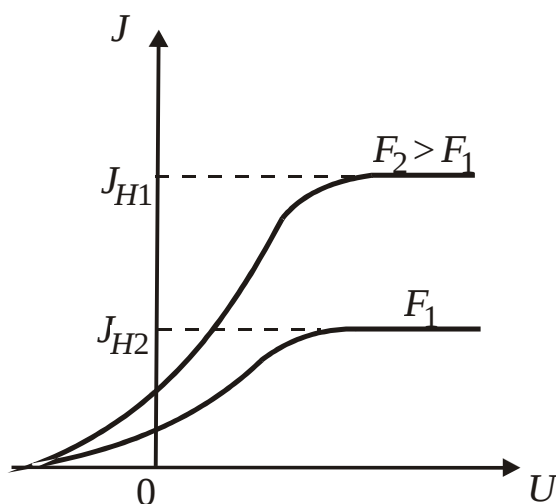


Рис. 2. Вольтамперная характеристика

Свет падает на металлический катод К стеклянного баллона, из которого выкачан воздух. Между катодом К и анодом А приложено напряжение, регулируемое потенциометром R . Электроны, выбитые из катода, движутся к аноду и создают в цепи ток, регистрируемый гальванометром G . Зависимость фототока J от величины напряжения U при неизменном световом потоке F называется *вольтамперной характеристикой* (рис. 2). Наблюдаемый незначительный ток при нулевом

и даже отрицательном напряжениях объясняется тем, что часть электронов, покинувших катод, может достигнуть анода. При увеличении напряжения ток растет до тока насыщения J_H , когда все фотоэлектроны достигают анода.

Явление внешнего фотоэффекта было изучено в 1889 году русским ученым Столетовым.

Первый закон Столетова утверждает, что фототок насыщения прямо пропорционален световому потоку,

$$J_H = \kappa \cdot F, \quad (1)$$

где κ – фоточувствительность освещаемой поверхности, т. е. величина, равная току насыщения, возникающему под действием светового потока в один люмен.

В соответствии со вторым законом максимальная скорость фотоэлектронов зависит от частоты падающего света, но не зависит от его интенсивности.

Третий закон Столетова заключается в том, что для каждого вещества существует так называемая красная граница фотоэффекта, т. е. максимальная длина волны, при которой еще возможен фотоэффект.

Объяснить второй и третий законы Столетова удалось лишь с помощью квантовых представлений о физической природе света. Согласно Планку свет представляет собой поток квантов (фотонов). Записав закон сохранения энергии для системы, состоящей из фотона и электрона, Эйнштейн получил, что энергия кванта

$$h\nu = A + \frac{mV_{\max}^2}{2}, \quad (2)$$

где h – постоянная Планка, равная $6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с;

ν – частота света;

A – работа выхода электрона из металла;

$\frac{mV_{\max}^2}{2} = W_k$ – максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона.

Уравнение подтверждает, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов зависит только от частоты и не зависит от интенсивности света.

Фотоэффект не наблюдается при частоте, меньше граничной частоты

$$\nu_0 = \frac{A}{h}. \quad (3)$$

Учитывая связь частоты света с длиной его волны в вакууме, получаем, что красная граница соответствует длине волны

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{ch}{A}, \quad (4)$$

где c – скорость света в вакууме, равная $3 \cdot 10^8$ м/с.

В данной работе с помощью стенда ЭС-6 изучается вольтамперная характеристика вакуумного фотоэлемента СЦВ-3. СЦВ-3 вакуумный фотоэлемент с сурьмяно-цезиевым катодом CsSb. Он представляет собой стеклянный баллон, из которого выкачан воздух, с расположенным в нем кольцевым анодом. На внутреннюю поверхность баллона нанесен тонкий сурьмяно-цезиевый слой, являющийся фотокатодом. Граничная частота ν_0 этого катода находится в красной части спектра. Если на анод подать положительный потенциал, то при освещении фотокатода электроны, вырывающиеся светом, достигают анода и образуют фототок.

1.3. Выполнение работы

Включают стенд в сеть с напряжением 220 В, устанавливают тумблер «сеть» в положение «вкл», тумблер В₇ – в положение «вакуумный» (рис. 3).

Установив световой поток F_1 , равный 0,23 лм, потенциометром R меняют напряжение U в пределах, указанных в табл. 1, в которую записывают полученные данные. Повторяют измерения при световом потоке 0,46 лм.

Значения анодного напряжения определяют по формуле

$$U_A = U - J \cdot R_H, \quad (5)$$

где R_H – нагрузочное сопротивление, равное 100 кОм.

По данным наблюдений строят вольтамперные характеристики (см. рис. 2). Для вакуумного фотоэлемента рабочим режимом является режим насыщения.

Результаты измерений

$U, \text{В}$	$F_1=0,23 \text{ лм}$			$F_2=0,46 \text{ лм}$		
	$J, \text{мкА}$	$J \cdot R_H, \text{В}$	$U_a, \text{В}$	$J, \text{мкА}$	$J \cdot R_H, \text{В}$	$U_a, \text{В}$
0						
10						
20						
30						
40						
50						

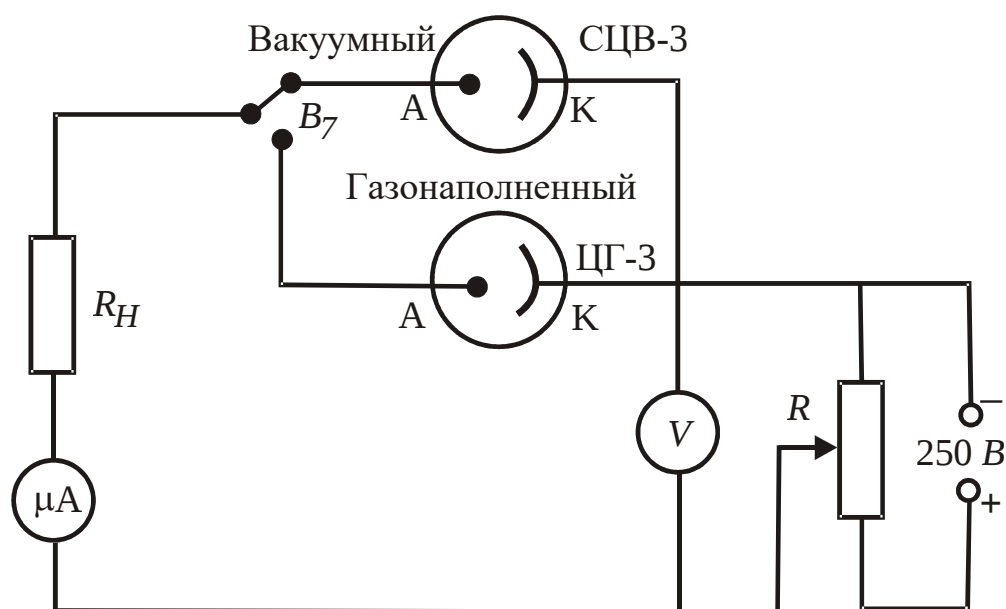


Рис. 3. Схема цепи с вакуумным и газонаполненным фотоэлементами

По графикам определяют чувствительность фотоэлемента

$$K = \frac{\Delta J}{\Delta F}, \quad (6)$$

где ΔJ – разность токов насыщения при потоках F_1 и F_2 ;

ΔF – разность световых потоков.

Чувствительность сурьмяно-цезиевых фотоэлементов составляет $(0,5 \div 1,5)10^{-4}$ А/лм.

2. СНЯТИЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОНАПОЛНЕННОГО ФОТОЭЛЕМЕНТА

2.1. Цель работы

Целью работы является изучение зависимости фототока от приложенного напряжения для газонаполненного фотоэлемента ЦГ-3.

2.2. Краткая теория

Фотоэлемент ЦГ-3 наполнен разреженным инертным газом аргоном до давления 10^{-2} мм рт. ст. и имеет кислородно-цезиевый катод. Ток в цепи такого фотоэлемента значительно больше, чем у вакуумного. Это объясняется тем, что первичные фотоэлектроны при движении к аноду испытывают многократные столкновения с атомами газа и ионизируют их, в результате число носителей тока увеличивается.

Чувствительность газонаполненных фотоэлементов больше, чем у вакуумных, и составляет примерно 10^{-3} А/лм. Газонаполненные фотоэлементы менее стабильны в работе и обладают большей инерционностью.

Фотоэлементы широко применяются в современной промышленности, в частности в горном деле. Они используются для автоматического управления шахтной вентиляцией, освещением, для регулирования скорости движения подъемных установок, при фотоэлектрическом методе сортировки полезных ископаемых и др.

2.3. Выполнение работы

Для снятия вольтамперных характеристик газонаполненного фотоэлемента используется электрическая схема (см. рис. 3). Тумблер B_7 на стенде ЭС-6 устанавливают в положение «газонаполн», включают тумблер «сеть». Потенциометром R меняют напряжение в пределах, указанных в табл. 2, сначала при световом потоке 0,14 лм, затем 0,28 лм, записывают значения токов.

Результаты измерений

$U, \text{В}$	$F_1=0,14 \text{ лм}$			$F_2=0,28 \text{ лм}$		
	$J, \text{мкА}$	$J \cdot R_H, \text{В}$	$U_a, \text{В}$	$J, \text{мкА}$	$J \cdot R_H, \text{В}$	$U_a, \text{В}$
0						
50						
100						
150						
200						
250						
300						

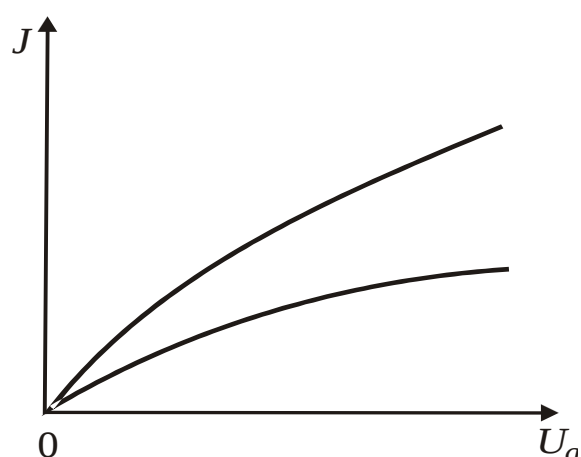


Рис. 4. Вольтамперная характеристика газонаполненного фотоэлемента

Анодное напряжение U_a вычисляют согласно формуле (6), а чувствительность по формуле (6), взяв за ΔJ разность токов при напряжении 100 В.

По данным табл. 2 строят графики, примерный вид которых приведен на рис. 4.

2. СНЯТИЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОРЕЗИСТОРА

3.1. Цель работы

Целью работы является изучение внутреннего фотоэффекта (фотопроводимости) и исследование зависимости фототока от приложенного напряжения.

3.2. Краткая теория

Внутренний фотоэффект наблюдается в полупроводниках и изоляторах. Фотоны освобождают связанные электроны, которые становятся свободными и могут участвовать в переносе заряда.

Если энергия кванта $h\nu$ превышает ширину запрещенной зоны E_0 , то поглотивший квант электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости (рис. 5, а). В результате появляется дополнительная к темновой пара носителей тока – электрон и дырка, что проявляется в увеличении электропроводности вещества. Такая *проводимость* называется *собственной*.

Если же в веществе имеются примеси, то электроны под действием света могут переходить из валентной зоны на акцепторные уровни (рис. 5, б) или с донорных уровней в зону проводимости (рис. 5, в). В первом случае возникает дырочная, а во втором – электронная фотопроводимости, обусловленные возрастанием концентрации токоносителей. Энергия кванта при этом механизме должна быть больше энергии ионизации соответствующих примесей (E_a или E_d). Такую проводимость называют примесной.

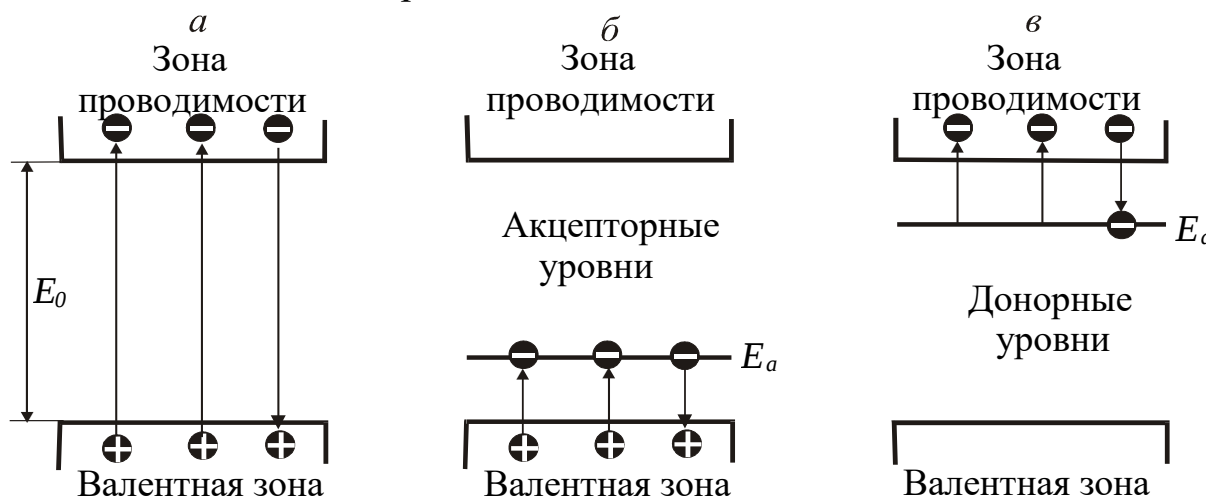


Рис. 5. Зонные схемы возникновения фотопроводимости

Итак, при облучении светом уменьшается электрическое сопротивление, увеличивается электропроводность.

Возбуждение светом носителей тока всегда сопровождается рекомбинацией электронов и дырок. После прекращения освещения остаются лишь те носители тока, которые возбуждены тепловыми колебаниями атомов, что обуславливает темновую проводимость полупроводника.

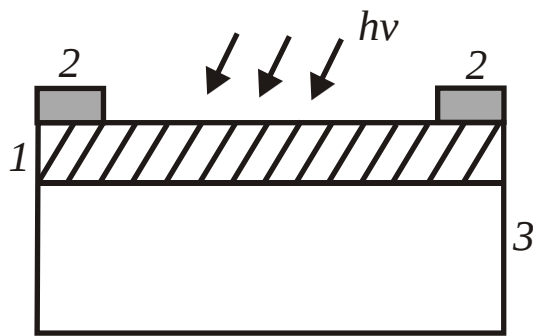


Рис. 6. Устройство фоторезистора

На внутреннем фотоэффекте основано действие фоторезисторов (фотосопротивлений). В данной работе применяется фоторезистор ФСК-1 (рис. 6). Фотоактивным веществом в нем является тонкий слой 1 сульфида кадмия CdS , наносимый напылением на изолирующую подкладку 3. На фотоактивный слой напыляются металлические контакты 2.

Фоторезисторы находят широкое применение в различных схемах автоматики и контроля, а также для целей фотометрии. Их недостатком является заметная инерционность, они не пригодны для регистрации быстропеременных процессов.

3.3. Выполнение работы

Для снятия вольтамперных характеристик ФСК-1 используется схема, изображенная на рис. 7.

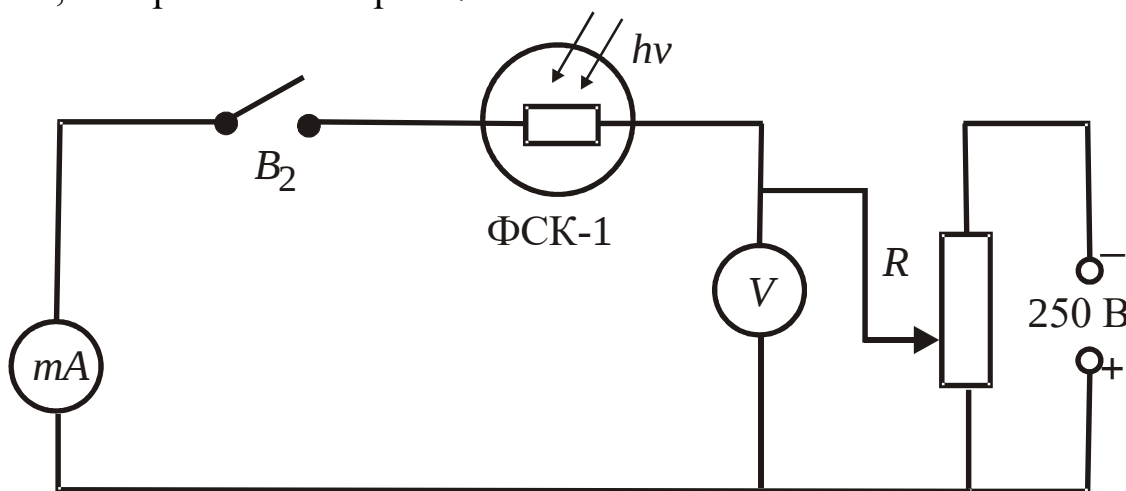


Рис. 7. Схема цепи с фоторезистором

Тумблером B_2 замыкают электрическую цепь. Изменяют напряжение U потенциометром R и записывают в табл. 3 значения токов при разных световых потоках.

Таблица 3

Результаты наблюдений

U, В	$F = 0$	$F_1 = 0,006 \text{ лм}$	$F_2 = 0,012 \text{ лм}$
	J, А	J, А	J, А
0			
10			
20			
30			
40			
50			
60			
70			
80			
90			

По результатам измерений строят вольтамперные характеристики (рис. 8), которые у большинства фоторезисторов линейны в широком диапазоне напряжений.

Определяют чувствительность фоторезистора по формуле (6) при напряжении, равном 30 В.

Рассчитывают темновое и световое сопротивления

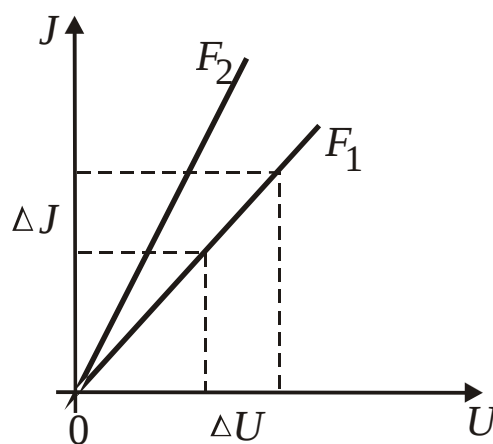


Рис. 8. Вольтамперные характеристики фоторезистора

$$R = \frac{\Delta U}{\Delta J} \quad (7)$$

где ΔU — разность напряжений; ΔJ — соответствующая разность токов.

4. СНЯТИЕ НАГРУЗОЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕНТИЛЬНОГО ФОТОЭЛЕМЕНТА

4.1. Цель работы

Целью работы является определение фотоэлектродвижущей силы и чувствительности фотоэлемента.

4.2. Краткая теория

Вентильная фотоэлектродвижущая сила является наиболее важной среди других фотоЭДС, наблюдаемых в полупроводниках. Она возникает в случаях, когда светом генерируются носители заряда вблизи потенциального барьера. Генерация токоносителей является результатом внутреннего фотоэффекта. Потенциальные барьеры возникают на ***p-n***-переходах, называемых иногда *вентильми* из-за их односторонней проводимости. Поэтому возникающая при освещении ***p-n***-переходов ЭДС в физике получила название *вентильной фотоЭДС* (ϵ_{Φ}).

Физическая причина возникновения ϵ_{Φ} заключается в том, что потенциальный барьер ***p-n***-перехода разделяет движущиеся в одном направлении потоки токоносителей, возбуждаемых светом. В физике полупроводников за уровень отсчета энергии электронов и дырок обычно выбирается уровень Ферми. При этом энергия электронов E_e возрастает вверх от уровня Ферми, энергия дырок – вниз от уровня Ферми (рис. 9).

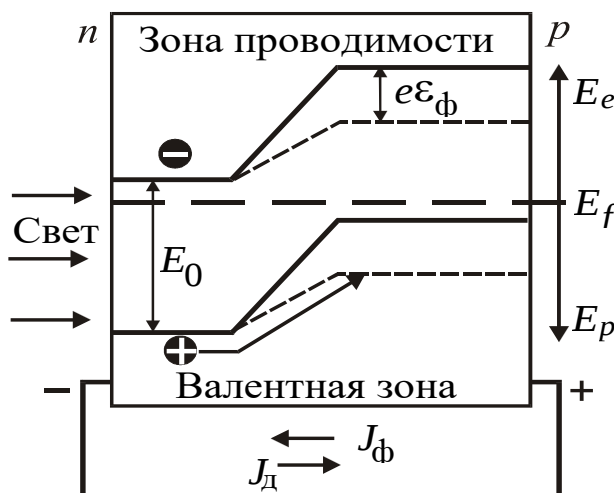


Рис. 9. Происхождение вентильной фото-ЭДС: случае на ***n***-область).

E_0 – ширина запрещенной зоны;

E_f – энергия Ферми

Рассмотрим кристалл полупроводника, в глубине которого создан ***p-n***-переход.

На рис. 9 приведена зонная схема ***p-n***-перехода (пунктиром показаны края зон при освещении).

Положим, что сильно поглощаемое излучение падает на грань кристалла, параллельную плоскости ***p-n***-перехода (в нашем

случае на ***n***-область). Будем также считать, что получившийся фото-элемент разомкнут.

Возникшие в результате внутреннего фотоэффекта на малой глубине от освещаемой поверхности фотоэлектроны и фотодырки будут диффундировать в глубину кристалла. Та их часть, которая не успевает рекомбинировать, достигает ***p-n***-перехода. Для основных носителей (электронов ***n***-области) ***p-n***-переход представляет собой потенциальный барьер, поэтому они не могут перейти в ***p***-об-

ласть, для неосновных носителей (дырок в n -области) p - n -переход, в противоположность электронам, представляет собой потенциальную яму, куда они и скатываются, образуя фототок J_Φ , направленный из n - в p -область вентиля. Вследствие протекания фототока p -область вентиля заряжается положительно, n -область – отрицательно, уменьшая при этом потенциальный барьер, существовавший до освещения. Нарушение равновесия зарядов вызывает диффузию основных носителей, стремящихся восстановить равновесие. Диффузионный ток J_d направлен против фототока J_Φ .

В результате между разомкнутыми электродами фотоэлемента устанавливается такая фотоЭДС $\mathcal{E}_\Phi$, при которой результирующий через p - n -переход ток равен нулю. Отметим, что $\mathcal{E}_\Phi$ эквивалентна по своему действию на потенциальный барьер некоторому внешнему напряжению, приложенному к p - n -переходу в прямом направлении. Поэтому

$$J_\Phi - J_d = J_\Phi - J_s \left(\exp\left(\frac{q_e \mathcal{E}}{kT}\right) - 1 \right) = 0, \quad (8)$$

где J_s – темновой ток насыщения вентиля. Отсюда

$$\mathcal{E}_\Phi = \frac{kT}{q_e} \ln \left(1 + \frac{J_\Phi}{J_s} \right). \quad (9)$$

Если электроды фотоэлемента замкнуты на внешнюю нагрузку (рис. 10), то напряжение U между ними будет меньше $\mathcal{E}_\Phi$, а в цепи потечет не равный нулю ток

$$J = J_\Phi - J_d, \quad (10)$$

определяемый соотношением (8). При коротком замыкании $U = 0$, а $J = J_\Phi$. На практике такое состояние фотоэлемента не наблюдается, поскольку примыкающие к p - n -переходу n - и p -области обладают некоторым сопротивлением.

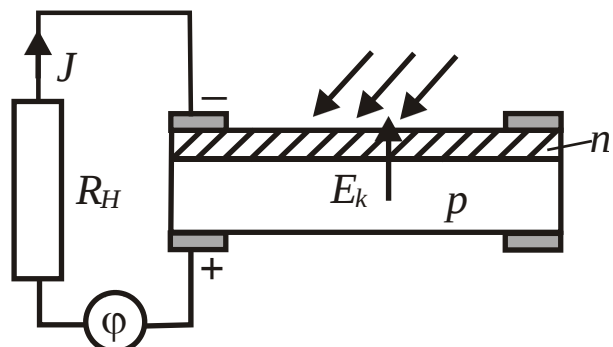


Рис. 10. Устройство вентильного фотоэлемента

4.3. Выполнение работы

Для снятия нагрузочных характеристик вентильного фотоэлемента используется схема, изображенная на рис. 11.

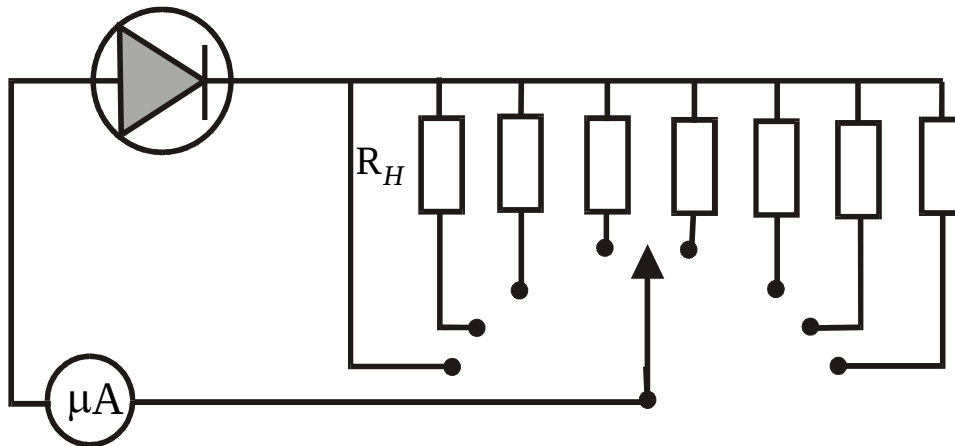


Рис. 11. Схема цепи фотогенератора

Тумблер B_3 на стенде устанавливают в положение «фотогенератор». Меняют сопротивление R_H от нуля до 5,1 кОм и записывают в табл. 4 значения токов сначала при потоке F_1 , затем при потоке F_2 . Строят нагрузочные характеристики (рис. 12).

Таблица 4

Результаты измерений

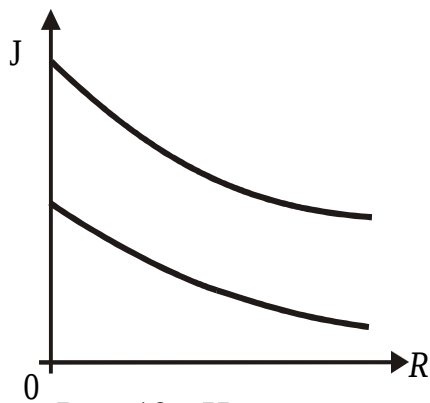


Рис. 12. Нагрузочная характеристика фотогенератора

R_H , кОм	$F_1=0,001$ лм	$F_2=0,002$ лм
	J , мкА	J , мкА
0,0		
0,51		
1,0		
2,0		
3,0		
5,1		

При сопротивлении, равном 0,51 кОм, определяют чувствительность вентильного фотоэлемента по формуле (6) и два значения фото-ЭДС (внутреннее сопротивление фотогенератора r равно 10 кОм)

$$\varepsilon_{\Phi} = J(R_{\text{H}} + r) . \quad (11)$$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сформулируйте законы Столетова для внешнего фотоэффекта.
2. Запишите уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.
3. Поясните устройство и принцип действия вакуумного и газонаполненного фотоэлементов.
4. Как определяется чувствительность фотоэлемента?
5. В чем заключается явление внутреннего фотоэффекта?
6. Какой вид имеет вольтамперная характеристика фоторезистора?
7. Что называется нагрузочной характеристикой фотогенератора?
8. По какой формуле подсчитывается фотоэлектродвижущая сила, возникающая в вентильном фотоэлементе?
9. Задача. Длина волны света, соответствующая красной границе фотоэффекта, для некоторого металла $\lambda_0 = 275$ нм. Найти наименьшую энергию ε фотона, вызывающего фотоэффект.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бушманов Б. Н., Хромов Ю. А.* Физика твердого тела. М.: Высш. школа, 1971. 224 с.
- Савельев И. В.* Курс общей физики. Т. 3. М.: Наука, 1971. 304 с.
- Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. С. 355–359.
- Ландсберг Г. С.* Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1976. 928 с.
- Тугов Н. М., Глебов Б. А., Чарыков Н. А.* Полупроводниковые приборы: учебник для вузов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 576 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 68

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МЕТАЛЛА

1. Цель работы

Целью работы является ознакомление с устройством электронной лампы, явлением термоэлектронной эмиссии и определение работы выхода электронов из материала катода.

2. Краткая теория

2.1. Работа выхода

В соответствии с квантовыми представлениями электроны в металле можно рассматривать находящимися в прямоугольной потенциальной яме, глубина которой E_{po} определяется индивидуальностью материала (рис. 1).

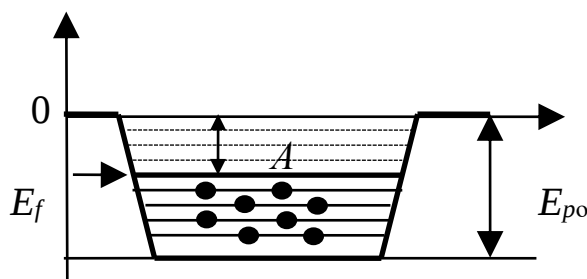


Рис. 1. Заполнение электронами уровней энергии

Электроны в яме имеют дискретные энергетические уровни. Заполнение уровней, согласно принципу минимума энергии, начинается со дна ямы и оканчивается уровнем Ферми, которому соответствует максимальная кинетическая энергия при $T=0$, называется *энергией Ферми* E_f . Для удаления электрона за пределы металла равным электронам нужно сообщить неодинаковую энергию. Электрону, находящемуся на самом нижнем уровне ямы, необходимо сообщить энергию E_{po} ; для электрона, находящегося на уровне Ферми, достаточная энергия $E_{po} - E_f$.

Наименьшая энергия, которую необходимо сообщить электрону для того, чтобы удалить его из твердого или жидкого тела в вакуум, называется работой выхода A :

$$A = E_{po} - E_f. \quad (1)$$

При температурах, отличных от абсолютного нуля, положение уровня Ферми немного меняется, как и глубина потенциальной ямы. Это приводит к слабой зависимости работы выхода от температуры. Тем не менее, данное выше определение A сохраняют.

Работа выхода очень чувствительна к состоянию поверхности, в частности, к ее чистоте. Подобрав надлежащим образом покрытие, можно сильно понизить работу выхода (табл. 1).

2.2. Термоэлектронная эмиссия

При $T=0$ имеется некоторое количество электронов, способных выйти из металла. При повышении температуры число таких электронов резко возрастает. Испускание электронов нагретым металлом называется *термоэлектронной эмиссией*. Изучение этого явления осуществляется с помощью схемы, основным элементом которой является двухэлектродная электронная лампа диод (рис. 2, а). Она представляет собой хорошо вакуумированный (откачанный) металлический или стеклянный баллон с двумя электродами – катодом К и анодом А.

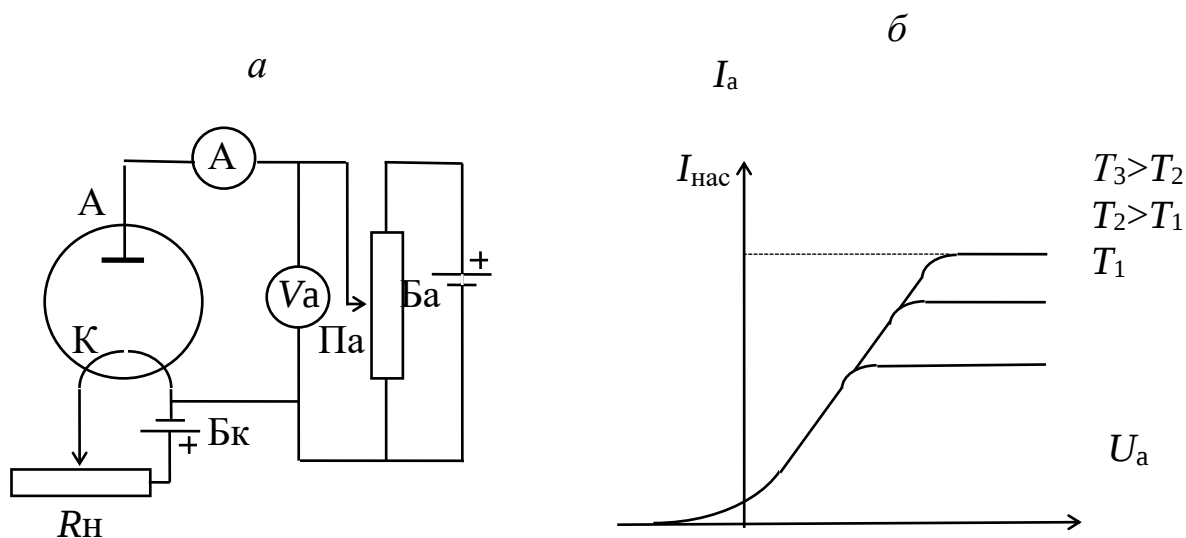


Рис. 2. Двухэлектродная электронная лампа:

а – схема включения двухэлектродной лампы;

б – вольтамперные характеристики

Катод нагревается током батареи накала $Б_k$. Температуру катода можно менять, регулируя ток накала реостатом R_k . На электроды лампы подается регулируемое с помощью потенциометра $П_a$ напряжение от анодной батареи $Б_a$. Анодное напряжение U_a измеряется вольтметром V_a , анодный ток I_a – амперметром A .

Зависимости анодного тока от анодного напряжения при постоянном напряжении накала (вольтамперные характеристики) представлены на рис. 2, б. Различные кривые соответствуют разным температурам катода.

При $U_a = 0$ вылетевшие из катода электроны образуют вокруг него отрицательный пространственный заряд – электронное облако. Оно отталкивает вылетающие из катода электроны и большую их часть возвращает обратно. Все же небольшому числу электронов удастся долететь до анода, обуславливая слабый ток. Чтобы его прекратить, необходимо на анод подать некоторое отрицательное напряжение. Поэтому вольтамперные характеристики диода начинаются не в нуле.

С ростом U_a все большее число электронов отсасывается электрическим полем к аноду (анодный ток растет) и, наконец, при определенном значении U_a электронное облако полностью рассасывается, а все вылетевшие из катода электроны достигают анода. Дальнейший рост U_a не может увеличить силу анодного тока – ток достигает насыщения. Именно ток насыщения $I_{\text{нас}}$ характеризует термоэлектронную эмиссию. Ричардсон (на основе классических представлений) и Дешман (на основе квантовых представлений) получили для тока насыщения практически одинаковую формулу

$$I_{\text{нас}} = B \cdot T^2 \cdot S \cdot \exp(-A/kT), \quad (2)$$

где B – независящая от рода металла константа, теоретическое значение которой равно $120 \text{ А/см}^2 \text{ К}$;

S – площадь катода;

A – работа выхода;

T, k – абсолютная температура и постоянная Больцмана.

Наблюдаемые значения B (см. табл. 1) для разных металлов сильно отличаются друг от друга и зачастую весьма далеки от теоретической величины, т. е. значения B являются постоянной лишь в рамках тех приближений которые использовали Ричардсон и Дешман. Удовлетворительное описание экспериментальных зависимостей с помощью формулы Ричардсона-Дешмана достигается только в предположении, что постоянная B – характерная для каждого вещества величина.

Как показывают расчеты, уменьшение A резко повышает эмиссию электронов (при $T = 1160 \text{ К}$, т. е. при $kT = 0,10 \text{ эВ}$ уменьшение A от 3 эВ до 1 эВ приводит к возрастанию $I_{\text{нас}}$ почти в $5 \cdot 10^8$ раз). Поэтому при изготовлении электронных ламп применяются специальные покрытия и способы обработки катодов, приводящие к снижению работы выхода.

В табл. 1 приведены значения B и A для некоторых металлов, найденные из опытов

Таблица 1

Опытные значения A и B для некоторых металлов

Металл	B , А/см ² К	A , эВ
Цезий	160,0	1,8
Вольфрам	75,0	4,5
Никель	30,0	4,6
Cs на W	3,2	1,4
Ba на W	1,6	1,6
Th на W		2,6

Умножив обе части формулы (2) на множитель 10^4 (для упрощения вычислений) и логарифмируя, получим

$$\ln(10^4 I_{\text{нас}}) = (\ln B + \ln S + 2 \cdot \ln T + 4 \cdot \ln 10) - \frac{A}{k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (3)$$

Выражение, стоящее в скобках формулы (3), слабо зависит от T по сравнению с последним слагаемым. Обозначив его через постоянную C , имеем:

$$\ln(10^4 I_{\text{нас}}) = C - \frac{A}{k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (4)$$

Это уравнение прямой в координатах $\ln(10^4 I_{\text{нас}})$ и $1/T$. Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс определяется коэффициентом при $1/T$,

т. е.
$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{A}{k}. \quad (5)$$

Используя дополнительный до 180° угол ψ , окончательно имеем (рис. 3):

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{A}{k}. \quad (6)$$

Это уравнение служит для определения работы выхода электронов A по вычисленному из рис. 3 значению $\operatorname{tg} \psi$.

Данные для построения графика рис. 3 получают из измерений при нескольких режимах работы электронной лампы ГУ-4. Значения токов насыщения определяются при различных напряжениях накала и анодном напряжении более 100 В (при этом напряжении реализуется явление насыщения анодного тока).

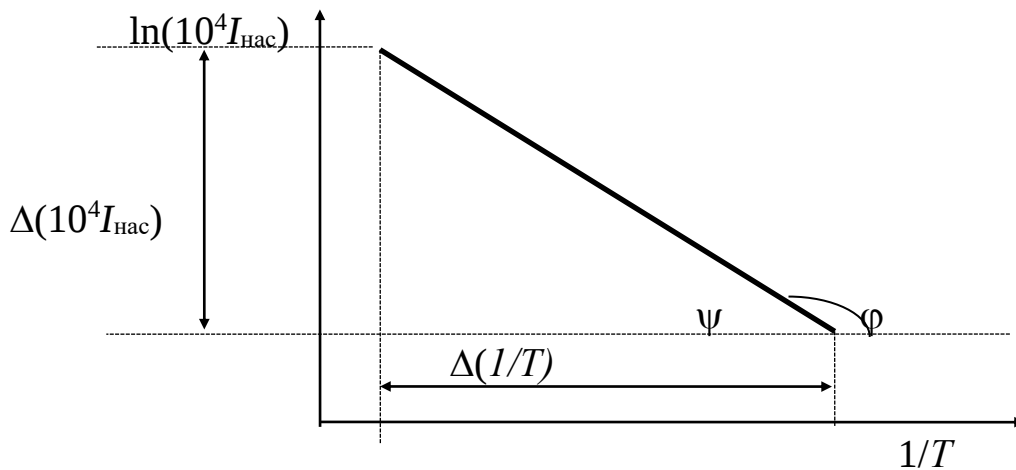


Рис. 3. Зависимость $\ln(10^4 I_{\text{нас}})$ от обратной температуры

Температура катода вычисляется из формулы

$$R_t = R_0(1 + \alpha \cdot t + \beta \cdot t^2), \quad (7)$$

где $\alpha = 0,0046 \text{ град}^{-1}$; $\beta = 0,00000195 \text{ град}^{-2}$;

t – температура катода в градусах С;

$R_0 = 0,29 \text{ Ом}$ – сопротивление катода при $0 \text{ }^\circ\text{C}$;

R_t – сопротивление катода при произвольной температуре t .

Его вычисляют по формуле:

$$R_t = \frac{U_{\text{н}}}{I_{\text{н}}}, \quad (8)$$

где $U_{\text{н}}$, $I_{\text{н}}$ – напряжение и ток накала катода соответственно.

Решив уравнение (7), получим

$$T = \sqrt{\frac{\alpha^2}{4\beta^2} + \frac{1}{\beta} \left(\frac{R_t}{R_0} - 1 \right)} - \frac{\alpha}{2\beta} + 273. \quad (9)$$

3. Выполнение работы

Установка состоит из блока питания нити накала лампы ГУ-4 (БПН), регулируемого источника питания анодной цепи ВС-11 и лабораторной панели с расположенными на ней электроизмерительными приборами (рис. 4).

Цепь накала включает в себя блок питания накала (БПН), вольтметр для измерения напряжения на катоде $V_{\text{н}}$, амперметр для измерения тока накала $A_{\text{н}}$ и реостата $R_{\text{н}}$.

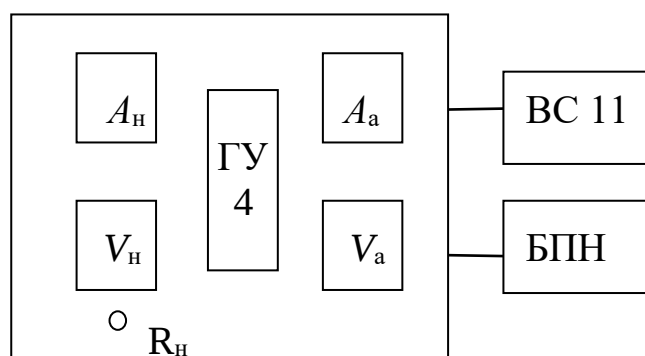


Рис. 4. Блок-схема установки

Анодная цепь состоит из источника питания ВС-11, вольтметра для измерения анодного напряжения V_a , амперметра (миллиамперметра) для измерения анодного тока A_a , потенциометра для регулировки анодного напряжения Π_a . Электрическая схема установки (рис. 5) собрана и в переключениях не нуждается.

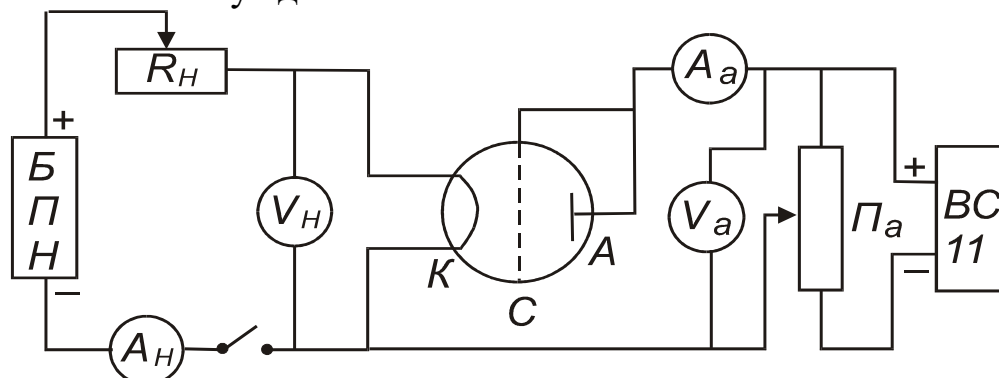


Рис. 5. Электрическая схема установки

3.1. Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с расположением приборов на лабораторном столе.
2. Включите в сеть 220 В источники питания БПН, ВС-11. При этом должны загореться сигнальные лампы. Дайте приборам прогреться в течение 2–3 минут.
3. Установите потенциометром Π_a анодное напряжение 100 В. Движок реостата R_H поверните в крайнее левое положение.
4. Медленно поворачивая по часовой стрелке движок реостата R_H , установите по вольтметру V_H напряжение в цепи накала 3 В.
5. Отсчитайте по амперметру A_H значение тока накала I_H , по миллиамперметру A_a ток насыщения лампы $I_{\text{нас}}$.

6. Изменяя напряжение накала согласно значениям, приведенным в табл. 2, измерьте соответствующие токи.
7. Запишите все показания в таблицу измерений.
8. Сняв все показания, плавно поверните движок реостата R_n против часовой стрелки до левого крайнего положения и отключите от сети все приборы.
9. $\ln 10^4 I_{\text{нас}}$ и значение $1/T$ рассчитать на ПК, обратившись к преподавателю или воспользоваться графиком, приведенном на рис. 6. Программа для расчета $1/T$ в Excel: $[10000/(\text{КОРЕНЬ}((A1/(B1*0,29)-1)*512820,5+1391190)-1179,5+273)]$. Результаты записать в табл. 2.

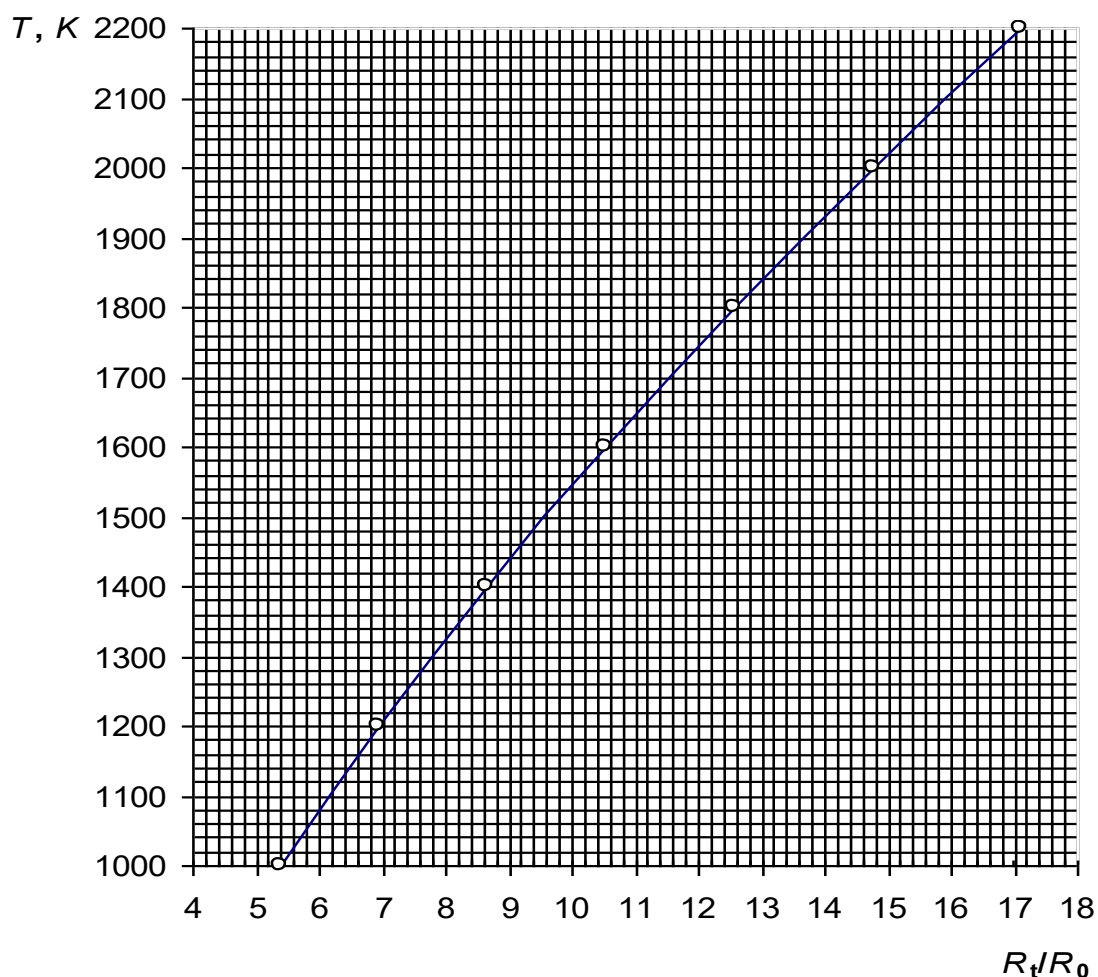


Рис. 6. Зависимость температуры от относительного сопротивления

10. По полученным данным построить на миллиметровой бумаге график зависимости $\ln(10^4 I_{\text{нас}}) = f(1/T)$ (см. рис. 3), определить тангенс ψ , равный

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\Delta(\ln 10^4 I_{\text{нас}})}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)} \quad (10)$$

и вычислить работу выхода A , пользуясь формулой (6). Значение постоянной Больцмана принять равной $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К или $0,862 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

11. Сравнить найденное значение работы выхода электронов с табличным (табл. 1), записать окончательный результат и сделать выводы.

Таблица 2

Результаты измерений

Номер опыта	U_n , В	I_n , А	$I_{\text{нас}}$, А	R_t/R_0	T , К	$1/T$, К ⁻¹	$\ln(10^4 I_{\text{нас}})$
1	3,8						
2	4,0						
3	4,2						
4	4,4						
5	4,6						
6	4,8						

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется работой выхода электронов?
2. Что такое термоэлектронная эмиссия?
3. Как выглядят вольтамперные характеристики вакуумного диода?

Объяснить их особенности.

4. Записать и пояснить выражение для тока насыщения диода.
5. Как выглядит расчетная формула для определения работы выхода?
6. Как определяют в данной работе температуру катода?
7. Начертить и объяснить электрическую схему установки.
8. Расскажите о порядке выполнения работы.
9. Как бы вы оценили ошибку, допускаемую при определении работы выхода

в данной работе?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Савельев И. В.* Курс общей физики. Т. 3. М.: Наука. 1989. 304 с.
- Овчинников И. К.* Конспект лекций по законам теплового излучения, физике атома и твердого тела. Свердловск: Изд. СГИ, 1973. 216 с.
- Трофимова Т. И.* Курс физики. М.: Высшая школа, 1994. 541 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 69

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ЗЕЕБЕКА (ЯВЛЕНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ТЕРМО-ЭДС)

1. Цель работы

Целью настоящей работы является изучение физики эффекта Зеебека, градуировки термоэлектрического преобразователя, измерение величины термо-ЭДС.

2. Краткая теория

В 1881 г. Зеебек обнаружил, что если спаи разнородных металлов А и В образуют замкнутую цепь (рис. 3), имеют неодинаковую температуру, в цепи течет электрический ток. Изменение знака у разности температур спаев сопровождается изменением направления тока. Возникающая взаимосвязь между тепловыми и электрическими процессами в металлах и полупроводниках обуславливает явления, которые называются *термоэлектрическими*.

Термоэлектродвижущая сила (термо-ЭДС) вызвана тремя причинами: 1) зависимостью уровня Ферми от температуры; 2) диффузией электронов (или дырок) и 3) увлечение электронов фононами.

Рассмотрим первую причину. На рис. 1 схематично представлены энергетические уровни зоны проводимости металла, вписанные в потенциальную яму (пунктиром обозначены незанятые уровни).

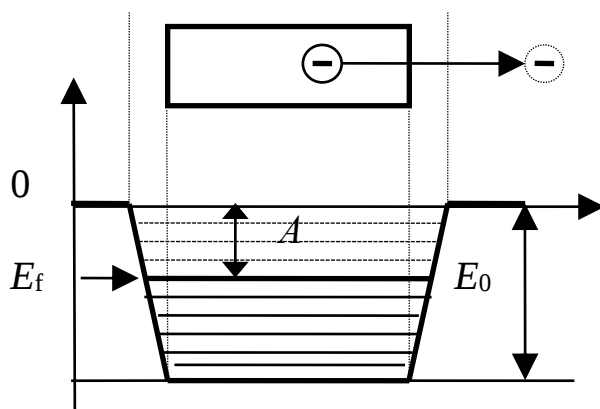


Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости металлов

За начало отсчета энергии выбрана потенциальная энергия электрона в вакууме. Как видно из рис. 1, для удаления разных электронов за пределы металла нужно совершить различную работу. Так, для того, чтобы удалить электрон, находящийся на самом нижнем уровне зоны проводимости, необходимо совершить работу, равную величине энергии E_0 , а для удаления электрона, находящегося на уровне Ферми, достаточна работа

$$A = e \cdot \varphi = -E_f. \quad (1)$$

Наименьшая энергия A , которую необходимо сообщить электрону для того, чтобы удалить его из твердого или жидкого тела в вакуум, называется **работой выхода**. Величина φ носит название **контактного потенциала** данного металла. Для различных металлов контактный потенциал меняется в пределах от 1÷10 В. При других температурах работу выхода также определяют как разность глубины потенциальной ямы и уровня Ферми. Это же определение применяется и для полупроводников.

Приведем два разных металла в соприкосновение. До их контакта потенциал в воздухе между металлами был одинаков (рис. 2). При соприкосновении металлов часть электронов из 1-го металла, где верхние заполненные уровни имеют энергию больше, чем во 2-м, переходят на более низкие свободные уровни 2-го металла. В результате потери части электронов 1-й металл заряжается положительно относительно 2-го, его потенциал возрастает, а потенциальная энергия электронов в нем уменьшается. Наоборот, 2-й металл, приобретший эти электроны, заряжается отрицательно, и потенциальная энергия его электронов возрастает. Зонная схема уровней 1-го металла начинает смещаться вниз, 2-го – вверх. Этот переход продолжается до тех пор, пока уровни Ферми в обоих контактируемых металлах не сравняются. После этого установится динамическое равновесие, при котором электроны в одинаковом количестве диффундируют через контакт в ту и другую сторону. Возникшая между металлами разность потенциалов носит название **контактной разности потенциалов** U_{12}^1 , которая, равна разности контактных потенциалов этих металлов или разности работ выхода для 2-го и 1-го металлов, деленной на заряд электрона.

$$U_{12}^1 = (A_2 - A_1) / e = \varphi_2 - \varphi_1. \quad (2)$$

Как показано на рис. 2, величина U_{12}^1 есть разность потенциалов между поверхностями обоих металлов в окружающем их пространстве. Поэтому ее называют **внешней контактной разностью потенциалов**.

Часто, говоря о контактной разности потенциалов, подразумевают под ней именно внешнюю.

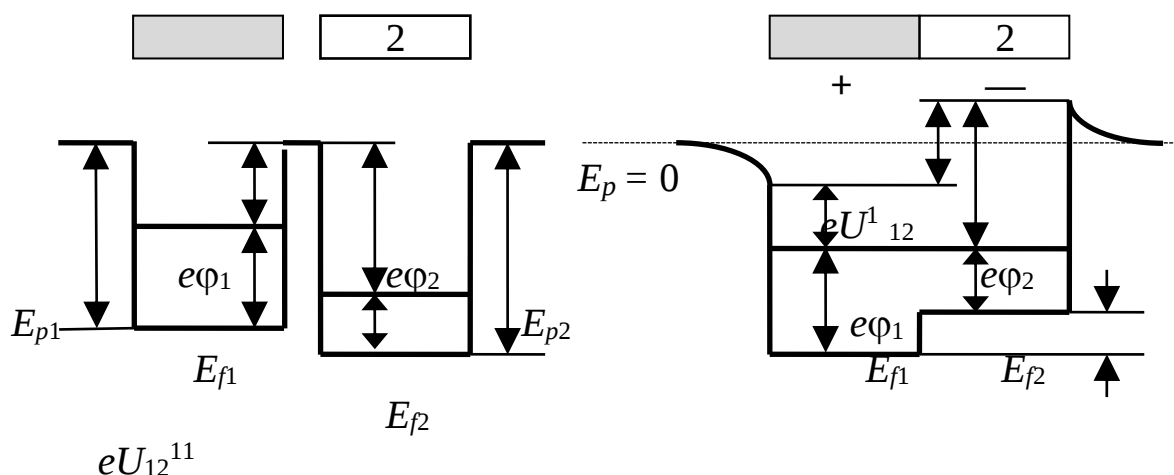


Рис. 2. Зонные диаграммы до и после соприкосновения металлов

Необходимо подчеркнуть, что совмещение уровней Ферми означает равенство общей энергии электронов в металлах, состоящей из кинетической и потенциальной. При образовании контакта изменяется только потенциальная энергия, а кинетическая остается прежней и неодинаковой, если она была неодинакова до образования контакта. Разница в кинетических энергиях электронов в металлах приводит к тому, что электроны с большей кинетической энергией переходят через контакт в большем количестве, чем с меньшей энергией.

$$U_{12}^{11} = (E_{f1} - E_{f2})/e. \quad (3)$$

Это приводит к появлению дополнительной разности потенциалов между внутренними точками металлов, называемой *внутренней разностью потенциалов*. Из рис. 2 видно, что на такую величину убывает потенциал при переходе из 1-го металла во 2-й.

Контактная разность потенциалов возникает не только между металлами, но и между металлом и полупроводником, а также между двумя полупроводниками.

Если цепь замкнуть и все контакты проводников поддерживать при одинаковой температуре, то сумма скачков потенциалов по правилу Вольты будет равна нулю. Поэтому термо-ЭДС (соответственно электрический ток) в такой цепи возникнуть не может.

В то же время, простая картина распределения потенциалов и энергий электронов в металлах, изображенная на рис. 1, является точной лишь при абсолютном нуле. При повышении температуры в металле появляется небольшое количество электронов с энергиями, несколько превышающими величину E_f . Кроме того, с изменением

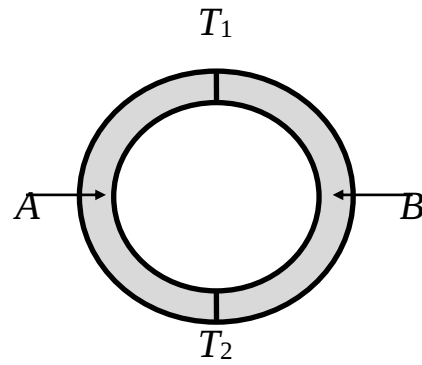


Рис. 3. Цепь, составленная из разнородных проводников A и B

температуры изменяется само положение уровня Ферми на зонной картине. Поэтому контактная разность потенциалов U_{12}^{11} будет также несколько меняться с температурой. Одного этого было бы достаточно для возникновения термо-ЭДС, а, следовательно, и тока в замкнутой цепи, состоящей из двух разнородных проводников, если их спаи поддерживать при разных температурах (рис. 3). Само значение термо-ЭДС при этом определяется следующим образом:

$$\varepsilon_k = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{1}{e} \frac{\partial E_{fB}}{\partial T} \right) dT - \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{1}{e} \frac{\partial E_{fA}}{\partial T} \right) dT, \quad (4)$$

где ε_k – контактная составляющая термо-ЭДС, обусловленная зависимостью уровня Ферми от температуры.

Вторая причина возникновения термо-ЭДС. Чтобы понять ее, рассмотрим однородный металлический проводник, концы которого поддерживаются при разных температурах (рис. 4). Предположим, что $T_1 < T_2$. В этом случае концентрация электронов с $E > E_f$ у нагретого конца будет больше, чем у холодного; концентрация электронов с $E < E_f$ будет, наоборот, у нагретого конца меньше. Вдоль проводника возникнет градиент концентрации электронов с данным значением энергии, что повлечет за собой диффузию более быстрых электронов к холодному концу, а более медленных – к тепловому. Диффузионный поток быстрых электронов будет больше, чем поток медленных электронов. Поэтому вблизи холодного конца образуется избыток электронов, а вблизи горячего – их недостаток.

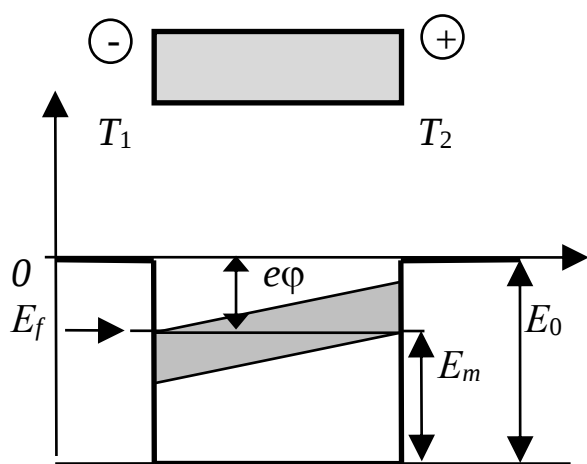


Рис. 4. К возникновению диффузии электронов

Третья причина возникновения термо-ЭДС. При наличии градиента температур вдоль проводника возникает направленный поток фононов. Сталкиваясь с электронами, фононы сообщают им направленное движение от более нагретого конца проводника к менее нагретому. Оба рассмотренных процесса приводят к избытку электронов вблизи холодного конца и недостатку их вблизи горячего конца. Внутри стержня возникает электрическое поле,

препятствующее дальнейшему разделению зарядов и выравнивающее потоки электронов в противоположных направлениях. Таким образом, в равновесном состоянии наличие градиента температуры вдоль стержня создает постоянную разность потенциалов на его концах, величина которой пропорциональна градиенту температуры.

Описанный процесс возникновения электрического поля внутри неравномерно нагретого металла имеет место и в полупроводниках. В случае дырочной проводимости дырки, диффундируя в большем числе к холодному концу, создают вблизи него избыточный положительный заряд. К такому же результату приводит увлечение дырок фононами. Поэтому у полупроводников *p*-типа потенциал холодного конца будет выше, чем потенциал нагретого. У полупроводников *n*-типа – наоборот.

Термо-ЭДС на участке цепи металла *A* от спая, находящегося при температуре T_2 до спая, при температуре T_1 (см. рис. 3) определяется выражением

$$\varepsilon_A = \int_{T_1}^{T_2} \beta_A dT, \text{ где } \beta_A = \frac{d\varphi_A}{dT}. \quad (5)$$

Аналогично определяется термо-ЭДС, действующая на участке *B*:

$$\varepsilon_B = - \int_{T_1}^{T_2} \beta_B dT, \text{ где } \beta_B = \frac{d\varphi_B}{dT}. \quad (6)$$

Тогда полная термоэлектродвижущая сила, действующая в данной цепи, равна:

$$\varepsilon_T = \varepsilon_k + \varepsilon_A + \varepsilon_B. \quad (7)$$

Принимая во внимание формулы (4) – (6) и (7), выражение для термо-ЭДС можно представить в виде

$$\varepsilon_T = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_A dT - \int_{T_1}^{T_2} \alpha_B dT = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{AB} dT, \quad (8)$$

где $\alpha = \beta - \frac{1}{e} \frac{dE_f}{dT}$, $\alpha_{AB} = \alpha_A - \alpha_B$.

Когда контакт образует пара из полупроводников *n*- и *p*-типа, то коэффициенты α_A , α_B имеют разный знак и $\alpha_{AB} = \alpha_A + \alpha_B$.

Величину α_{AB} называют *дифференциальной термо-ЭДС* данной пары металлов или полупроводников. Она характеризует возрастание термо-ЭДС для данной пары металлов при нагревании одного из спаев на 1 К. Для большинства пар металлов α_{AB} имеет порядок $(10^{-5} - 10^{-4})$ В/К; для полупроводников она может быть гораздо больше (до $1,5 \cdot 10^{-3}$ В/К).

В отдельных случаях дифференциальная термо-ЭДС слабо зависит от температуры. Тогда формулу (8) можно приближенно представить в виде:

$$\varepsilon_T = \alpha_{AB}(T_2 - T_1). \quad (9)$$

В заключение теоретического осмысления темы необходимо подчеркнуть принципиальную разницу между контактной разностью потенциалов и термо-ЭДС. Контактные потенциалы имеют сравнительно большую величину (порядка нескольких вольт) и характеризуют электрическое поле вне проводников между наружными поверхностями последних. Контактная разность потенциалов есть статический эффект, не исчезающий и при абсолютном нуле температур. В противоположность этому термо-ЭДС представляет собой чисто кинетический эффект, наблюдаемый при наличии потоков тепла. Возникающие при этом разности потенциалов по абсолютной величине малы. При абсолютном нуле это явление исчезает.

Области применения термоэлектрических явлений достаточно разнообразны. Это, в первую очередь, измерение температуры тел в широком диапазоне (практически от 30 до 3000 К). Не менее значимым является конструирование и изготовление термоэлектрических источников питания – термоэлектродвигателей (ТЭД), используемых в различных

областях народного хозяйства (питание радиоаппаратуры, защита от коррозии газо- и нефтепроводов, бортовое питание спутников и др.).

В геологии исследуются термодвижущие силы минералов-полупроводников – с целью установления особенностей генеза, возможной связи с золотоносностью и иных задач.

3. Выполнение работы

3.1. Необходимые приборы:

- термоэлектрический преобразователь (термопара);
- вольтметр постоянного тока с высоким входным сопротивлением;
- сосуд Дьюара;
- нагреватель и емкость для воды.

3.2. Порядок выполнения работы

Включить вольтметр постоянного тока в сеть, дать прогреться в течение 5 мин.

Перед началом работы пригласить преподавателя, чтобы он проверил готовность установки к эксперименту.

Убедившись, что термопара подключена к вольтметру, измерить термо-ЭДС, соответствующую комнатной температуре воздуха.

Полученное значение записать в табл. 1.

Нагреть воду в сосуде до кипения, включив нагреватель в сеть.

Не отключая нагревателя, поместить термопару в кипящую воду и измерить термо-ЭДС, сняв отсчет по вольтметру.

Записать полученное значение в табл. 1, выключить вольтметр.

Выключить нагреватель и вынуть термопару из воды.

Начертить градуировочный график, учитывая, что термо-ЭДС измеряется относительно точки плавления льда. Для этого ось абсцисс разметить от 0 до 100 °С с масштабом 10 °С в 1 см. Ось ординат размечается в зависимости от типа применяемой термопары. Для термопары хромель – алюмель, используемой в этой работе, значения термо-ЭДС не превышают 5 мВ в интервале от 0 до 100 °С. Поэтому ось ординат нужно разметить от 0 до 5 мВ с масштабом 1 мВ в двух см. Затем отметить значение термо-ЭДС, измеренное при 100 °С. Полученную точку соединить прямой с точкой 0 мВ, воспользовавшись линейкой. На оси термо-ЭДС отметить точку, соответствующую комнатной температуре. Провести через нее линию, параллельную оси температур, до пересечения

с градуировочной линией и опустить перпендикуляр на ось температур. Полученное значение комнатной температуры записать в табл. 1, сравнить его с показаниями комнатного термометра, сделать вывод.

Таблица 1

Измеренные значения термо-ЭДС

Измеряемая среда	Термо-ЭДС, мВ	Температура, °С
Кипящая вода		100
Воздух		

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается эффект Зеебека (явления термо-ЭДС)?
2. Изобразите потенциальную энергию электронов в металле.
3. Изобразите зонную схему возникновения контактной разности потенциалов двух металлов.
4. Укажите причины возникновения контактного потенциала.
5. Укажите и объясните вклады различных механизмов возникновения термо-ЭДС в общую термо-ЭДС.
6. Изобразите схему установки.
7. Что такое дифференциальная термо-ЭДС? Как она вычисляется?
8. Назовите единицы измерения термо-ЭДС и дифференциальной термо-ЭДС.
9. Приведите примеры применения явления термо-ЭДС.
10. Как производится градуировка термопары?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дубровский И. М., Егоров Б. В., Рябопашка К. П.* Справочник по физике. Киев: Наукова думка. 1986. 558 с.
- Зисман Г. А., Тодес О. М.* Курс общей физики. М.: Наука, 1965.
- Савельев И. В.* Курс общей физики. Т. 3. М.: Наука. 1989. 304 с.
- Трофимова Т. И.* Курс физики. М.: Высшая школа, 1994. 541 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 70

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

1. Цель эксперимента

Целью работы является ознакомление с принципом работы полупроводниковых инжекционных лазеров, определение постоянной Планка на основе измерения напряжения включения полупроводникового лазера и длины волны излучаемого им света.

2. Краткая теория

2.1. Основные сведения из зонной теории

В кристаллах энергетические уровни валентных электронов атома расщепляются в почти непрерывные, широкие полосы-зоны разрешенных значений энергии. Часть зон будет заполнена электронами, которые при температуре $T = 0$ К займут состояния с наименьшей энергией. Энергия последнего заполненного уровня называется энергией Ферми E_F , а соответствующий уровень – *уровнем Ферми*.

Согласно принципу Паули на каждом уровне энергии зоны может быть только два электрона с противоположными спинами. Самая верхняя из всех заполненных зон называется *валентной*. Самая нижняя из всех свободных называется *зоной проводимости*. Между полностью заполненной валентной зоной и зоной проводимости находится *зона запрещенных значений энергии*. Её ширина обозначается E_g (рис. 1, а).

Для многих полупроводников она составляет менее 2 эВ. Из-за весьма неравномерного распределения энергии по атомам кристалла уже при комнатных температурах становится возможным переход части электронов из валентной зоны в зону проводимости.

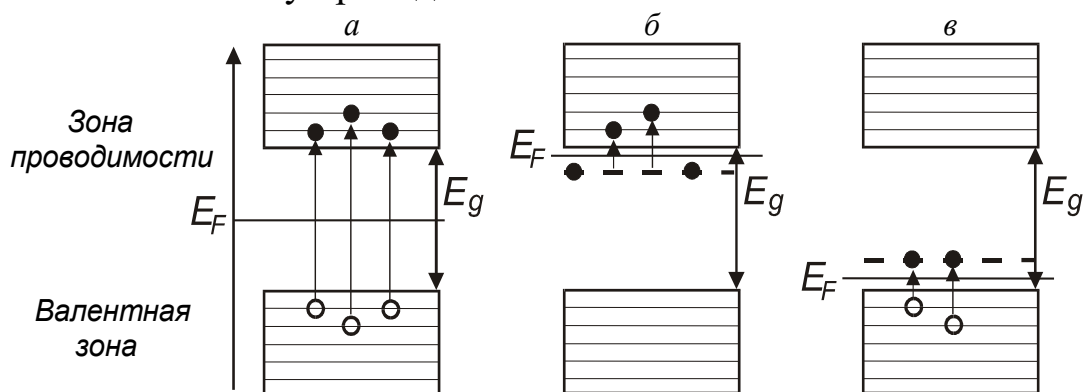


Рис. 1. Зонные схемы чистых и примесных полупроводников

При переходе электрона в верхнюю зону в валентной зоне образуется вакансия (дырка). У чистых кристаллов число электронов в зоне проводимости равно числу дырок, образовавшихся в валентной зоне. Такие кристаллы называются *собственными полупроводниками*. Уровень Ферми у собственных полупроводников лежит посередине запрещенной зоны.

При наличии примесей, увеличивающих число электронов (донорных) (рис. 1, б), часть электронов попадает в зону проводимости, а уровень Ферми смещается к дну зоны проводимости. Такие полупроводники называют *полупроводниками n-типа* или *электронными*. При наличии примесей, уменьшающих число электронов (акцепторных), электроны не полностью заполняют валентную зону и уровень Ферми перемещается к потолку валентной зоны (рис. 1, в) Незаполненные электронами состояния называются дырками, так как формально их поведение можно описывать как поведение положительно заряженных частиц. Такие полупроводники (с акцепторными примесями) называются *полупроводниками p-типа*. Распространение тока в полупроводниках *p-типа* описывается как направленное движение положительно заряженных частиц (дырок) под действием внешнего электрического поля.

Подобно тому, как в изолированном атоме электроны могут совершать переходы между энергетическими уровнями, электроны в кристаллах могут переходить из одной зоны в другую. В примесных полупроводниках, как электронных, так и дырочных, такой переход осуществляется под воздействием электрического поля источника тока. Обратный процесс перехода электрона может сопровождаться излучением кванта света. Излучение света при переходе электрона из состояния с более высокой энергией в состояние с меньшей энергией лежит в основе работы светодиодов и полупроводниковых лазеров.

2.2. Инверсия населенности в полупроводниках

Оптическое квантовое усиление в полупроводниках может наблюдаться в том случае, если зона проводимости вблизи её дна заполнена электронами в большей степени, чем валентная зона вблизи её потолка. Преобладание числа переходов с испусканием квантов над переходами с их поглощением обеспечивается тем, что на верхних уровнях находится больше электронов, чем на нижних, тогда как вероятности вынужденных переходов в обоих направлениях одинаковы. Заполнение зон принято описывать с помощью так называемых квазиуровней Ферми, отделяющих состояния с вероятностью заполнения уровней больше 0,5 от состояний с вероятностью меньше 0,5. Если

E_e и E_d – квазиуровни Ферми для электронов и дырок, то условие инверсии населенностей относительно переходов с энергией $h\nu$ (где ν – частота излучения) выражается формулой: $E_e - E_d > h\nu$.

Для поддержания такого состояния необходима высокая скорость накачки, восполняющей убыль электронно-дырочных пар вследствие излучательных переходов. *Применяют следующие методы накачки:*

1 – инжекция носителей тока через ***p-n***-переход, гетеропереход или контакт металл – полупроводник (инжекционные лазеры);

2 – накачка пучком быстрых электронов;

3 – оптическая накачка;

4 – накачка путём пробоя в электрическом поле.

Благодаря этим вынужденным переходам, поток излучения нарастает, т. е. реализуется оптическое усиление.

Наиболее легко и эффективно инверсия населенности достигается в ***p-n***-переходах за счет инжекции электронов. При включении прямого смещения возникает диффузионный поток электронов через ***p-n***-переход, который стремится поднять квазиуровень Ферми E_e для электронов в ***p-n***-области до его уровня в ***n***-области. Инжектированные электроны после диффундирования на небольшое расстояние, определяемое диффузионной длиной, рекомбинируют с дырками; в результате возникает стационарное состояние, при котором скорость рекомбинации электронов в точности сбалансирована скоростью их инжекции. Совершенно аналогичны рассуждения и для дырок в валентной зоне. При наличии стационарного состояния положение квазиуровней Ферми для двух типов носителей в области перехода меняется. Основные носители вытягиваются из контакта, чтобы обеспечить условие нейтральности. В настоящее время лазерные диоды в основном изготавливают из GaAs или $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$.

2.3. Инжекционные лазеры

Физический механизм работы полупроводниковых лазеров заключается в создании активной области (среды), в которой обеспечивалось бы одновременно присутствие носителей зарядов двух типов: электронов в зоне проводимости, и дырок в валентной зоне с последующей их вынужденной рекомбинацией под действием световой волны.

В отсутствие внешнего напряжения уровни Ферми двух полупроводников, находящихся в контакте, совпадают. В области

p-n-перехода энергетические зоны искривляются (рис. 2, а), что препятствует взаимному проникновению электронов и дырок в области с другим типом проводимости (можно сказать, что в области **p-n**-перехода возникает контактная разность потенциалов).

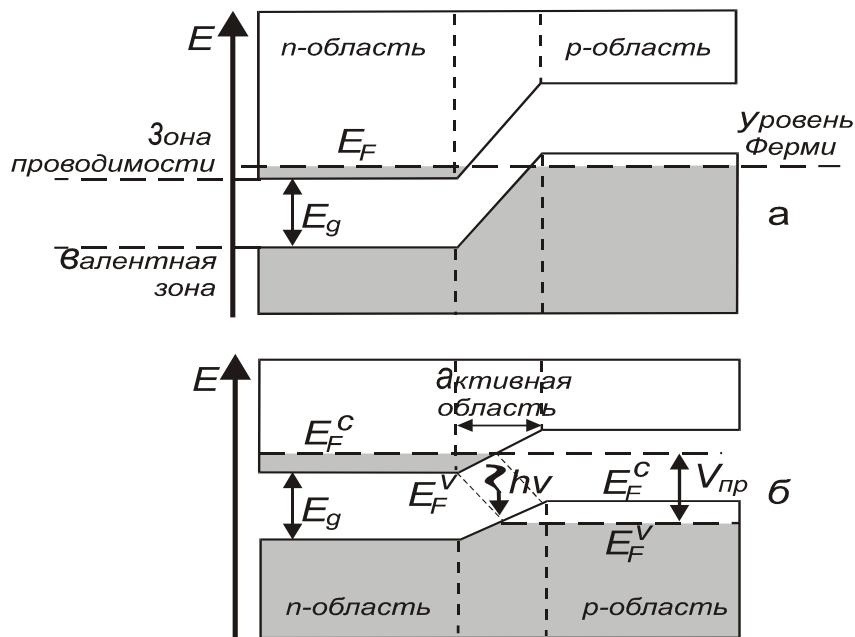


Рис. 2. Зонные схемы, поясняющие возникновение активной области в полупроводниковом кристалле с **p-n**-переходом. Заштрихованы области энергетических зон, заполненные электронами:

- а – внешнее напряжение к кристаллу не приложено (нулевое смещение);
 б – к кристаллу приложено напряжение $V_{пр}$ (прямое смещение)

Для создания активной области к **p-n**-переходу прикладывается внешнее напряжение. Величину этого напряжения выбирают почти соответствующей энергетической ширине запрещенной зоны кристалла ΔE , т. е.

$$\Delta E = V_{пр} \cdot e, \quad (1)$$

где e – заряд электрона. При наличии внешнего напряжения значения энергии уровней Ферми по обе стороны **p-n**-перехода оказываются неодинаковыми (рис. 2, б).

В области **p-n**-перехода появляется узкая активная область, которая содержит электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Проходящее через эту область световое излучение резонансной длины волны усиливается за счет их рекомбинации.

Создание активной среды в большинстве полупроводниковых лазеров основано на инжекции носителей заряда (электронов и дырок) в область

p-n-перехода. Поэтому лазеры такого типа называются *инжекционными полупроводниковыми лазерами*. В первых инжекционных лазерах активная среда создавалась вблизи ***p-n***-перехода между двумя областями одного и того же полупроводникового кристалла; ***p***- и ***n***-области такой структуры отличаются только типом примеси (акцепторная или донорная), которой они легированы. Такой ***p-n***-переход называется *гомопереходом*, а полупроводниковый лазер на основе этого перехода – *гомолазером*.

Существенным недостатком гомолазеров является то, что толщина t активного слоя существенно меньше толщины d области локализации лазерной моды. Так, например, для ***p-n***-перехода, приготовленного в кристалле GaAs, $t = 1$ мкм, $d = 3$ мкм. Поскольку $d > t$, то активный слой взаимодействует только с центральной частью световой волны. Другая ее часть оказывается за пределами этого слоя и не только не усиливается, но, напротив, поглощается. В результате этого пороговый ток гомолазеров недопустимо высок и их практическое использование затруднено.

Радикально улучшить характеристики полупроводниковых лазеров удалось при создании гетеропереходов. Структура гетероперехода (гетероструктура) сложнее, чем структура гомоперехода. Наилучшими характеристиками обладают лазеры на основе двойного гетероперехода, который состоит из ***p_w***- и ***n_w***-областей полупроводника с широкой запрещенной зоной (широкозонного полупроводника), между которыми расположен тонкий слой полупроводника с узкой зоной (узкозонный полупроводник) (рис. 3, *а*).

Активная область в таком переходе совпадает со слоем узкозонного полупроводника. Именно в этой области накапливаются одновременно электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны. Структура гетероперехода обеспечивает достижение более высокой концентрации электронов и дырок в активной области и, следовательно, более высокого коэффициента усиления. Кроме того, такая структура обладает свойствами волновода, так как показатель преломления узкозонного полупроводника выше, чем показатель преломления широкозонного. Это обеспечивает ограничение поперечных размеров усиливаемой световой волны (рис. 3, *б*). Полупроводниковые лазеры на гетеропереходах позволяют осуществить непрерывный режим генерации при температурах до 350 К.

Необходимая для усиления плотность тока в 10 раз ниже чем у лазерах на ***p-n***-переходе. Недостаток инжекционных лазеров – большая дифракционная расходимость и относительно широкий спектр генерации по сравнению с газовыми лазерами.

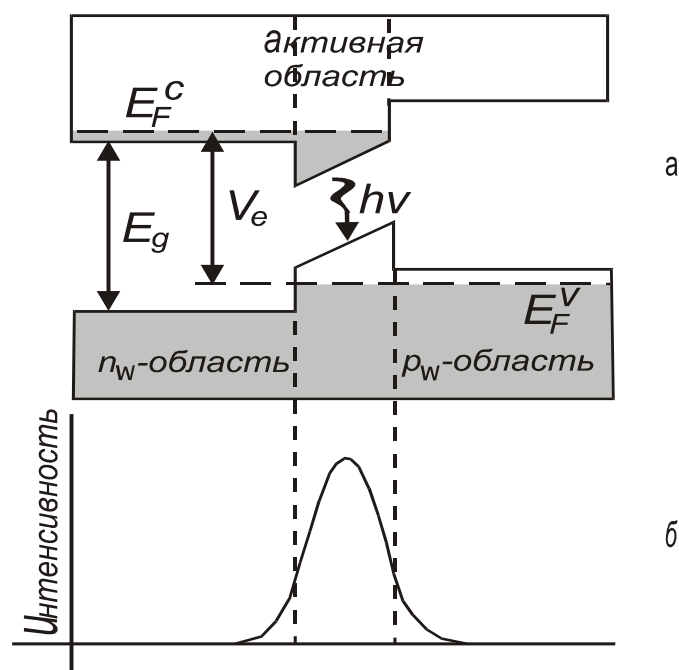


Рис. 3. Структура гетероперехода:

a – структура энергетических уровней гетероперехода с двойным ограничением во внешнем электрическом поле; *б* – поперечное сечение световой волны

К основным параметрам лазерного диода относятся спектр частот излучения (оптические моды), пороговый ток, выходная мощность излучения и эффективность работы. Когда ток проходит через лазерный диод, то свет генерируется за счет инверсии населенности посредством спонтанного и стимулированного излучений. Вследствие отражения от торцов свет многократно проходит через активную область и преимущественно усиливается стимулированным излучением. Внутри лазерного диода устанавливается стоячая волна с целым числом полувольт между торцевыми поверхностями. Модовое число m задается числом полувольт:

$$m = 2Ln/L_w ,$$

где L – расстояние между торцами;
 n – показатель преломления;
 L_w – длина волны излучения в вакууме.

Обычно существует несколько продольных мод, имеющих длины волн вблизи пика спонтанной эмиссии. Модовое разделение для полупроводникового лазера на основе GaAs составляет $dL_w = 0,3$ нм. Для того чтобы лазер работал в одномодовом режиме, необходимо каким-либо способом подавить нежелательные боковые моды, оставив основную центральную. Спектр излучения лазерного диода показан на рис. 4.

Лазерный диод не сразу начинает излучать при приложении к нему напряжения от внешнего источника.

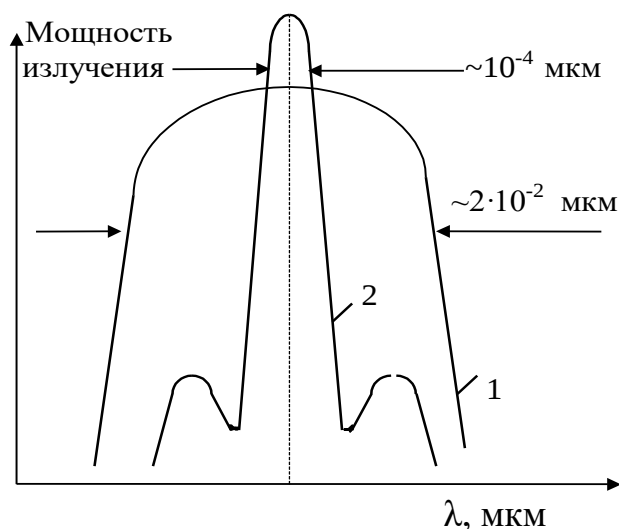


Рис. 4. Модовый состав лазерного излучения

При малом токе имеет место спонтанное излучение с шириной спектра излучения в несколько сотых микрометра. По мере нарастания тока накачки в области **p-n**-перехода создается высокая степень инверсии населенности и излучается больше света. Отдельные фотоны многократно проходят строго в плоскости **p-n**-перехода и перпендикулярно к торцам диода усиливаются. С возрастанием тока накачки испускаемое диодом излучение существенно сужается одновременно по ширине спектра и по пространственной расходимости. Когда возникает индуцированное излучение, интенсивность излучения увеличивается за счет образования большого количества электронно-дырочных пар в единицу времени. Спонтанное излучение подавляется вследствие того, что образовавшиеся первоначально фотоны повторяют себя при прохождении через активную область. Излучение диода, полученное при плотностях тока выше порогового, являются когерентными. При этом форма кривой спектрального распределения резко изменяется от широкой кривой распределения спонтанной эмиссии 1 к кривой с несколькими узкими модами 2 (см. рис. 3). В заключение отметим, что в разработке и создании полупроводниковых лазеров приняли участие такие российские ученые как Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов и др. За разработку гетероструктур российский ученый Ж. И. Алферов удостоен Нобелевской премии.

2.4. Использование лазера для определения постоянной Планка

Для того чтобы электрон мог совершить переход в разрешенное состояние с более высокой энергией, он должен приобрести в электрическом поле энергию, равную ширине запрещенной зоны. Энергия, приобретаемая электроном в электрическом поле, составляет eV . Энергия фотона $h\nu$, излучаемого при обратном переходе электрона в нижнее энергетическое состояние, также приблизительно равна ширине запрещенной зоны. Можно записать, что $h\nu = eV$, где h – постоянная Планка; $\nu = c/\lambda$ – частота света, излучаемого полупроводниковым лазером; e – заряд электрона; V – напряжение, приложенное к **p-n**-переходу лазера.

Таким образом, для определения постоянной Планка необходимо измерить длину волны излучаемого лазером света и измерить напряжение, при котором **p-n**-переход начинает излучать световые кванты.

В предлагаемом эксперименте длина волны излучения определяется с помощью дифракционной решетки с известным числом штрихов ($N = 50$ штрихов/мм, точное значение периода d указано на лабораторном стенде). Если падающий луч перпендикулярен поверхности решетки (угол падения равен нулю), то длина волны излучения λ , период решетки d , угол φ_n и порядок n дифракции связаны условием максимумов:

$$d \cdot \sin \varphi_n = n \cdot \lambda. \quad (2)$$

3. Выполнение работы

3.1. Необходимые приборы

- 1 – лабораторный стенд, содержащий дифракционную решетку, полупроводниковый лазер, экран со шкалой и регулирующий резистор;
- 2 – цифровой вольтметр;
- 3 – блок питания 5 В.

3.2. Порядок выполнения работы

Электрическая схема экспериментальной установки представлена на рис. 5.

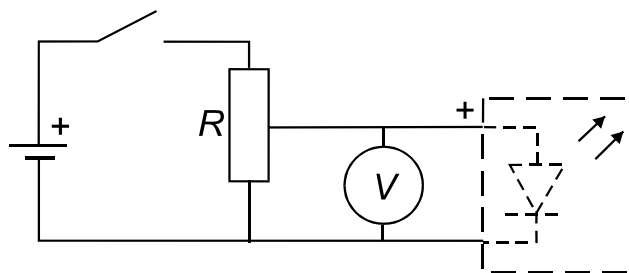


Рис. 5. Электрическая схема экспериментальной установки

Все элементы этой цепи, за исключением вольтметра и блока питания, смонтированы на лабораторном стенде. Напряжение на полупроводниковом лазере регулируется с помощью переменного резистора. Для измерения напряжения используется цифровой вольтметр. Напряжение должно измеряться с точностью 0,0001 В.

Для выполнения работы в первую очередь включите цифровой вольтметр и дайте ему прогреться в течение 5 мин.

Затем включите блок питания, поставив переключатель на нем в положение «ВКЛ», при этом на блоке загорится сигнальный светодиод.

С помощью переменного резистора установите на лазерном диоде максимальное напряжение – 5 В. На экране со шкалой будет наблюдаться дифракционная картина в виде ряда светящихся точек – максимумов разных порядков.

Измерьте расстояние a_n по шкале экрана, например, между нулевым (самым ярким максимумом – он должен быть расположен внизу шкалы экрана) и третьим, нулевым и пятым, нулевым и седьмым максимумами.

Полученные значения запишите в табл. 1.

Таблица 1

Расчет длины волны излучения по результатам измерений

n	a_n	$\sin \varphi_n$	λ	$\Delta \lambda$
$d =$		$b =$	$\langle \lambda \rangle =$	$\langle \Delta \lambda \rangle =$

По измеренным значениям a_n и b вычислите $\sin \varphi_n$ по следующему соотношению:

$$\sin \varphi_n = \frac{a_n}{\sqrt{a_n^2 + b^2}}, \quad (3)$$

где b – расстояние от дифракционной решетки до экрана, указано на стенде. Полученные три значения $\sin \varphi_n$ запишите в табл. 1.

Используя формулу (2), вычислите три значения длины волны λ , рассчитайте среднее значение $\langle \lambda \rangle$ и среднее значение $\langle \Delta \lambda \rangle$.

Результат запишите в виде:

$$\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta \lambda \rangle. \quad (4)$$

Для определения постоянной Планка необходимо измерить пороговое напряжение включения лазерного диода. Для этого, вращая ручку переменного резистора (потенциометра), плавно уменьшайте напряжение питания до тех пор, пока пятно **первого** максимума на экране станет едва заметным. Показания вольтметра в этот момент можно считать равным пороговому напряжению включения лазера.

Проведите измерения порогового напряжения три раза, результаты запишите в табл. 2.

Используя средние значения $\langle V \rangle$ и $\langle \lambda \rangle$, определите постоянную Планка по соотношению:

$$h = \frac{e \cdot \langle V \rangle}{c} \cdot \langle \lambda \rangle, \quad (5)$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона;
 $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме.

Таблица 2

Результаты измерений порогового напряжения

N	V	ΔV
1		
2		
3		
	$\langle V \rangle =$	$\langle \Delta V \rangle =$

3.3. Оценка погрешности и окончательный результат

Постоянная Планка является косвенно определяемой величиной, причем выражение (5) обладает свойством мультипликативности, поэтому удобно сначала вычислить относительную погрешность по соотношению:

$$E_h = \frac{\langle \Delta h \rangle}{\langle h \rangle} = \frac{\langle \Delta V \rangle}{\langle V \rangle} + \frac{\langle \Delta \lambda \rangle}{\langle \lambda \rangle}, \quad (6)$$

а затем определить абсолютную погрешность по формуле:

$$\langle \Delta h \rangle = E_h \cdot \langle h \rangle, \quad (7)$$

считая, что среднее значение $\langle h \rangle$ получено по соотношению (5).

Окончательный результат запишите в виде:

$$h = \langle h \rangle + \langle \Delta h \rangle, \quad (8)$$

сравните его с табличным значением постоянной Планка и сделайте вывод.
 $h_{\text{табл}} = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с (приближенное значение).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется уровнем Ферми?
2. Какой энергетический уровень считается вырожденным?
3. Что такое инверсная заселенность уровней?
4. Какие методы накачки применяют в полупроводниковых лазерах?
5. Чем характеризуется модовый состав лазерного излучения?
6. Как в работе определяется длина волны излучения лазерного диода?
7. Как устроена экспериментальная установка? Каково назначение ее отдельных узлов и блоков?
7. На каком принципе основан расчет постоянной Планка в работе?
9. Рассчитайте пороговое напряжение включения лазера, если генерируемая им длина волны равна $\lambda = 0,4$ мкм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Трофимова Т. И.* Курс физики. М.: Высш. школа, 1994. 541 с.
- Савельев И. В.* Курс общей физики. Т.3. М.: Наука, 1989. 304 с.
- Елисеев П. Г.* Инжекционные лазеры на гетеропереходах / Квантовая электроника. 1972. № 6.
- Елисеев П. Г.* Введение в физику инжекционных лазеров. М.: Наука, 1983. 234 с.
- Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Тарлыков В. А.* Основы лазерной техники. М.: Машиностроение, 1990. 276 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Лабораторная работа № 61. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРАЗРЯДНОГО СЧЕТЧИКА ЧАСТИЦ.....	3
<i>КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ</i>	14
Лабораторная работа № 62. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ И КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ БЕТА-ИЗЛУЧЕНИЯ..	15
<i>КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ</i>	27
Лабораторная работа № 63. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА И ЭНЕРГИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ.....	29
<i>КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ</i>	36
Лабораторная работа № 64. ИЗУЧЕНИЕ ВЫПРЯМЛЯЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА.....	37
<i>КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ</i>	46
Лабораторная работа № 65. ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА.....	47
<i>КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ</i>	56
Лабораторная работа № 66. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА.....	57
<i>КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ</i>	62
Лабораторная работа № 67. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭФФЕКТА.....	63
<i>КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ</i>	75
Лабораторная работа № 68. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МЕТАЛЛА.....	76
<i>КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ</i>	83
Лабораторная работа № 69. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ЗЕЕБЕКА (ЯВЛЕНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ТЕРМО-ЭДС.....	84
<i>КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ</i>	91
Лабораторная работа № 70. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА.....	92
<i>КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ</i>	102

Учебное издание

Владимир Фёдорович Полев
Владимир Иванович Горбатов
Соловьева Светлана Владимировна
Ильиных Сергей Алексеевич

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА,
ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Часть 4

Руководство

к выполнению лабораторных работ по курсу «Физика»
для студентов очного и заочного обучения всех специальностей

Электронное издание

Текст (визуализированный): непосредственный

Редактор изд-ва *В. В. Баклаева*

Подписано к использованию 26.07.2021 г.

Объем данных 3,2 Мб

Держатель документа: научная библиотека УГГУ

620144, г. Екатеринбург, ул. Куйбышева, 30
ФГБОУ ВО

«Уральский государственный горный университет»