

МЕЖГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«БЕЛОРУССКО-РОССИЙСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра «Физика»

ФИЗИКА

*Методические рекомендации к лабораторным работам
для студентов всех специальностей и направлений
подготовки дневной и заочной форм обучения*

Часть 2

ОПТИКА



Могилев 2019

УДК 531
ББК 22.31
Ф 55

Рекомендовано к изданию
учебно-методическим отделом
Белорусско-Российского университета

Одобрено кафедрой «Физика» «22» февраля 2019 г., протокол № 5

Составители: д-р физ.-мат. наук, доц. А. В. Хомченко;
канд. физ.-мат. наук, доц. А. И. Ляпин;
канд. физ.-мат. наук, доц. О. Е. Коваленко;
ст. преподаватель Е. В. Пивоварова;
ассистент Л. В. Жолобова

Рецензент канд. техн. наук М. Н. Миронова

В методических рекомендациях излагается порядок выполнения работ по разделам курса физики «Оптика. Основы физики твёрдого тела, элементы атомной физики», приводится описание лабораторных установок, рассматривается принцип их действия.

Учебно-методическое издание

ФИЗИКА

Часть 2

Ответственный за выпуск А. В. Хомченко

Технический редактор А. А. Подошевка

Компьютерная верстка М. А. Меленяко

Подписано в печать . Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Гарнитура Таймс.
Печать трафаретная. Усл. печ. л. . Уч.-изд. л. . Тираж 115 экз. Заказ №

Издатель и полиграфическое исполнение:

Межгосударственное образовательное учреждение высшего образования
«Белорусско-Российский университет».

Свидетельство о государственной регистрации издателя,
изготовителя, распространителя печатных изданий
№ 1/156 от 07.03.2019.

Пр-т Мира, 43, 212022, Могилев.

© Белорусско-Российский
университет, 2019



Содержание

Правила охраны труда и техники безопасности при выполнении лабораторных работ	4
1 Лабораторная работа № 10. Изучение внешнего фотоэффекта и определение работы выхода электронов	5
2 Лабораторная работа № 12. Изучение закона Стефана–Больцмана.....	9
3 Лабораторная работа № 16. Исследование характеристик лазерного излучения	15
4 Лабораторная работа № 17. Изучение спектра водорода, определение постоянной Ридберга.....	22
5 Лабораторная работа № 22. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника.....	28
6 Лабораторная работа № 21. Снятие вольт-амперной характеристики полупроводникового выпрямителя	33
7 Лабораторная работа № 30. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника по измеренным спектрам фотопроводимости	39
Список литературы	48



Правила охраны труда и техники безопасности при выполнении лабораторных работ

Лабораторные работы составлены в соответствии с требованиями ГОСТ 12.1.01.9–79 ССБТ. *Электробезопасность. Общие требования* и ГОСТ 12.1.030–81 ССБТ. *Электробезопасность. Защитное заземление. Зануление.*

Перед выполнением лабораторных работ необходимо изучить инструкцию по технике безопасности при работе на установках в лаборатории и расписаться в «Журнале учета прохождения студентами инструкции по технике безопасности».

Перед началом выполнения лабораторной работы студенты должны ознакомиться со схемой, уяснить порядок включения и выключения аппаратуры, а также порядок выполнения лабораторной работы. В случае обнаруженных повреждений следует немедленно заявить об этом преподавателю, ведущему занятия.

Запрещается:

- производить соединение проводов, находящихся под напряжением;
- самостоятельно производить ремонт аппаратуры и макетов;
- оставлять без надзора включенные лабораторные установки;
- при отключении сетевого питания выдергивать питающий силовой шнур из розетки за провод (необходимо это делать, держась за вилку);
- класть сумки, а также другие личные вещи на приборы, лабораторные установки, устройства.

При возникновении аварийной ситуации, обнаружении искрения или запаха дыма следует немедленно отключить аппаратуру и доложить преподавателю. После окончания лабораторной работы все схемы, макеты и аппаратура должны быть отключены от сети питания, рабочее место приведено в порядок.



1 Лабораторная работа № 10. Изучение внешнего фотоэффекта и определение работы выхода электронов

Цель работы: экспериментально проверить основные законы внешнего фотоэффекта и рассчитать работу выхода электронов.

Общие сведения

Фотоэлектрическим эффектом называют группу явлений, возникающих в результате взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, при которых происходит либо эмиссия электронов (внешний фотоэффект), либо изменяется электропроводность вещества или возникает электродвижущая сила (внутренний фотоэффект). Фотоэлектрический эффект объясняется на основе квантовой теории, в которой электромагнитное излучение рассматривается как поток фотонов.

В работе предлагается экспериментально проверить основные законы *внешнего фотоэффекта*. При освещении поверхности вещества взаимодействием падающих фотонов с электронами проводимости приводит к увеличению их кинетической энергии. Если энергия фотона превышает работу выхода электронов, то электроны покидают поверхность металла. Такие электроны называются *фотоэлектронами*.

Опытным путем были установлены три закона фотоэффекта:

1) при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых с поверхности вещества в единицу времени, пропорционально интенсивности света;

2) максимальная начальная кинетическая энергия фотоэлектронов определяется частотой падающего света и не зависит от его интенсивности;

3) для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т. е. максимальная длина волны λ падающего излучения, при которой еще возможен фотоэффект. Ее значение зависит от химической природы вещества и состояния его поверхности.

Закон сохранения энергии, записанный Эйнштейном для одного акта фотоэффекта, получил название *уравнения Эйнштейна для внешнего фотоэффекта*

$$h \cdot \nu = A_{\text{вых}} + \frac{m \cdot \nu_{\text{max}}^2}{2}, \quad (1.1)$$

где $h \nu$ – энергия фотона;

$A_{\text{вых}}$ – работа выхода фотоэлектрона;

$\frac{m \cdot \nu_{\text{max}}^2}{2}$ – максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона.

Уравнение (1.1) получено в предположении, что электроны движутся независимо друг от друга и поэтому изменение энергии одного электрона при поглощении фотона не приводит к изменению энергии других электронов, т. е. фотон взаимодействует только с одним электроном. Уравнение Эйнштейна



позволило объяснить экспериментально установленные законы фотоэффекта, например, существование красной границы. Из уравнения (1.1) следует, что с уменьшением частоты света энергия фотоэлектронов также уменьшается и при некотором (малом) значении частоты ν_0 энергия электрона будет равна нулю, т. е. при $\nu = \nu_0$ и $\nu = 0$ уравнение (1.1) определяет «красную границу фотоэффекта»

$$h \cdot \nu_0 = A_{\text{вых}}. \quad (1.2)$$

Внешний фотоэффект используется в вакуумных фотоэлементах, представляющих собой вакуумированный баллон, внутренняя поверхность которого покрыта тонким слоем сурьмы, а затем тонким слоем цезия. Это покрытие занимает примерно 50 % всей внутренней поверхности баллона и является фотокатодом. Против него оставляют прозрачное окно, через которое на катод попадает свет. В качестве анода обычно используется кольцо или сетка, помещаемые в центре баллона. Электрическое поле, созданное источником тока между анодом и катодом, вытягивает фотоэлектроны к аноду.

На рисунке 1.1 приведена вольт-амперная характеристика вакуумного фотоэлемента при различных значениях светового потока Φ . При значении анодного напряжения U_a , равном нулю, наиболее быстрые фотоэлектроны достигают анода и создают небольшой фототок.

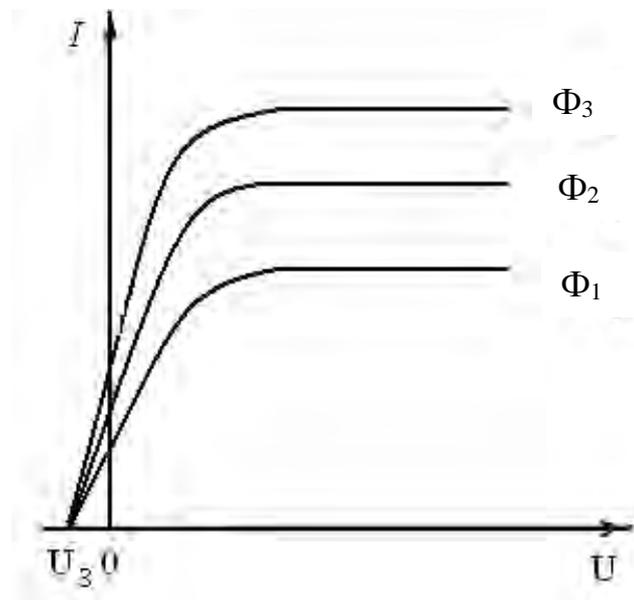


Рисунок 1.1 – Вольт-амперная характеристика, $\Phi_3 > \Phi_2 > \Phi_1$

С увеличением напряжения все большее число фотоэлектронов достигает анода и фототок растет. Наконец, при определенном значении анодного напряжения все фотоэлектроны, вылетающие из катода за единицу времени, достигают катода. Дальнейший рост напряжения U_a не приводит к изменению фототока, который достигает насыщения. С увеличением светового потока кривые вольт-амперных характеристик получают более крутыми, возрастает фототок насыщения.

При смене полярности подключения источника тока (на катоде – «плюс»

(+), на аноде – «минус» (-)) фототок уменьшается с ростом напряжения U_a и при некотором его значении $U_a = -U_3$ достигает нуля. Это значение U_3 называется задерживающим потенциалом. *Задерживающий потенциал* – это минимальная отрицательная разность потенциалов между анодом и катодом, при которой даже самые быстрые фотоэлектроны не достигают анода. Вся энергия фотоэлектронов расходуется на преодоление электрического поля. Этому условию соответствует равенство

$$\frac{m \cdot v_{\max}^2}{2} = e \cdot U_3. \quad (1.3)$$

Уравнение (1.1) с учетом (1.3) можно записать в виде

$$h \cdot \nu = A_{\text{вых}} + e \cdot U_3,$$

откуда

$$A_{\text{вых}} = h \nu - e U_3. \quad (1.4)$$

Описание лабораторной установки

Установка состоит из трубы, вдоль которой может перемещаться электрическая лампочка. На торце трубы закреплена крышка с держателем фотоэлемента. Свет от лампочки проходит через оптический фильтр и попадает на фотоэлемент. Для экспериментальной проверки основных закономерностей внешнего фотоэффекта в работе используется вакуумный фотоэлемент. Вольт-амперная характеристика снимается с помощью электрической схемы, показанной на рисунке 1.2. Электрическая схема состоит из двух частей. При включении переключателя S1 в положение I на анод фотоэлемента ФЭ подается «минус» (-), а на катод «плюс» (+) от аккумулятора ε . Напряжение регулируется потенциометром R1 и контролируется вольтметром PV2. При включении переключателя в положение II полярность подключения напряжения изменяется на обратное. Напряжение подается от выпрямителя ВУП-2 и контролируется вольтметром PV1. Фототок регистрируется микроамперметром PA1, соединенным последовательно с фотоэлементом.

Программа работы

Определение задерживающего потенциала.

- 1 Включить освещение микроамперметра и убедиться, что световой «зайчик» на шкале находится на нуле.
- 2 Поставить ключ S1 в положение I.
- 3 Включить лампочку в сеть переменного тока.
- 4 Установить держатель лампочки на некотором расстоянии (например, $r_1 = 0,3$ м) от фотоэлемента и записать значение фототока по микроамперметру.
- 5 Замкнуть ключ S2 и, перемещая ползунок потенциометра R1, с помощью



вольтметра PV2 измерить значение напряжения, при котором световой «зайчик» на шкале микроамперметра установится на нуле. Это значение напряжения и будет запирающим потенциалом. Значения запирающего потенциала и расстояния r_1 занести в таблицу 1.1.

Таблица 1.1 – Результаты измерений задерживающего потенциала

r , м		
I , мкА		
U_3 , В		

Пункты 4–5 повторить для двух других значений r_2 и r_3 . Убедиться, что U_3 не зависит от освещенности (положения лампочки в трубе).

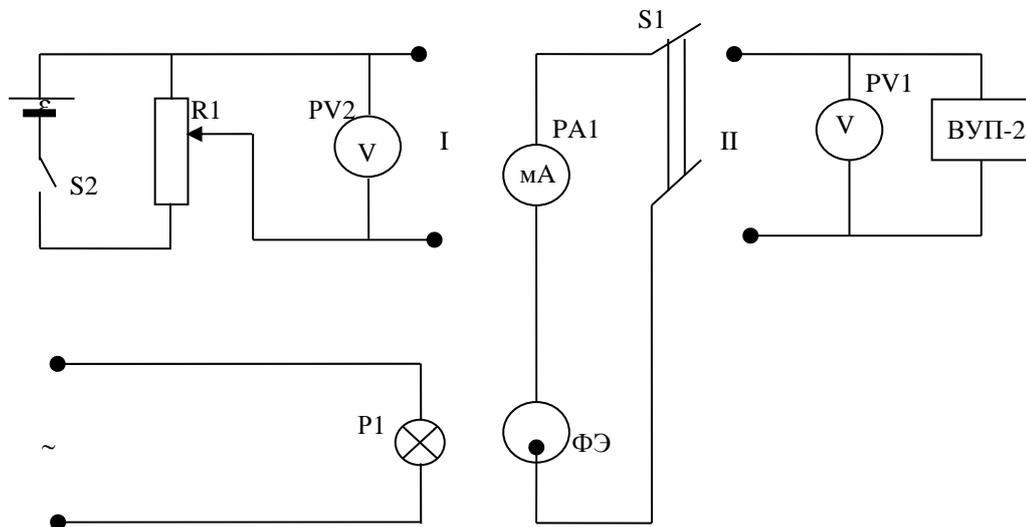


Рисунок 1.2 – Электрическая схема лабораторной установки

Снятие вольт-амперной характеристики вакуумного фотоэлемента.

- 1 Включить выпрямитель ВУП-2 в сеть переменного тока.
- 2 Поставить ключ S1 в положение II.
- 3 Установить лампочку в положение r_1 .
- 4 Изменяя напряжение выпрямителя от 0 до 20 В, через каждые 1...2 В записывать показания вольтметра PV1 и микроамперметра. Данные занести в таблицу 2. Измерения повторить для двух других значений r_2 и r_3 .
- 5 По данным таблицы 1.2 построить вольт-амперные характеристики.

Определение работы выхода электрона.

- 1 Подставив в формулу (1.4) значения констант $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл; $\nu = 6,2 \cdot 10^{14}$ Гц и измеренное значение U_3 , определить работу выхода электрона. При вычислении работы выхода в электрон-вольтах учесть, что $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.

Таблица 1.2 – Результаты измерений вольт-амперной характеристики

r_1, M	$U, \text{В}$										
	$I, \text{мкА}$										
r_2, M	$U, \text{В}$										
	$I, \text{мкА}$										
r_3, M	$U, \text{В}$										
	$I, \text{мкА}$										

Контрольные вопросы

- 1 В чем заключается явление фотоэффекта?
- 2 Назовите виды фотоэффекта. Что такое внешний фотоэффект?
- 3 Сформулируйте законы внешнего фотоэффекта.
- 4 Запишите уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта и поясните физический смысл каждой из величин.
- 5 Запишите условие для красной границы фотоэффекта.
- 6 Происходит ли фотоэффект, если потенциал анода равен задерживающему потенциалу?
- 7 Опишите устройство и принцип действия вакуумного фотоэлемента.

2 Лабораторная работа № 12. Изучение закона Стефана–Больцмана

Цель работы: экспериментально проверить закон Стефана–Больцмана, определить постоянную Стефана–Больцмана.

Общие сведения

По современным представлениям испускание света веществом происходит при переходе возбужденных атомов, молекул и других атомных систем из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией. Атомы и атомные системы могут быть переведены в возбужденное состояние различными способами: за счет химической реакции, за счет облучения частицами или электромагнитным излучением либо за счет атомных столкновений при тепловом движении. В последнем случае возникающее излучение называется тепловым. Таким образом, *тепловое излучение – это электромагнитные волны, излучаемые атомами вещества, возбужденными в результате взаимных столкновений при тепловом движении.*

Энергия теплового движения атомов определяется температурой вещества. Поэтому свойства теплового излучения определяются температурой. Для характеристики теплового излучения используются такие физические величины, как поток излучения и интегральная излучательная способность (интегральная светимость).



Потоком излучения называется физическая величина, равная энергии, излучаемой телом в единицу времени:

$$\Phi = \frac{E}{\Delta t}, \quad (2.1)$$

где Φ – поток;
 E – энергия;
 Δt – время.

Интегральной светимостью называется физическая величина, равная потоку, излучаемому единицей поверхности тела:

$$R = \frac{\Phi}{S} = \frac{E}{S \cdot \Delta t}, \quad (2.2)$$

где R – интегральная светимость;
 S – площадь излучающей поверхности.

Характерной особенностью теплового излучения является способность находиться в равновесии с веществом. Для изучения свойств теплового излучения используется модель, называемая *абсолютно черным телом* (АЧТ). *Абсолютно черное тело* – это тело, которое полностью поглощает падающее на него излучение любой длины волны при любой температуре. Близкими по свойствам к АЧТ являются черный бархат, сажа, черненная платина.

Закон Стефана–Больцмана был установлен экспериментально. Этот закон гласит, что *интегральная светимость абсолютно черного тела прямо пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры*:

$$R^* = \sigma \cdot T^4, \quad (2.3)$$

где σ – постоянная Стефана–Больцмана.

Для реальных тел, которые в одинаковой степени поглощают энергию во всех частях спектра (серые тела), закон Стефана–Больцмана записывается в следующем виде:

$$R = \alpha \cdot \sigma \cdot T^4, \quad (2.4)$$

где α – коэффициент нечерноты, показывающий, какую долю от излучения абсолютно черного тела составляет излучение данного тела.

В данной лабораторной работе в качестве серого тела используется нить накаливания электрической лампочки. Если предположить, что вся электрическая мощность P , потребляемая нитью накаливания, полностью превращается в тепловое излучение, то справедливо равенство

$$P/S = R, \quad (2.5)$$

где S – площадь поверхности нити накаливания;
 R – интегральная светимость нити.



Так как P – это мощность, которая необходима для нагревания нити накаливания от температуры окружающей среды T_1 до некоторой температуры T_2 , то интегральная светимость R определится следующим соотношением:

$$R = \alpha \cdot \sigma \cdot (T_2^4 - T_1^4). \quad (2.6)$$

Подставив формулу (2.6) в формулу (2.5) и выразив σ , получим

$$\sigma = \frac{P}{\alpha \cdot S \cdot (T_2^4 - T_1^4)}. \quad (2.7)$$

Мощность, потребляемую нитью накаливания, можно определить как

$$P = I \cdot U, \quad (2.8)$$

где I – сила тока, протекающего через нить;
 U – напряжение.

Температуру нити накаливания можно измерить непосредственно с помощью пирометра, или используя зависимость электрического сопротивления нити накаливания от температуры:

$$R_t = R_k (1 + \beta \cdot \Delta t), \quad (2.9)$$

где R_t – сопротивление при температуре t ;
 R_k – сопротивление при комнатной температуре;
 β – температурный коэффициент сопротивления;
 Δt – разность температур, $\Delta t = t - t_k$.

Выразив t из формулы (2.9), получим

$$t = \frac{R_t/R_k - 1}{\beta} + t_k; \quad (2.10)$$

$$T = t + 273^\circ. \quad (2.11)$$

Электрическое сопротивление нити накаливания можно определить по закону Ома, измерив падение напряжения U на нити и силу тока I через нее:

$$R = U/I. \quad (2.12)$$

Описание лабораторной установки (цикл А)

На рисунке 2.1 приведена электрическая схема лабораторной установки. Она состоит из лампочки накаливания L , подключаемой с помощью переключателя $S1$ либо к источнику постоянного напряжения ИП1, либо к ИП2, в качестве которого используется лабораторный автотрансформатор (ЛАТР). Правая часть схемы является низковольтной и предназначена для определения электрического сопротивления R_k нити накаливания лампочки при комнатной температуре. Левая часть схемы предназначена для измерений мощности, потребляемой лампочкой.



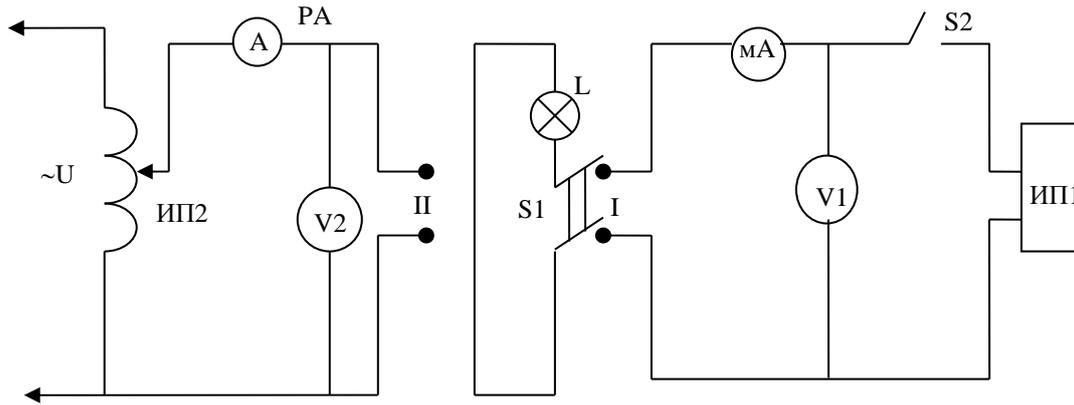


Рисунок 2.1 – Электрическая схема лабораторной установки (цикл А)

Программа работы (цикл А)

Проверка закона Стефана–Больцмана.

Так как закон Стефана–Больцмана устанавливает прямую пропорциональную зависимость интегральной светимости тела от его абсолютной температуры в четвертой степени, то проверка закона сводится к проверке такой зависимости.

1 Рукоятку ЛАТРа установить в крайнее левое положение. Переключатель S1 поставить в правое положение I. Подключить источник питания ИП1 к настенной розетке.

2 Замкнуть ключ S2 и записать значение силы тока I_0 (по шкале миллиамперметра) и падение напряжения U_0 (по шкале вольтметра V1). Данные занести в таблицу 2.1. Отключить источник питания ИП1 от настенной розетки.

3 Переключатель S1 поставить в левое положение II. Подключить ЛАТР к настенной розетке.

4 Вращая рукоятку ЛАТРа, плавно изменять напряжение в пределах от 70 до 110 В (по шкале вольтметра V2) и для пяти различных значений напряжения U записать соответствующие им значения силы тока I (по шкале амперметра А). Данные занести в таблицу 2.1.

Отключить ЛАТР от настенной розетки.

5 Подставив измеренные значения I_0 и U_0 в формулу (2.12), найти R_{κ} .

6 Используя пары значений I и U , с помощью формулы (2.12) найти значения R_t . Затем с помощью формул (2.10) и (2.11) рассчитать значения t , T и T^4 . При этом учесть, что $\beta = 0,005 \text{ град}^{-1}$.

7 Для пар значений I и U найти по формуле (2.8) значения мощности, потребляемой лампочкой, и построить график зависимости P от T^4 .

Убедиться в прямой пропорциональной зависимости P от T^4 .

Определение постоянной Стефана–Больцмана.

1 Найти тангенс угла наклона полученного графика по формуле

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{\Delta P}{\Delta T^4},$$

где ΔP – разность двух значений P , выбранных на графике;
 ΔT^4 – разность соответствующих значений T^4 .

2 Определить постоянную Стефана–Больцмана по формуле

$$\sigma = \frac{\operatorname{tg}\gamma}{\alpha \cdot S},$$

где α – коэффициент нечерноты, $\alpha = 0,4$;

S – площадь излучающей поверхности нити накаливания, $S = 10 \text{ см}^2$.

Сравнить полученное значение σ с табличным значением.

Таблица 2.1 – Результаты измерений и вычислений

I_0 , А	U_0 , В	R_k , Ом	I , А	U , В	R_t , Ом	t , °С	T , К	T^4 , К ⁴	P , Вт	$\operatorname{tg}\gamma$	σ , Вт/(м ² ·К ⁴)

Описание лабораторной установки (цикл Б)

Электрическая схема установки показана на рисунке 2.2.

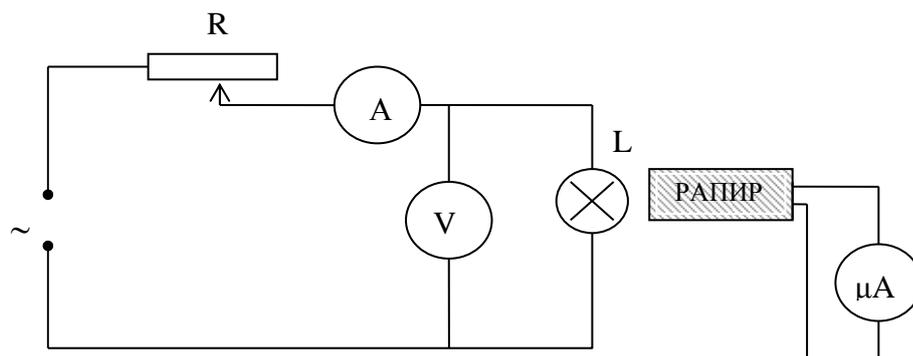


Рисунок 2.2 – Электрическая схема лабораторной установки (цикл Б)

Питание лампочки L осуществляется от источника переменного напряжения. Сила тока через лампочку регулируется реостатом R и измеряется амперметром A , падение напряжения на нити накаливания – вольтметром V . Температура нити накаливания определяется с помощью радиационного пирометра (РАПИР). В РАПИРах регистрируется интегральное тепловое излучение иссле-



дуемого тела. РАПИР состоит из телескопической трубы, через которую падающий поток излучения фокусируется на фотоэлемент, подключенный к микроамперметру μA . Температура раскаленной нити определяется по показаниям микроамперметра с помощью градуированного графика.

Программа работы (цикл Б)

Проверка закона Стефана–Больцмана.

1 Убедиться в том, что ползунок реостата стоит в крайнем левом положении. Источник питания подключить к настенной розетке и с помощью реостата установить некоторое напряжение ($U = 50 \dots 70 \text{ В}$). Значения I и U занести в таблицу 2.2.

2 Включить в сеть осветитель шкалы микроамперметра. При этом в левой части шкалы появится световой «зайчик» с нитью.

3 Навести телескопическую трубу РАПИРа на раскаленную нить так, чтобы она оказалась в центре поля зрения окуляра (между зубцами узора).

4 Выждать 2 мин и снять отсчет по шкале микроамперметра (в делениях шкалы). По градуировочному графику определить температуру нити T^4 и занести в таблицу 2.2.

5 Устанавливая другие три–четыре значения напряжения и измеряя соответствующие им значения силы тока, повторить пункт 4 для каждой пары значений I и U .

6 Для каждой пары значений I и U рассчитать потребляемую мощность.

7 По данным таблицы 2.2 построить график зависимости P от T^4 . Убедиться в прямой пропорциональной зависимости P от T^4 .

Таблица 2.2 – Таблица измерений

I , А	U , В	Показания РАПИРа, дел.	T^4 , $10^{12} \cdot \text{К}$	P , Вт	P/S , Вт/м ²	σ , Вт/(м ² ·К ⁴)

Определение постоянной Стефана–Больцмана.

1 Найти тангенс угла наклона полученного графика по формуле

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\Delta P}{\Delta T^4},$$

где ΔP – разность двух значений P , выбранных на графике;
 ΔT^4 – разность соответствующих значений T^4 .

2 Определить постоянную Стефана–Больцмана по формуле

$$\sigma = \frac{\operatorname{tg} \gamma}{\alpha \cdot S},$$



где α – коэффициент нечерноты, $\alpha = 0,4$;
 S – площадь поверхности нити накаливания, $S = 4,4 \text{ см}^2$.
 Сравнить полученное значение σ с табличным.

Контрольные вопросы

- 1 Что называется тепловым излучением? Дайте его характеристики.
- 2 Запишите и сформулируйте закон Стефана–Больцмана.
- 3 Что такое абсолютно черное тело? серое тело?
- 4 К чему сводится проверка закона Стефана–Больцмана в данной работе?

3 Лабораторная работа № 16. Исследование характеристик лазерного излучения

Цель работы: проверить поляризацию лазерного излучения, вычислить угол расходимости и определить длину волны излучения газового лазера.

Общие сведения

Термин «лазер» составлен из первых букв английского выражения «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation», которое переводится как «усиление света с помощью вынужденного излучения». Следует отметить, что явление вынужденного или индуцированного излучения атомов под воздействием света было введено в рассмотрение А. Эйнштейном в 1917 г. при создании элементарной квантовой теории, приводящей к правильной формуле излучения абсолютно черного тела. Идея использования вынужденного излучения для усиления света была высказана в 1939–1940 гг. В. А. Фабрикантом (Московский энергетический институт).

Излучение и поглощение электромагнитной энергии атомом. Среда газоразрядного лазера представляет собой макроскопическую систему из слабо взаимодействующих частиц (атомов, молекул). Каждая частица имеет определенный набор дискретных уровней энергии E_n . В состоянии статистического равновесия в среде возникает некоторое распределение частиц по энергетическим уровням. Число частиц в единице объема N_n , находящихся на уровне E_n , называется населенностью данного уровня. В условиях теплового равновесия распределение атомов по стационарным состояниям подчиняется закону Больцмана

$$N_n = C \cdot g_n \cdot N e^{-E_n/kT}, \quad (3.1)$$

где N – общее число частиц в единице объема;
 g_n – статистический вес, показывающий, сколько независимых состояний имеют одну и ту же энергию E_n (степень вырождения);
 C – нормировочная постоянная;
 k – постоянная Больцмана;
 T – абсолютная температура среды.



Из распределения Больцмана следует, что в основном состоянии находится наибольшее число атомов, а населенность возбужденных состояний с ростом энергии возбуждения уменьшается. Для отношения населенностей двух уровней E_1 и E_2 имеем

$$N_2 / N_1 = (g_1 / g_2) \cdot e^{-(E_2 - E_1)/kT}. \quad (3.2)$$

При разности энергий 2,5 эВ (соответствует энергии фотона видимого света) и комнатной температуре ($kT = 0,025$ эВ) отношение населенности верхнего уровня к населенности нижнего уровня равно e^{-100} .

Атом изменяет свое энергетическое состояние, поглощая или испуская квант энергии. Квант энергии может быть излучен в виде фотона или выделен в виде тепловой энергии в окружающую среду. В первом случае переход называют *излучательным*, а во втором – *безызлучательным*. Частота излучения при переходе атома с уровня энергии E_2 на уровень энергии E_1 определяется выражением

$$\omega_{21} = (E_2 - E_1) / \hbar, \quad (3.3)$$

где \hbar – приведенная постоянная Планка, $\hbar = h / 2\pi$.

Излучение квантов энергии связано с двумя процессами:

1) самопроизвольные переходы атомов с верхних возбужденных состояний на нижние без внешних воздействий. Излучение, возникающее в результате таких самопроизвольных переходов, называют *спонтанным*. Спонтанное излучение некогерентно, т. к. различные атомы излучают независимо друг от друга;

2) переходы с излучением энергии под воздействием внешнего электромагнитного поля, частота которого совпадает с частотой перехода атома ω_{21} . Такое излучение называют *вынужденным*, или *индуцированным*. Индуцированное излучение имеет ту же частоту, фазу, направление распространения и поляризацию, что и излучение, вызывающее переход. При этом под влиянием падающего на атом излучения могут происходить и переходы в верхние возбужденные состояния, приводящие к поглощению электромагнитной энергии. Процессы обмена энергией между электромагнитным полем и атомами среды, обусловленные существованием как индуцированных переходов, так и переходов с поглощением энергии, являются конкурирующими, и если индуцированные переходы будут преобладать над переходами с поглощением энергии, т. е. если

$$N_2 > N_1 \quad (\text{точнее } N_2 > \frac{g_2}{g_1} N_1), \quad (3.4)$$

то возможно усиление поля.

С помощью некоторого воздействия на атомы можно добиться повышения населенности верхнего уровня и выполнения неравенства (3.4). При этом распределение атомов по энергетическим уровням перестает подчиняться статистике Больцмана, т. е. система становится термодинамически неравновесной. Для поддержания такого состояния требуется постоянное присутствие внешне-

го источника возбуждения. При выключении этого источника среда через некоторое время возвращается в равновесное состояние. Среда, в которой выполняется условие (3.4), обладает так называемой *инверсной (обращенной)* населенностью и называется *активной*.

Процесс перевода среды в инверсное состояние называется накачкой усиливающей среды. Существуют различные методы создания инверсной населенности, например, облучение среды мощным потоком излучения – *оптическая накачка*. В простой двухуровневой системе с помощью оптической накачки не удастся создать инверсной населенности: среда начинает поглощать излучение и населенность возбужденного уровня N_2 возрастает, однако с ростом N_2 поглощение уменьшается и при достижении значения $N_2 = (g_2 / g_1) \cdot N_1$ полностью прекращается, т. е. среда становится прозрачной для данной частоты. Наступает насыщение перехода, не позволяющее добиться выполнения неравенства (3.4). Но это оказывается возможным для квантовых систем, состоящих из трех и более уровней. Другим способом создания инверсной населенности является электрический разряд. Он применяется в средах, которые представляют собой смесь газов или чистый газ. При приложении напряжения достаточной величины в среде возникает газовый разряд, приводящий к образованию электронов и ионов. Они ускоряются электрическим полем и приобретают кинетическую энергию, которая может достичь порога возбуждения атомов среды.

Усиление электромагнитных волн при прохождении через активную среду. Пусть в активной среде в направлении оси x распространяется электромагнитное излучение с интенсивностью I . В реальных средах некоторая часть энергии всегда поглощается и рассеивается посторонними примесями, а также теряется за счет дифракции. Уменьшение интенсивности из-за этих потерь можно записать в виде

$$dI = -\beta \cdot I \cdot dx,$$

где постоянная β характеризует величину потерь на единицу длины (не связанных с вынужденными переходами).

Аналогично можно записать усиление поля световой волны вследствие протекающих вынужденных переходов

$$dI = \alpha \cdot I \cdot dx,$$

где α – коэффициент усиления активной среды (на единицу длины).

Тогда зависимость суммарной интенсивности волны от пройденного расстояния в активной среде будет иметь вид:

$$I = I_0 \cdot e^{(\alpha - \beta)x}. \quad (3.5)$$

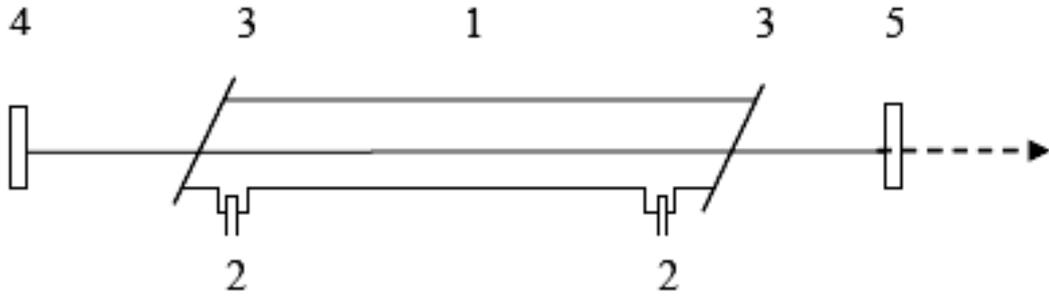
Из выражения (3.5) следует, что для усиления электромагнитной волны, кроме выполнения условия инверсной населенности $N_2 > (g_2/g_1)N_1$, должно быть удовлетворено требование

$$\alpha > \beta. \quad (3.6)$$



При этом начало генерации инициируется спонтанными переходами, а усиление вдоль оси трубки максимально. В процессе усиления излучение становится монохроматичным, т. к. коэффициент усиления света зависит от его частоты и имеет резонансный характер. Поэтому на частоте максимального усиления «рождается» больше всего переходов, и в результате процесса насыщения они преобладают.

Устройство гелий-неонового лазера. Конструкция гелий-неонового лазера показана на рисунке 3.1.



1 – газоразрядная трубка; 2 – электроды; 3 – выходные окна; 4 – «глухое» зеркало; 5 – частично прозрачное зеркало

Рисунок 3.1 – Принципиальная схема He-Ne-лазера

Электрический разряд поддерживается в трубке 1, которая герметично закрыта выходными окнами из прозрачного для генерируемого излучения материала. Окна наклонены к оси трубки под углом Брюстера, при котором электромагнитная волна, поляризованная в плоскости рисунка, не испытывает потерь на отражение. Зеркала 4 и 5 образуют оптический резонатор. Зеркало 4 имеет коэффициент отражения, близкий к единице, а зеркало 5 является частично прозрачным, и через него происходит вывод лазерного излучения. Зеркала резонатора создают условия для многократного прохождения излучения через активную среду. Для согласованного усиления фазы всех отраженных волн должны совпадать, т. е. в резонаторе образуется система стоячих волн. Для этого необходимо выполнение условия

$$L = k \cdot \lambda / 2,$$

где L – длина резонатора (расстояние между зеркалами);

λ – длина волны излучения;

k – целое число.

Резонатор обеспечивает высокую направленность излучения, т. к. в нем заметно усиливаются лишь те волны, которые распространяются вдоль оси резонатора или под очень малыми углами к ней.

Создание инверсной населенности в He-Ne-лазере. В лазере инверсия населенности осуществляется с помощью электрического разряда. На рисунке 3.2 приведена схема энергетических уровней атомов He и Ne.

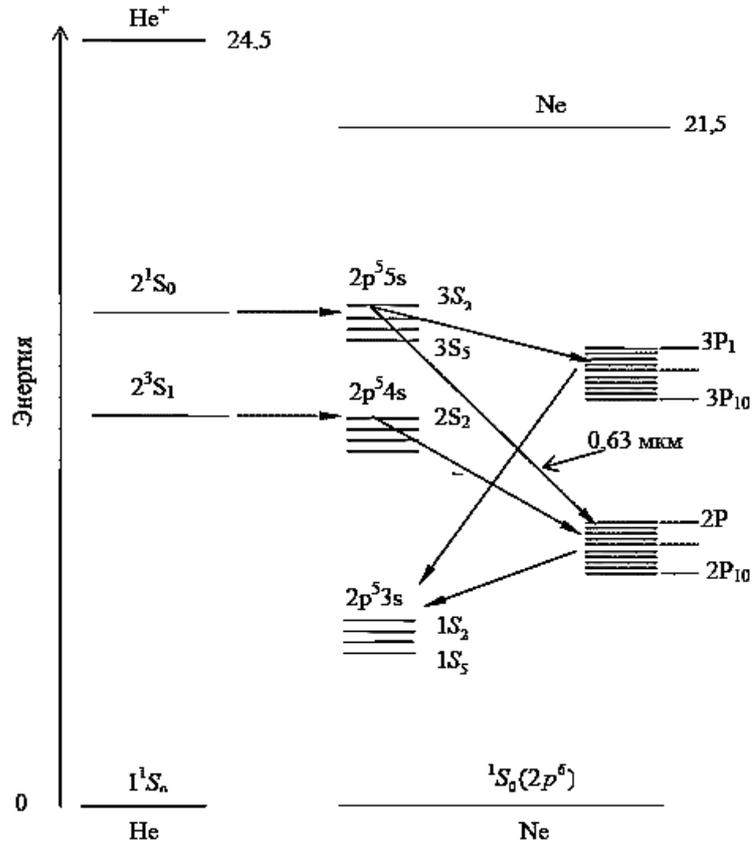


Рисунок 3.2 – Схема энергетических уровней атомов гелия и неона

Электронная конфигурация основного состояния гелия – $1s^2$. Первые возбужденные состояния соответствуют переходу одного электрона на оболочку $2s$ с образованием термов 2^3S_1 и 2^1S_0 , их энергии равны 19,77 и 20,55 эВ соответственно. Оба уровня метастабильны со временем жизни $\sim 10^{-3}$ с, т. к. излучательные переходы в основное состояние запрещены правилами отбора. Конфигурация основного состояния неона – $1s^2 2s^2 2p^6$. В возбужденном состоянии один из электронов переходит на более высокие s - или p -оболочки, т. е. в состояния с конфигурацией $1s^2 2s^2 2p^5 ns$ или $1s^2 2s^2 2p^5 np$ (для простоты в электронной конфигурации можно указывать только незаполненные оболочки $2p^5 ns$ и $2p^5 np$). Конфигурации $2p^5 ns$ отвечают четыре близкорасположенных энергетических уровня, а конфигурациям $2p^5 np$ – 10 уровней. На схеме энергетические уровни неона представлены в обозначениях Пашена. По правилам отбора разрешены переходы с верхних s -уровней на нижние p -уровни, а с этих уровней на метастабильные уровни $2p^5 3s$. Время жизни верхних s -уровней $\sim 10^{-7}$ с, а p -уровней $\sim 10^{-8}$ с. С уровней $2p^5 3s$ атомы неона переходят в основное состояние при соударениях со стенками газоразрядной трубки. При зажигании разряда происходит ударное возбуждение уровней гелия и неона. Однако из-за большой разницы в значениях их времени жизни существенное накопление атомов происходит только на метастабильных уровнях гелия. Присутствие в разряде достаточно большого числа таких атомов приводит к включению механизма резонансной передачи возбуждения от атомов гелия к атомам неона. Разность энергии между уровнями He и соответствующими верхними уровнями Ne

составляет около 0,037 эВ, поэтому процесс передачи возбуждения между этими уровнями наиболее интенсивен. В He–Ne-смеси условие (3.4) может быть выполнено только для уровней $3S_i - 3P_i$, $3S_i - 2P_i$, $2S_i - 2P_i$. Наиболее интенсивные переходы, связанные с генерацией на длине волны 1,15, 0,63 и 3,39 мкм, реализованы на практике. Оптимальное соотношение гелия и неона определяется экспериментально и находится в пределах от 10 : 1 до 5 : 1. Оптимальный диаметр газоразрядной трубки определяется необходимостью эффективного опустошения метастабильных уровней 1S неона, т. к. с этих уровней атомы могут перейти в основное состояние только при столкновении со стенками трубки. Разрушение уровней 1S способствует переходам атомов неона с уровней 2P на этот уровень, поддерживая инверсную населенность. Увеличение диаметра трубки приводит к увеличению времени диффузии атомов до стенки, в результате чего происходит нежелательное накопление атомов на уровнях 1S, влияющее на инверсную населенность. Уменьшение диаметра трубки приводит к понижению концентрации активных атомов и появлению дифракционных потерь. Максимальная мощность излучения достигается при диаметре $\sim 7...10$ мм.

Описание лабораторной установки

Все детали располагаются на оптической скамье 1 (рисунок 3.3). Вблизи выходного окна лазера 2 на кольцевую диафрагму 3 устанавливается поочередно поляризатор или дифракционная решетка с известным периодом. На экране 4 наблюдается картина. Вдоль оптической скамьи расположена линейка.

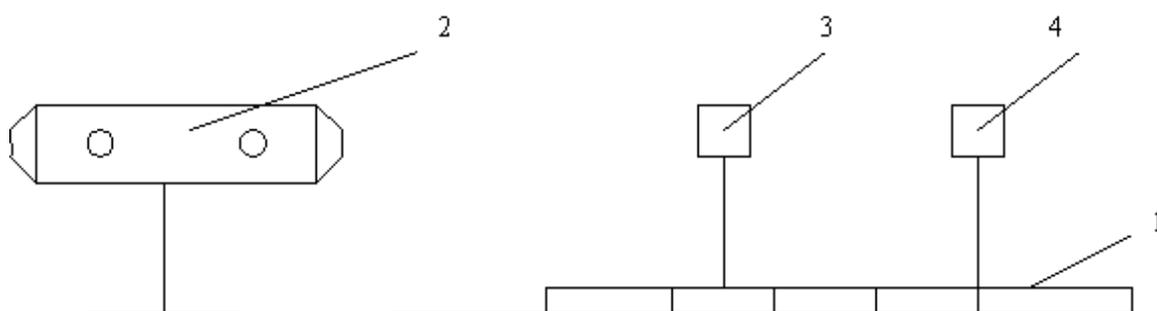


Рисунок 3.3 – Схема установки

Программа работы

Включить вилку сетевого стабилизатора в сетевую розетку и перевести тумблер «Сеть» в верхнее положение. Лазерный луч должен появиться на экране.

Внимание! Остерегайтесь попадания в глаза прямого лазерного излучения!

Исследование поляризации лазерного излучения.

1 Одеть на кольцевую диафрагму насадку с поляризатором. Вращением поляризатора погасить излучение, убедившись таким образом в поляризованности лазерного излучения. Вывод записать.

Определение угла расходимости лазерного излучения.

1 На расстоянии 15...20 см от выходного окна лазера расположить экран с закрепленным на нем листом бумаги.

2 Вращением поляроида ослабить излучение так, чтобы на бумаге были отчетливо видны границы светового пятна, и зарисовать размеры пятна.

3 Переместить экран на возможно большее расстояние от выходного окна и снова зарисовать его размеры.

4 Измерить диаметр пятен (рисунок 3.4).

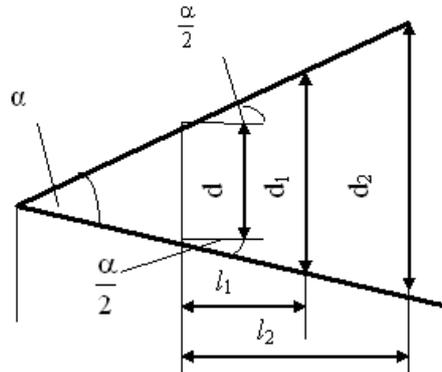


Рисунок 3.4 – К определению угла расходимости

5 Найти угол расходимости излучения по формуле

$$\alpha = \frac{d_2 - d_1}{l_2 - l_1}, \quad (3.7)$$

вывод которой следует из анализа рисунка 3.4, поскольку в приближении малых углов $\text{tg } \alpha \approx \alpha$ и выражение (3.7) можно представить в виде

$$\frac{\alpha}{2} = \frac{d_2 - d_1}{2(l_2 - l_1)}.$$

Измерение длины волны излучения.

1 Заменить поляроидную насадку дифракционной решеткой. Перемещая экран, получить четкое изображение дифракционной картины.

2 Определить синус угла φ_k , под которым виден максимум k -го порядка. Для этого измерить расстояние L между решеткой и экраном и расстояние x_k между нулевым и k -максимумом. Вычислить сначала тангенс по формуле

$$\text{tg } \varphi_k = \frac{x_k}{L}.$$

Затем найти угол $\varphi_k = \text{arctg } \frac{x_k}{L}$. Тогда $\sin \varphi_k = \sin(\text{arctg } \frac{x_k}{L})$.

3 Вычислить длину волны газового лазера по формуле

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin \varphi_k}{k},$$

где d – период решетки; $d = 10^{-5}$ м.

Эта формула следует из условия наблюдения главного максимума для дифракционной решетки

$$d \cdot \sin \varphi_k = \pm k \cdot \lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots).$$

Контрольные вопросы

- 1 Опишите механизм возникновения спонтанного и вынужденного излучений.
- 2 Укажите основные свойства индуцированного излучения.
- 3 Какое состояние называется инверсной населенностью?
- 4 Опишите устройство и действие газового лазера.
- 5 Как создается инверсная населенность гелий-неонового лазера?
- 6 Каково назначение резонатора в газовом лазере?
- 7 При каких условиях среда начинает усиливать проходящее через нее электромагнитное излучение?
- 8 Почему не удастся создать инверсную населенность с помощью оптической накачки в двухуровневой системе атомов?
- 9 Почему невозможно достижение беспредельно больших величин усиления в активной среде?
- 10 Чем обусловлена высокая монохроматичность и направленность излучения лазера?
- 11 Какой принцип используется в лазерах для увеличения эффективной длины области усиления?



4 Лабораторная работа № 17. Изучение спектра водорода, определение постоянной Ридберга

Цель работы: экспериментально изучить спектр излучения водорода с помощью монохроматора. Отградуировать шкалу монохроматора, рассчитать теоретически и определить экспериментально постоянную Ридберга, радиус первой боровской орбиты и потенциал ионизации атома водорода.

Общие сведения

В рамках модели Бора энергия электрона в атоме любого элемента Периодической системы Менделеева квантуется. Энергетический спектр атома представляет собой совокупность энергетических уровней. Простейшими атомными системами являются атом водорода и водородоподобные атомы, у которых в поле ядра находится один электрон. Рассмотрим атомную систему, состоящую из ядра с зарядом $+Z \cdot e$ и одного электрона с зарядом $-e$. Кулоновская сила F

взаимодействия между ядром и электроном играет роль центростремительной силы. Поэтому можно записать

$$\frac{Z \cdot e^2}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r^2} = \frac{m \cdot v^2}{r}, \quad (4.1)$$

где m – масса электрона;
 r – радиус электронной орбиты.

Электрон, находящийся в электрическом поле ядра, обладает потенциальной энергией, определяемой формулой

$$E_n = \varphi \cdot (-e) = \frac{+Z \cdot e(-e)}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r} = -\frac{Z \cdot e^2}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r}, \quad (4.2)$$

где φ – потенциал поля ядра в месте нахождения электрона.

Полная энергия E электрона равна сумме потенциальной и кинетической энергий:

$$E = E_n + E_k = -\frac{Z \cdot e^2}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r} + \frac{m \cdot v^2}{2}. \quad (4.3)$$

Выразив из формулы (4.1) величину v^2 и подставив в равенство (4.3), получим

$$E = -\frac{Z \cdot e^2}{8\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r}. \quad (4.4)$$

Согласно третьему постулату Бора электрон в атоме может вращаться только по стационарным орбитам, радиус которых определяется из условия

$$m \cdot v \cdot r = n \cdot \frac{h}{2\pi}, \quad (4.5)$$

где h – постоянная Планка;
 n – квантовое число, определяющее принадлежность электрона к той или иной орбите (номер орбиты).

Вычислим радиусы стационарных орбит и полную энергию электрона в водородоподобном атоме. Возведя в квадрат обе части формулы (4.5) и подставив в нее величину $m \cdot v^2$ из (4.1), получим

$$r = \frac{\varepsilon_0 \cdot n^2 \cdot h^2}{\pi \cdot m \cdot e^2 \cdot Z}. \quad (4.6)$$



При подстановке значения r из (4.6) в (4.4) энергия электрона в водородо-подобном атоме будет определяться выражением

$$E = -\frac{Z^2 \cdot e^4 \cdot m}{8 \cdot \varepsilon_0^2 \cdot h^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (4.7)$$

Из (4.7) следует, что квантовое число n определяет энергию электрона в атоме. Поэтому n названо главным квантовым числом.

Согласно второму постулату Бора атомная система, переходя из стационарного состояния, характеризуемого квантовым числом n_j , в состояние с квантовым числом n_i ($n_i < n_j$), испускает электромагнитную волну с частотой

$$\nu_{i,j} = \frac{E_j}{h} - \frac{E_i}{h} = \frac{m \cdot e^4 \cdot Z^2}{8 \cdot \varepsilon_0^2 \cdot h^3} \cdot \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right). \quad (4.8)$$

Дробь, стоящая перед скобкой в (4.8), обозначается буквой R и называется постоянной Ридберга:

$$R = \frac{m \cdot e^4}{8 \cdot \varepsilon_0^2 \cdot h^3}. \quad (4.9)$$

Подставив значения величин, входящих в формулу, можно получить значение постоянной Ридберга:

$$R = \frac{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^4}{8 \cdot (8,85 \cdot 10^{-12})^2 \cdot (6,62 \cdot 10^{-34})^3} = 3,28 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}.$$

С учетом введенного обозначения формулу (4.8) можно записать в виде

$$\nu_{i,j} = R \cdot Z^2 \cdot \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right). \quad (4.10)$$

Так как $\nu_{i,j} = \frac{c}{\lambda_{i,j}}$, то в спектроскопии формулу (4.10) чаще записывают в следующем виде:

$$\frac{1}{\lambda_{i,j}} = R' \cdot Z^2 \cdot \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right), \quad (4.11)$$

где $R' = \frac{R}{c} = 1,09 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$.

Если излучение атомов пропустить через спектральный прибор (например, через дифракционную решетку), то можно наблюдать спектральные линии, со-



ответствующие различным длинам волн. Формула (4.10) или (4.11) позволяет объединить спектральные линии в серии.

Серией называется совокупность спектральных линий, описываемых формулой (4.10) или (4.11), если $n_i = \text{const}$, т. е. серия возникает при переходе электрона с вышележащих уровней $n_j = n_i + 1$; $n_j = n_i + 2$; $n_j = n_i + 3$ и т. д. на уровень с данным квантовым числом n_i .

В спектр испускания атома водорода ($Z = 1$) входит несколько серий, расположенных в различных областях спектра

$$\frac{1}{\lambda_{i,j}} = R' \cdot \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right). \quad (4.12)$$

Серия Лаймана – далекая ультрафиолетовая область спектра при $n_i = 1$, $n_j = 2, 3, \dots, \infty$.

Серия Бальмера – видимая и близкая ультрафиолетовая область при $n_i = 2$, $n_j = 2, 3, \dots, \infty$.

Серия Пашена – инфракрасная область спектра при $n_i = 3$, $n_j = 4, 5, \dots, \infty$.

Серия Брэккета – инфракрасная область спектра при $n_i = 4$, $n_j = 5, 6, \dots, \infty$.

Серия Пфунда – инфракрасная область спектра при $n_i = 5$, $n_j = 6, 7, \dots, \infty$.

Схема энергетических уровней атома водорода и соответствующих переходов показана на рисунке 4.1.



Рисунок 4.1 – Серии водородоподобных атомов

Зная частоту ν_{cp} граничной линии Лаймана, можно определить энергию, необходимую для отрыва электрона от атома водорода, находящегося в основном состоянии с $n_i = 1$. Эта энергия называется энергией ионизации и вычисляется по формуле

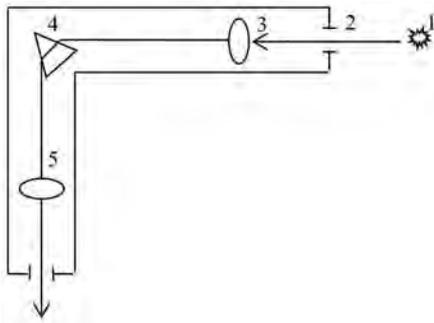
$$E_{\text{ион}} = h \cdot \nu_{\text{сп}}.$$

Из (4.10) следует, что при $n_i = 1$ и $n_j = \infty$ значение частоты $\nu_{\text{сп}} = R$, а энергия ионизации водородоподобного атома вычисляется по формуле

$$E_{\text{ион}} = h \cdot R. \quad (4.13)$$

Описание лабораторной установки

Оптическая схема универсального монохроматора УМ-2 представлена на рисунке 4.2. Свет от источника 1 попадает на входную щель 2 монохроматора, которая находится в фокусе линзы 3. Призма 4 разлагает свет в спектр, который наблюдается в фокальной плоскости линзы 5. Призма 4 установлена на призменном столике, который поворачивается с помощью микрометрического винта поворотного механизма.



На барабане длин волн поворотного механизма нанесены деления – градусы. Отсчет читается против индекса, скользящего по спиральной канавке. Поворот барабана приводит к повороту призменного столика на различные углы относительно падающего пучка света, и в окуляре наблюдаются спектральные линии различных длин волн.

Рисунок 4.2 – Оптическая схема монохроматора

Программа работы

Градуировка шкалы монохроматора.

На рисунке 4.3 показан внешний вид лабораторной установки.

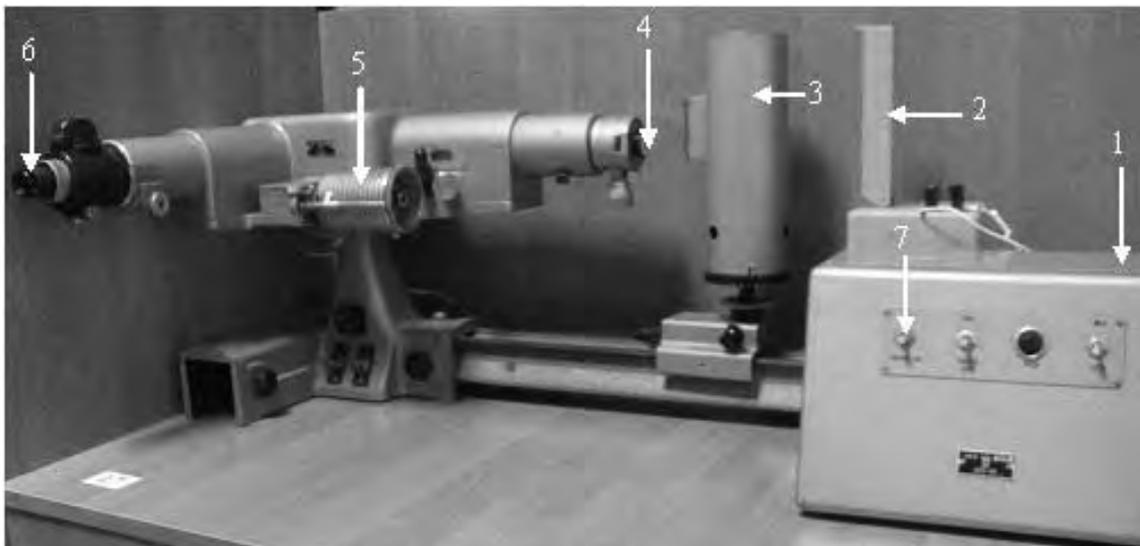


Рисунок 4.3 – Внешний вид лабораторной установки

1 Установить ртутную лампу 3 напротив входной щели 4 монохроматора. Включить источник питания 1 тумблерами «Сеть» и «Лампа ДРШ».

2 Нажав кнопку «Пуск» на источнике питания, наблюдать спектр в окуляре 6 монохроматора. Вращая барабан 5 и поочередно подводя к указателю (острие в поле зрения окуляра) соответствующую линию спектра, указанную в таблице 4.1, снять отсчеты по шкале барабана. Результаты измерений внести в таблицу 4.1. Отключить тумблер «Лампа ДРШ».

Таблица 4.1 – Результаты измерений

Окраска линии	Длина волны λ , нм (1 нм = 10^{-9} м)	Показание по шкале барабана n
Ярко-красная	623,4	
Желтая (первая)	578,0	
Светло-зеленая	546,0	
Светло-голубая	491,6	
Синяя	436,8	
Фиолетовая	406,2	

3 По результатам измерений построить градуировочный график – кривую зависимости длины волны λ от показаний n по шкале барабана.

Определение постоянной Ридберга.

1 Вместо ртутной лампы установить трубку с водородом 2 напротив входной щели монохроматора. Тумблером «Лампа К12» на источнике питания 7 включить высоковольтный преобразователь. Наблюдать спектр в окуляре монохроматора.

2 Поочередно подводя к указателю (острие в поле зрения окуляра) линии H_α – ярко-красная ($n_j = 3$) и H_β – зелено-голубая ($n_j = 4$) серии Бальмера, определить деления барабана n_α и n_β , соответствующие этим линиям. Результаты измерений внести в таблицу 4.2.

Отключить тумблеры «Лампа К12» и «Сеть» на источнике питания.

Таблица 4.2 – Результаты измерений

Спектральная линия	Показание по шкале барабана n_α (n_β)	Длина волны λ_α (λ_β), нм	R' , м^{-1}	R , с^{-1}	$\langle R \rangle$, с^{-1}
H_α (ярко-красная)					
H_β (зелено-голубая)					

3 Для каждого значения n_α и n_β найти по градуировочному графику значения длин волн λ_α и λ_β .

4 Для каждой длины волны λ_α и λ_β по формуле (4.12) вычислить значения R' , постоянной Ридберга и найти среднее значение $\langle R \rangle$.

Сравнить полученное и табличное значения постоянной Ридберга.

Определение радиуса первой боровской орбиты.

Найти радиус r первой орбиты для атома водорода. Для этого, совместно решая (4.6) и (4.9), следует получить формулу, связывающую радиус r с постоянной Ридберга R :

$$r = \frac{e^2 \cdot n^2}{8 \cdot Z \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot h \cdot R} \quad (4.13)$$

Подставив в формулу найденное из опыта среднее значение R , вычислить радиус первой боровской орбиты (при $Z=1$ и $n=1$).

Сравнить полученное значение с табличным.

Определение потенциала ионизации атома водорода.

Подставив в формулу (4.12) среднее значение R , вычислить потенциал ионизации атома водорода. Сравнить полученное значение с табличным.

Контрольные вопросы

- 1 Сформулируйте постулаты Бора, приведите выражение для стационарных орбит.
- 2 Запишите формулу Бальмера и объясните ее по теории Бора.
- 3 Получите формулу для расчета постоянной Ридберга, если была измерена длина волны спектральной линии, излучаемой при переходе электрона с пятой на вторую орбиту.
- 4 Что такое серия и какие серии для атома водорода Вы знаете?
- 5 Что называется потенциалом ионизации?

5 Лабораторная работа № 22. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника

Цель работы: определить ширину запрещенной зоны германия по температурной зависимости электропроводности.

Общие сведения

Валентные электроны в кристалле движутся в периодическом поле решетки. Это приводит к тому, что спектр возможных значений энергии валентных электронов распадается на ряд чередующихся разрешенных и запрещенных зон (рисунок 5.1). В пределах разрешенных зон энергия меняется квазинепрерывно. Значения энергии, принадлежащие запрещенным зонам, не могут реализоваться.



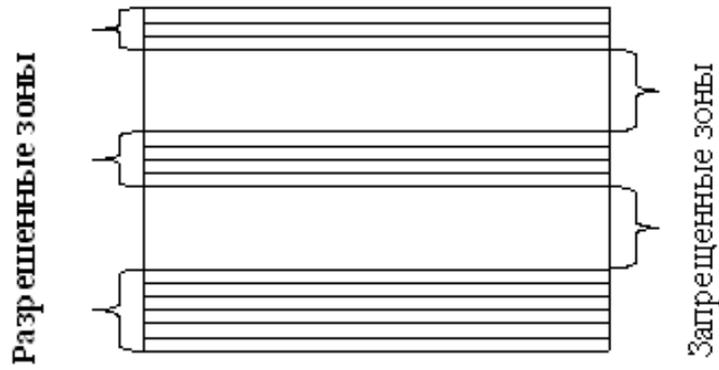


Рисунок 5.1 – Энергетические зоны

Чтобы понять происхождение зон, рассмотрим воображаемый процесс объединения атомов в кристалле. Пусть первоначально имеется N изолированных атомов какого-либо вещества. Пока атомы изолированы друг от друга, они имеют полностью совпадающие схемы энергетических уровней. Заполнение уровней электронами осуществляется в каждом атоме независимо от заполнения аналогичных уровней в других атомах. По мере сближения атомов между ними возникает все усиливающееся взаимодействие, которое приводит к изменению положения уровней. Вместо одного, одинакового для всех N атомов, уровня возникает N очень близких, но не совпадающих уровней. Таким образом, каждый уровень изолированного атома расщепляется в кристалле на N близко расположенных уровней, образующих полосу или зону. Величина расщепления для разных уровней не одинакова, она больше для внешних уровней, а внутренние уровни испытывают незначительное возмущение. На рисунке 5.2 показано расщепление уровней как функция расстояния r между атомами.

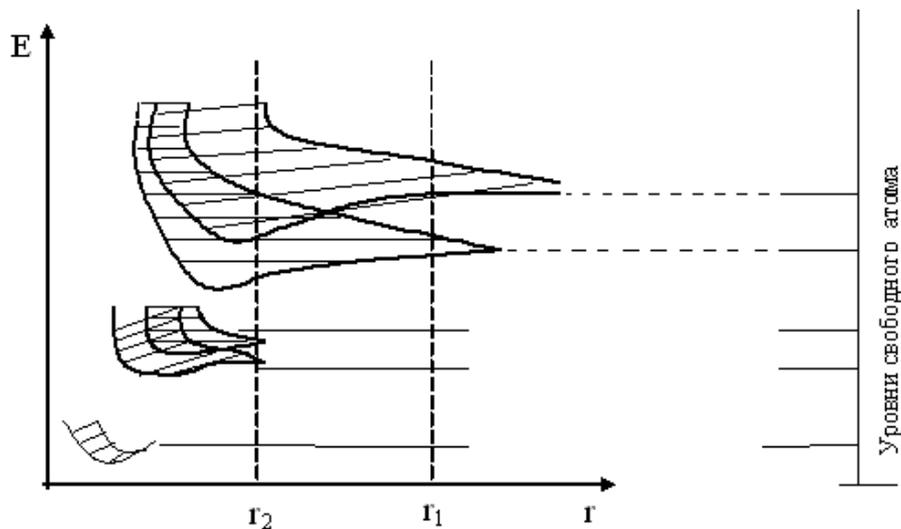


Рисунок 5.2 – Энергетическая схема расщепления уровней в зоны в зависимости от расстояния r между атомами

Из схемы видно, что возникающее в кристалле расщепление уровней, занятых внутренними электронами, очень мало. Заметно расщепляются лишь уровни, занимаемые валентными электронами. Такому же расщеплению под-

вергаются и более высокие уровни, не занятые электронами в основном состоянии атома. Более подробно о формировании зонной структуры твердого тела изложено в лабораторной работе № 30.

Зонная теория объясняет деление веществ на проводники, полупроводники и изоляторы различным заполнением электронами валентных зон. Если валентная зона заполнена не полностью, то кристалл является проводником. В этом случае можно считать, что зона проводимости соприкасается с валентной зоной. В металлах достаточно электронам сообщить энергию $\Delta E \sim 10^{-22} \dots 10^{-23}$ эВ, чтобы перевести их на свободные энергетические уровни. В полупроводниках и диэлектриках валентная зона при 0°C заполнена электронами полностью. Для увеличения энергии электрона ему надо сообщить энергию не меньше, чем ширина запрещенной зоны. Условно принято считать полупроводниками вещества, у которых ширина запрещенной зоны $\Delta E \leq 3$ эВ. Изоляторами считают вещества с шириной запрещенной зоны $\Delta E > 3$ эВ.

При $T > 0$ в полупроводниках появляется возможность перехода электронов в зону проводимости за счет внутренней энергии решетки. При этом в валентной зоне появляется «вакантное место» – так называемая «дырка», которая может быть заполнена другим электроном валентной зоны. Тогда в валентной зоне образуется новое «вакантное место», что эквивалентно движению положительно заряженной «дырки». Таким образом, «дырка» является свободным зарядом и вместе с электроном участвует в движении. Так как электрон и «дырка» образуются вместе, то проводимость собственных (чистых без примесей) полупроводников характеризуется равенством числа электронов и «дырок».

Электроны в зоне проводимости подчиняются распределению Ферми–Дирака. Для собственных полупроводников распределение Ферми–Дирака переходит в распределение Максвелла–Больцмана, т. к. $E \gg kT$. Тогда при невысоких температурах концентрацию свободных электронов в зоне проводимости и «дырок» в валентной зоне в полупроводниках можно определить, воспользовавшись распределением Максвелла–Больцмана

$$n_+ = n_- = B \cdot T^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (5.1)$$

где n_+ – концентрация дырок;

n_- – концентрация электронов;

ΔE – ширина запрещенной зоны;

k – постоянная Больцмана;

T – абсолютная температура;

B – постоянная, определяемая геометрией образца.

Удельная проводимость (электропроводность) собственного полупроводника $\gamma = \gamma_+ + \gamma_- = n_+ \cdot q_+ \cdot \mu_+ + n_- \cdot q_- \cdot \mu_-$ (где q_+ , q_- – заряды; μ_+ , μ_- – подвижности «дырок» и электронов). В рассматриваемом случае

$$n_+ = n_-, \quad q_+ = |q_-|, \quad \text{поэтому} \quad \gamma = n \cdot q \cdot (\mu_+ + \mu_-). \quad (5.2)$$



Подставив (5.1) в (5.2), получаем

$$\gamma = B \cdot T^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) q(\mu_+ + \mu_-). \quad (5.3)$$

Введем обозначение

$$\gamma_0 = B \cdot T^{3/2} q \cdot (\mu_+ + \mu_-) \quad (5.4)$$

и получим формулу для собственной проводимости полупроводника

$$\gamma = \gamma_0 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{2k \cdot T}\right). \quad (5.5)$$

Из формулы (5.5) следует, что проводимость полупроводников возрастает с увеличением температуры по экспоненциальному закону. При $T = 0$ $\gamma = 0$, при $T \rightarrow \infty$ электропроводность $\gamma = \gamma_0$.

Логарифмируя выражение (5.5), получим

$$\ln \gamma = \ln \gamma_0 - \frac{\Delta E}{2 \cdot k \cdot T}.$$

Значение $\ln(\gamma_0)$ слабо зависит от температуры, т. к. $\ln(\gamma_0) \sim 3/2 \ln(T)$ (см. формулу (5.4)). Поэтому можно считать, что зависимость $\ln(\gamma)$ от T^{-1} является линейной, как показано на рисунке 5.3.

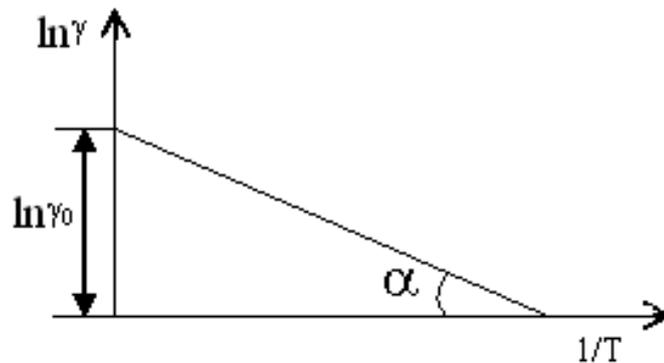


Рисунок 5.3 – Зависимость логарифма проводимости γ от $1/T$

Тогда, построив график указанной зависимости, по тангенсу угла наклона полученной прямой

$$\operatorname{tga} = \frac{\Delta E}{2k} \quad (5.6)$$

можно определить ширину запрещенной зоны

$$\Delta E = 2k \cdot \operatorname{tga}. \quad (5.7)$$

Описание лабораторной установки

Стенд состоит из термошкафа, образцов и измерительного оборудования и предназначен для определения температурной зависимости электропроводности твердых тел. Значения температуры и сопротивления образцов отображаются на экране мультиметров. Изучаемые образцы нагревают в термошкафу и с помощью указанного измерительного оборудования измеряют их сопротивление при различной температуре.

Программа работы

1 Подключить термошкаф к электрической сети.

2 Подключить к образцу мультиметры: первый – для измерения температуры (переключатель установить на «°C»); второй – для измерения сопротивления (переключатель установить на 20 К).

3 Измерить при комнатной температуре сопротивление образца (подобрать соответствующий предел измерений).

4 Регулятором мощности термошкафа установить необходимые значения температуры (не нагревать образцы выше 150°). Измерить сопротивление образца при различных температурах в интервале 20...120 °C через 10 °C. Данные занести в таблицу 5.1.

5 По окончании работы перевести регулятор мощности термошкафа в исходное положение.

6 Учитывая, что для проводника цилиндрической формы $R = \rho \cdot l / S$; $\gamma = \frac{1}{\rho} = \frac{l}{S} \cdot \frac{1}{R}$; $\gamma_0 = \frac{1}{\rho_0} = \frac{l}{S} \cdot \frac{1}{R_0}$ (где R_0 – сопротивление образца при комнатной температуре), для правомерности использования формулы (5.6) достаточно получить зависимость $\ln R^{-1} = f(T^{-1})$.

Построить график зависимости $\ln R^{-1} = f(T^{-1})$. Найти тангенс угла наклона полученного графика по формуле

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta \ln(R^{-1})}{\Delta(T^{-1})},$$

где $\Delta \ln(R^{-1})$ – разность двух значений $\ln(R^{-1})$, выбранных на графике;

$\Delta(T^{-1})$ – разность соответствующих значений T^{-1} .

7 Ширину запрещенной зоны вычислить с использованием выражения (5.7). Результаты вычислений занести в таблицу 5.2.

Таблица 5.1 – Измерение сопротивления в цепи при различных температурах

Номер измерения	1	2	3	4	5	...
R , Ом						
T , К	20	30	40	50	60	...

Таблица 5.2 – Расчет ширины запрещенной зоны

Номер измерения	R^{-1} , Ом ⁻¹	$\ln(R^{-1})$	$\Delta(\ln R^{-1})$	$1/T$, К ⁻¹	$\Delta(1/T)$	$\operatorname{tg} \alpha$	ΔE , Дж
1							
2							
3							

Контрольные вопросы

- 1 Объясните возникновение энергетических зон в кристаллах.
- 2 От чего зависит расстояние между соседними уровнями в зонах?
- 3 Объясните с точки зрения зонной теории различия между полупроводниками, проводниками и диэлектриками.
- 4 Как определяется проводимость полупроводников в работе?
- 5 Как зависит проводимость полупроводников от температуры?
- 6 Как определить ширину запрещенной зоны?
- 7 Поясните смысл удельной проводимости.

6 Лабораторная работа № 21. Снятие вольт-амперной характеристики полупроводникового выпрямителя

Цель работы: изучить вопросы, связанные с возникновением примесной проводимости полупроводников и p - n -перехода. Снять вольт-амперную характеристику проводникового диода $I = f(U)$.

Общие сведения

К классу полупроводников относится ряд материалов: селен Se, кремний Si, германий Ge, мышьяк As, теллур Te и т. д., большинство окислов металлов, например, окись меди Cu₂O, сульфиды, селениды металлов, двойные соединения элементов пятой и третьей групп Периодической системы элементов (GaAs, CaP) и т. д. Различают собственные и примесные полупроводники. Собственными полупроводниками являются химически чистые полупроводники (Ge, Se), а также химические соединения InSb, GaAs, CdS и др.

Наиболее распространенным полупроводником является германий, имеющий решетку типа алмаза, в которой каждый атом связан ковалентными связями с четырьмя ближайшими соседями. На рисунке 6.1 показана упрощенная «плоская» схема расположения атомов в кристалле германия, где каждая черточка обозначает связь, осуществляемую одним электроном.



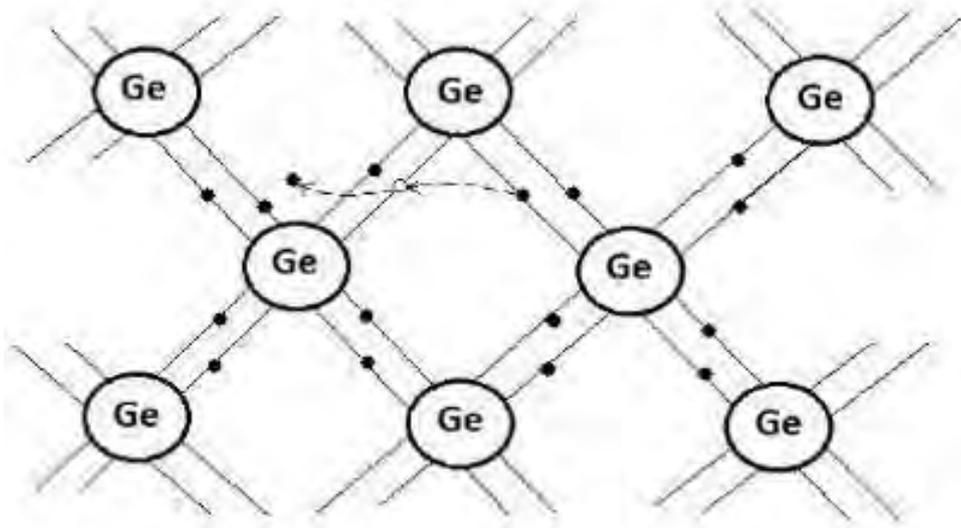


Рисунок 6.1 – Расположение атомов в кристалле германия

В идеальном кристалле при $T = 0$ К такая структура представляет собой диэлектрик, т. к. все валентные электроны участвуют в образовании связей и не обеспечивают его проводимость.

При повышении температуры (или под действием других факторов) тепловые колебания решетки могут привести к разрыву некоторых валентных связей, в результате чего часть электронов «отщепляется», и они становятся свободными. В покинутом электроном месте возникает нескомпенсированный положительный заряд, который называют «дыркой» (изображено белым кружком), заполнить которую могут электроны из соседней пары. В результате «дырка», так же как и освободившийся электрон, будет двигаться по кристаллу. Их движение в отсутствии поля будет хаотическим. Если же на кристалл наложить электрическое поле, то электроны начнут двигаться против поля, а «дырки» – по полю, что приведет к возникновению собственной проводимости германия, обусловленной движением как электронов, так и «дырок».

Наличие в полупроводниках примесей наделяет их заметной проводимостью при комнатной температуре. Следует различать примеси с валентностью выше, чем у чистого полупроводника, и ниже. Если в кристалле атомы германия будут частично замещены примесными атомами элемента пятой группы Периодической системы Менделеева (например, мышьяка), имеющими пять валентных электронов, то четыре из них заполняют ковалентные связи с четырьмя соседними атомами, а пятый окажется «лишним», может легко отделиться и будет «блуждать» по кристаллу (рисунок 6.2).

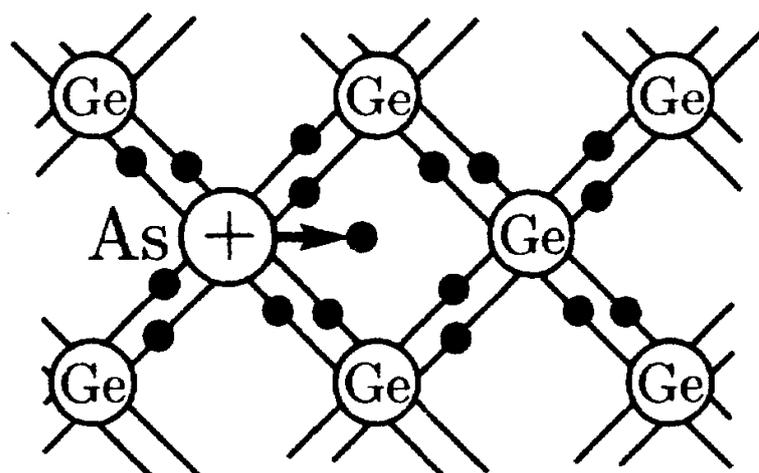


Рисунок 6.2 – Схема электронной проводимости

Под воздействием электрического поля он становится электроном проводимости, вследствие чего проводимость называется электронной или *n*-проводимостью (*negative* – отрицательный). Если четырехвалентный атом германия заменить атомом элемента третьей группы Периодической системы (например, бора), то трех его валентных электронов не хватает для заполнения валентных связей с соседними атомами. В решетке германия при этом образуется вакантное место электронов, называемое «дыркой». Такая «дырка» не остается постоянно в каком-либо узле, а вследствие переходов электронов от соседних атомов хаотически «блуждает» по кристаллу, появляясь всегда там, откуда ушел электрон. В электрическом поле движение «дырок» приобретает направленность: электроны во время их переходов смещаются против поля, а «дырки» – по полю, подобно носителям положительного заряда. Полупроводники с примесью, имеющей меньшую валентность, обладают «дырочной» проводимостью, называемой *p*-проводимостью (*positiv* – положительный). В действительности же «дырочная» проводимость обусловлена направленным движением электронов связи.

Атомы примеси, сообщаящие полупроводнику электронную проводимость, получили название *донорных* или просто *доноров*, а «дырочную» – *акцепторных* или *акцепторов*.

Контакт двух полупроводников. Рассмотрим явления, которые происходят при соприкосновении двух полупроводников с разными типами примесной проводимости.

Электронно-дырочный переход или, как его называют, *p–n*-переход, на границе между полупроводниками с «дырочной» (*p*-типа) и электронной (*n*-типа) проводимостью. Он является основным элементом во многих полупроводниковых приборах, *p–n*-переход не может быть образован в случае прижимного контакта двух кристаллов, отличающихся знаком свободных носителей заряда. Он представляет собой некоторую область внутри кристалла на границе между двумя его частями с разным типом проводимости. Для того чтобы рассмотреть процессы, ведущие к образованию *p–n*-перехода, представим себе, что создание идеального электрического контакта между кристаллами возможно

путем их простого соприкосновения. На рисунке 6.3 показано условное обозначение p - n -перехода. В отсутствие внешнего электрического поля, благодаря тепловому движению, электроны в избыточном количестве из n -области переходят в p -область, а «дырки» – в противоположном направлении. Поэтому в n -области, вблизи границы раздела, появится положительный объемный заряд, а в p -области – отрицательный. В пограничном слое электронов и «дырок» соберется так много, что электроны станут отталкивать стремящиеся перейти пограничный слой новые электроны, а «дырки» закроют путь проходящим сюда «дыркам».

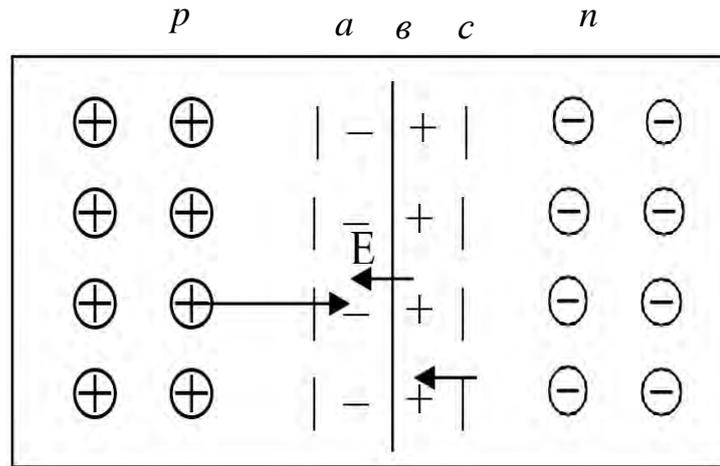


Рисунок 6.3 – Схема p - n -перехода

В области контакта образуется двойной электрический слой объемных зарядов и, следовательно, контактное электрическое поле, напряженность которого направлена от кристалла n -типа к кристаллу p -типа. Диффузия электронов и «дырок» будет происходить до тех пор, пока контактное поле достигнет такой величины, что его действие уравнивает действие различия концентраций носителей тока каждого типа. В контактном слое «ас» устанавливается определенное значение контактной разности потенциалов. При обычных температурах электроны и «дырки» из основной массы полупроводника не могут преодолеть эту разность потенциалов и проникнуть в приконтактный, обедненный основными носителями тока слой «ас». Эта приконтактная область и является p - n -переходом и называется запирающим слоем. Носители тока не могут преодолеть запирающий слой без помощи внешнего электрического поля.

Приложим к запирающему слою внешнее электрическое поле источника тока, направление которого совпадает с направлением поля контактного запирающего слоя (рисунок 6.4).

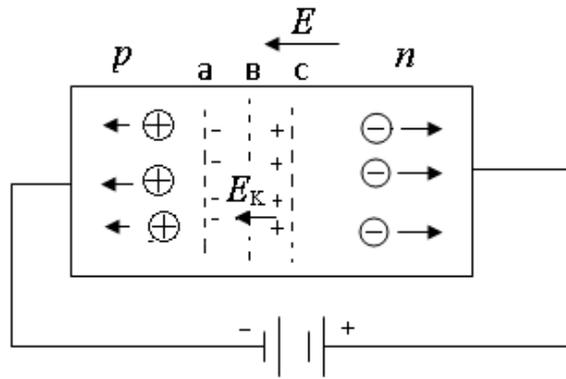


Рисунок 6.4 – Схема токов при обратном включении p - n -перехода

Внешнее поле будет усиливать поле контактного слоя. Электроны и «дырки» будут удаляться от границы контакта. Величина сопротивления запирающего слоя возрастает, т. к. число электронов и «дырок» в нем уменьшается. Увеличенное сопротивление запирающего слоя значительно уменьшит величину проходящего через него тока. Такой ток называется обратным или запирающим током полупроводника. Изменим направление внешнего электрического поля E . Теперь оно будет ослаблять электрическое поле E_K приконтактного слоя и вызовет перемещение электронов и «дырок» из глубины полупроводников к границе p - n -перехода (рисунок 6.5, а).

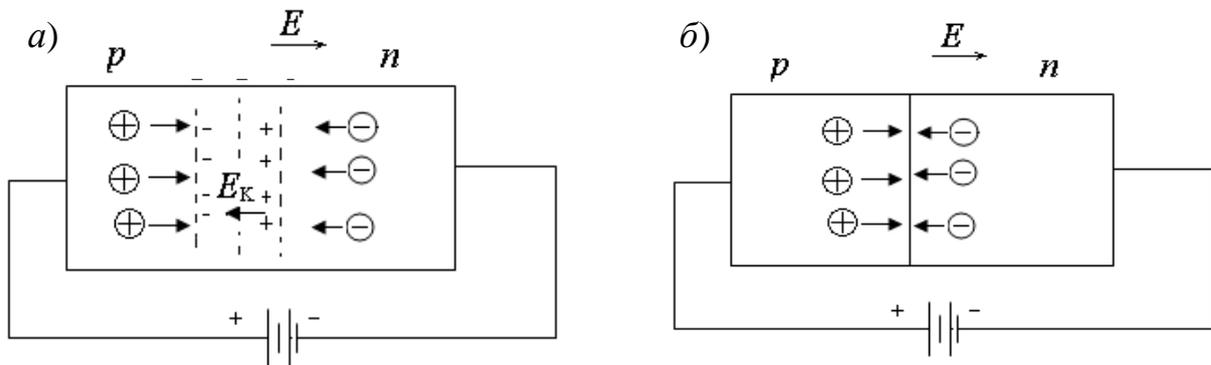


Рисунок 6.5 – Схема токов при прямом включении p - n -перехода

Число подвижных носителей тока в области контакта будет возрастать. Толщина контактного слоя и его сопротивление при этом уменьшатся, электрический ток возрастет. При определенной напряженности внешнего электрического поля сопротивление контактного слоя станет одинаковым с сопротивлением остального объема каждого из полупроводников (см. рисунок 6.5, б), запирающий слой исчезнет. Ток в цепи будет большим. Такой ток называется прямым или пропускным током полупроводника.

При подведении к полупроводниковому выпрямителю переменной разности потенциалов ширина запирающего слоя будет то возрастать, то убывать. В момент возрастания его ширины, ток через переход не пройдет, а в момент

убывания пройдет. Таким образом, контакт двух полупроводников с различным типом проводимости обладает униполярной (односторонней) проводимостью. Действие этого контакта аналогично выпрямляющему действию двухэлектронной лампы (диода). Поэтому полупроводниковое устройство, содержащее один $p-n$ -переход, называется полупроводниковым диодом. Эти диоды имеют ряд таких преимуществ, как малые габариты, большая механическая прочность (они выдерживают статические перегрузки до 150g и вибрационные до 12g), более продолжительный срок службы, малая мощность рассеяния, отсутствие нагреваемого катода и т. д. Недостатком является зависимость их вольт-амперных характеристик от температуры и наличие небольшого обратного тока.

Программа работы

1 Для снятия вольт-амперной характеристики полупроводникового диода следует собрать схему (рисунок 6.6). Для измерения прямого тока в цепь включаются миллиамперметр (10...75 мА) и вольтметр (0...3 В).

2 Потенциометр R1 (на выпрямителе) установить в нулевое положение. Ползунок потенциометра R2 поставить в крайнее положение, в котором напряжение равно 0. Переключатель полярности тока замкнуть в пропускном направлении диода Д. После проверки схемы преподавателем включить напряжение цепи тумблером «Сеть» на выпрямителе. Потенциометром R1 подать незначительную часть напряжения на потенциометр R2. Меняя потенциометром R2 напряжение от 0 до 1 В, через каждые 0,04 В записывать показания миллиамперметра.

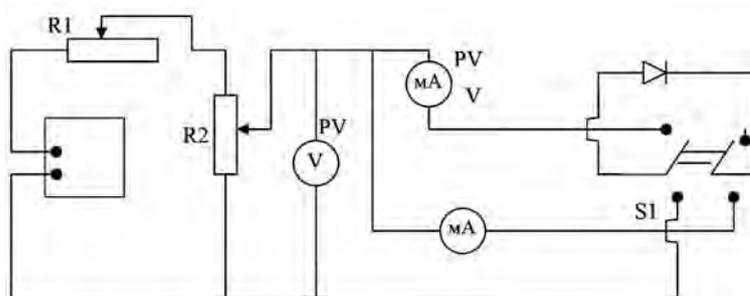


Рисунок 6.6 – Схема установки

При малых значениях напряжения ток быстро возрастает – надо не допускать зашкаливания стрелки приборов. Снять шесть–восемь значений напряжения и соответствующего им тока. Данные записать в таблицу 6.1.

Таблица 6.1 – Результаты измерений

Ток	Номер измерения	Прямой ток I , мА; Обратный ток I , мкА	U , В
Прямой			
Обратный			

3 Вернуть потенциометры в нулевое положение. Для измерения обратного тока через диод использовать микроамперметр, а вольтметр переключить на пределы 0...150 В. Переключателем R1 изменить направление тока в цепи диода. Изменяя потенциометром R2 напряжение (6–8 раз), записать соответствующее значение тока. Данные занести в таблицу 6.1.

4 По экспериментальным данным построить вольт-амперную характеристику выпрямителя (по оси абсцисс откладывают напряжение, а по оси ординат – соответствующее значение тока). Характеристики прямого и обратного направлений строят на одном графике. Прямой ток и напряжение считают положительными, обратные ток и напряжение – отрицательными.

Контрольные вопросы

- 1 В чем состоит механизм электронной и «дырочной» проводимости полупроводников ?
- 2 Какие примеси называют донорными и акцепторными?
- 3 Что называют *p–n*-переходом?
- 4 Какое направление тока через *p–n*-переход называют прямым?
- 5 Какое направление тока через *p–n*-переход называют обратным?
- 6 Объясните устройство германиевого выпрямителя.

7 Лабораторная работа № 30. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника по измеренным спектрам фотопроводимости

Цель работы: изучить явления фотопроводимости полупроводников и экспериментально определить ширину запрещенной зоны полупроводника по спектральной характеристике фотопроводимости.

Общие сведения

При освещении полупроводников светом их электрическое сопротивление изменяется. Это явление называют *фотопроводимостью* или *внутренним фотоэффектом*. В зависимости от типа полупроводника фотопроводимость наблюдается в широкой области спектра: от ультрафиолетового до инфракрасного диапазона.

Для выяснения механизма этого явления кратко рассмотрим зонную теорию электропроводности твердых тел. Сближение атомов в твердом теле на расстояние порядка размеров самих атомов приводит к тому, что внешние (валентные) электроны теряют связь со своими атомами, становятся «коллективными» и могут двигаться по всему объему кристалла, обуславливая его электропроводность. Электропроводность твердых тел объясняется зонной теорией, по представлениям которой в кристалле возникают зоны разрешенных значе-



ний энергий (разрешенные зоны), разделенные запрещенными зонами. На рисунке 7.1 поясняется возникновение энергетических зон (a – расстояние между атомами).

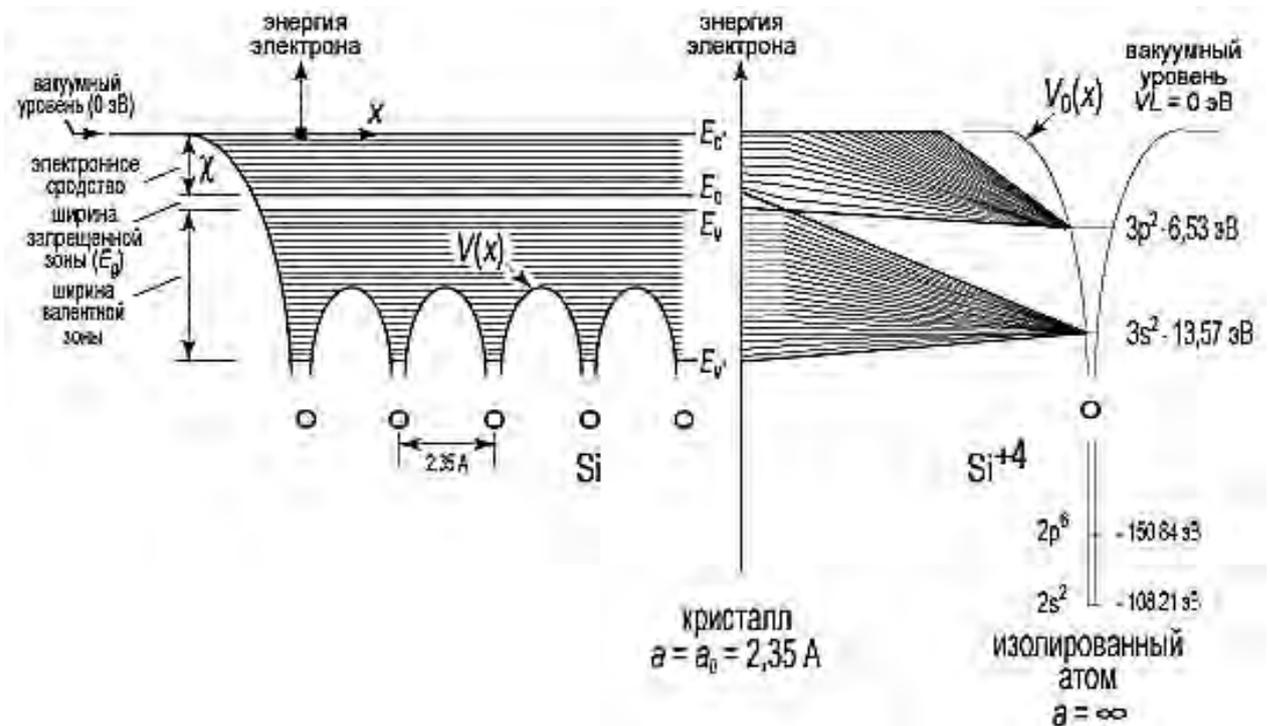


Рисунок 7.1 – Расщепление энергетических уровней в кремнии

Разрешенные энергетические зоны могут быть отделены друг от друга запрещенными зонами, но могут и перекрываться с ними. Глубинные атомные уровни расширяются незначительно, уровни же, соответствующие внешним электронным оболочкам атома, расширяются настолько, что соответствующие энергетические зоны обычно перекрываются. При этом индивидуальность зон сохраняется: состояния электронов с одной и той же энергией, но принадлежащие разным зонам различны. Разрешенная зона, образуемая из энергетических уровней валентных электронов свободных атомов, называется *валентной зоной*. Частично заполненная электронами валентная зона (рисунок 7.2, б) или свободная разрешенная зона, ближайшая к полностью заполненной валентной зоне (рисунок 7.2, а), называется *зоной проводимости*.

В соответствии с принципом Паули на каждом энергетическом уровне может находиться не более двух электронов. Поэтому в каждой разрешенной зоне кристалла может поместиться не более $2N$ электронов, где N – число уровней в зоне. При $T = 0 \text{ K}$ все электроны занимают наиболее низкие энергетические состояния.

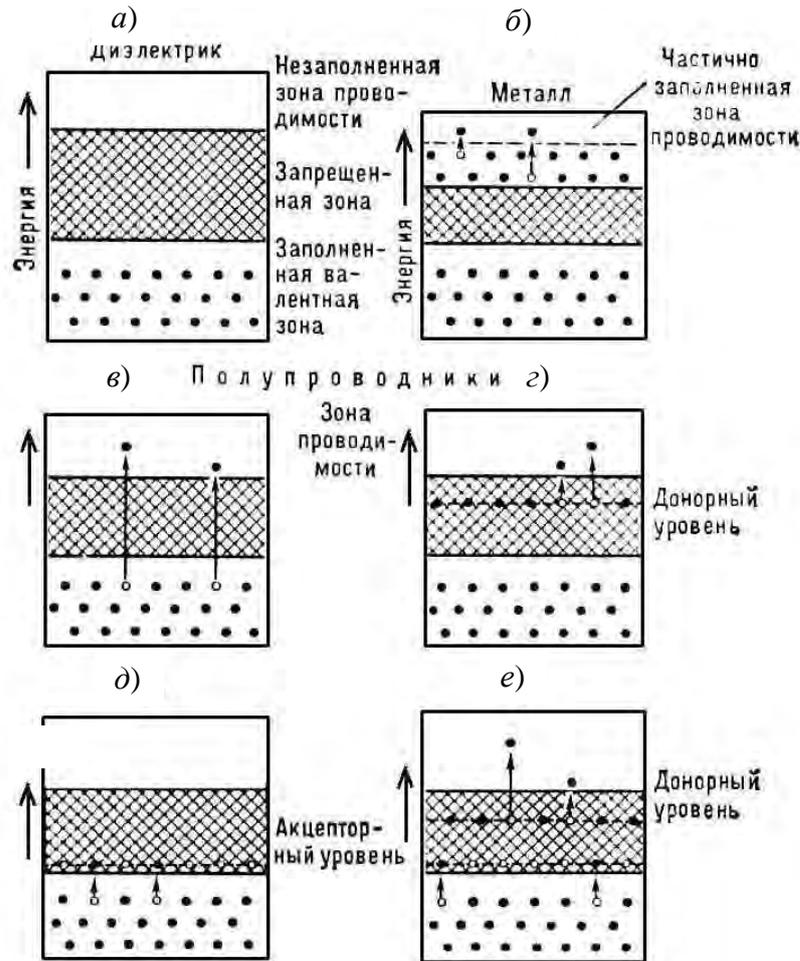


Рисунок 7.2 – Зонные диаграммы

Существование веществ с различными электрическими свойствами связано с взаимным расположением энергетических зон и характером заполнения разрешенных зон электронами. Различие между проводниками и диэлектриками состоит в том, что в проводниках валентная зона заполнена электронами частично либо запрещенная зона настолько узка, что уже при обычных температурах электроны могут переходить из валентной зоны в зону проводимости (см. рисунок 7.2, б).

В *диэлектриках* ширина запрещенной зоны настолько велика, что при нормальных условиях валентная зона полностью занята электронами, а зона проводимости свободна от них (см. рисунок 7.2, а). При высоких температурах электроны могут переходить в зону проводимости, однако эти значения превышают температуру плавления материала.

Полупроводниками принято называть материалы, у которых ширина запрещенной зоны составляет $\Delta E_g \approx 0,2 \dots 2,5$ эВ. Для сравнения – средняя тепловая энергия электронов при $T = 300$ К составляет $kT \approx 0,025$ эВ.

Химически чистые полупроводники Ge, Si, Se и др. называются *собственными полупроводниками*. Возбуждение электронной системы кристалла заклю-

чается в приобретении электроном энергии, благодаря чему он переходит в зону проводимости. Одновременно на месте ушедшего электрона возникает свободное место («дырка») в валентной зоне. Так как электрон и «дырка» движутся независимо, то их следует считать различными квазичастицами. Другими словами, возбуждение электронной системы заключается в рождении пары квазичастиц – электрона проводимости и «дырки». Носители тока в полупроводниках сосредоточены, как правило, в довольно узких областях значений энергий $\sim kT$: электроны – вблизи нижнего края (дна) зоны проводимости E_c , а «дырки» – вблизи верхнего края (потолка) валентной зоны E_v (рисунок 7.2, в).

Наличие дефектов и примесей в кристалле приводит к возникновению дополнительных (примесных) энергетических уровней, располагающихся в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости (полупроводник n -типа, рисунок 7.2, з) или у потолка валентной зоны (полупроводник p -типа, рисунок 7.2, д). При $T > 0$ К за счет теплового движения электроны примесных (донорных) уровней полупроводника n -типа переходят в зону проводимости, а в полупроводнике p -типа электроны переходят из валентной зоны на примесные (акцепторные) уровни. Таким образом, примесная проводимость полупроводника n -типа обусловлена движением электронов в зоне проводимости, а в полупроводнике p -типа электропроводность обусловлена движением «дырок» в валентной зоне.

При относительно высоких температурах наступает собственная проводимость примесного полупроводника, обусловленная переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости.

Неравновесные носители тока. Важной особенностью полупроводников, определяющей их применение, является возможность изменения в них концентрации носителей зарядов по сравнению с их равновесными значениями, т. е. вводить дополнительные, неравновесные электроны и «дырки». Генерация неравновесных носителей осуществляется путем освещения, облучения потоком быстрых частиц, действия сильного электрического поля и, наконец, инжекции через контакт с другим полупроводником или металлом.

Фотопроводимость полупроводников. При освещении полупроводника дополнительные носители заряда возникают вследствие *внутреннего фотоэффекта*, который состоит в том, что электрон поглощает падающий фотон и переходит на более высокий энергетический уровень, тем самым увеличивая концентрацию неравновесных носителей заряда. В этом случае фотоэффект называется внутренним потому, что возбужденный электрон остается внутри тела.

При этом если электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости (см. рисунок 7.2), то это приводит к возрастанию числа электронов проводимости и «дырок» (собственная фотопроводимость). В случае же примесной фотопроводимости электрон переходит с донорного уровня в зону проводимости или из валентной зоны на свободный акцепторный уровень (см. рисунок 7.2, з, д).

Фотопроводимость может возникать только тогда, когда энергия падающих фотонов $E = h \cdot \nu = h \cdot c/\lambda$ (h – постоянная Планка) равна либо превышает



энергию соответствующего перехода: $E \geq E_g$ – для собственной или $E > \Delta E_d$, $E > \Delta E_a$ – для примесной фотопроводимостей. Следовательно, фотопроводимость пропадает, если длина волны падающего излучения $\lambda > \lambda_{KP}$, где λ_{KP} – красная граница внутреннего фотоэффекта. Для собственной фотопроводимости

$$\lambda_{KP} = \frac{h \cdot c}{E_g}.$$

Определение ширины запрещенной зоны. Ширина запрещенной зоны E_g является одной из основных характеристик полупроводника. В работе предлагается определить E_g кристалла CdSe по спектральным кривым фотопроводимости.

Спектральной характеристикой называется зависимость фототока от длины волны при постоянной интенсивности падающего излучения $I_\phi = f(\lambda)_{E=\text{const}}$. Фототок в собственном полупроводнике появляется, начиная с длины волны λ_0 (рисунок 7.3), соответствующей равенству

$$\frac{h \cdot c}{\lambda_0} = E_g,$$

где λ_0 – «край» собственного поглощения.

Из рисунка 7.2, в следует, что спектральная характеристика должна иметь вид ступени (рисунок 7.3, а), но такой вид она могла бы иметь лишь при абсолютном нуле. При повышении температуры тепловое движение «размывает» край собственного поглощения (рисунок 7.3, б).

С увеличением энергии фотона в реальной спектральной характеристике фототок быстро достигает максимума, а затем начинает уменьшаться (см. рисунок 7.3, б), хотя энергии фотона достаточно для возникновения фотопроводимости.

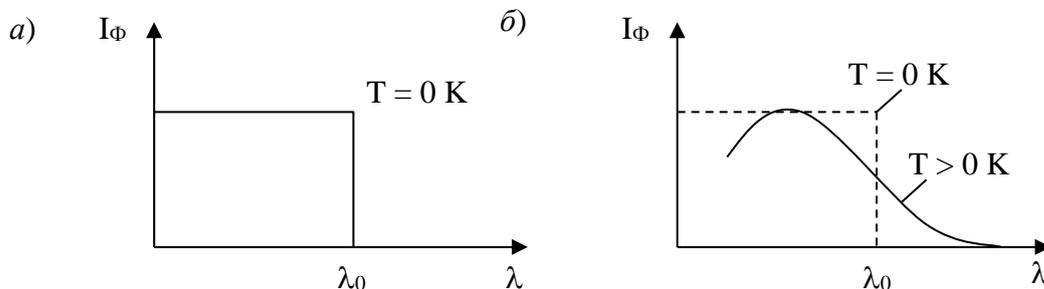


Рисунок 7.3 – Зависимость фототока от длины волны излучения

Это объясняется тем, что с уменьшением λ растет коэффициент оптического поглощения, а это приводит к поглощению света в тонком приповерхностном слое вещества, к повышению концентрации неравновесных носителей

и, соответственно, к повышенной скорости рекомбинации в этом слое. Другими словами, носители заряда активно рекомбинируют на поверхности, не успевая диффундировать в объем полупроводника, что приводит к уменьшению фотопроводимости.

Спектральные кривые фотопроводимости имеют со стороны больших длин волн резкий подъем, обусловленный началом характеристического поглощения. Так как в этом случае положение граничной длины волны точно неопределенно, то в практике применяется условная величина: на кривой $\Delta\sigma(\lambda)$ берется значение ординаты на спаде в области длинных волн, равное половине высоты максимума, и соответствующая ей длина волны принимается за граничную (λ_0 на рисунке 7.4).

Для снятия спектральной кривой фотопроводимости необходимо для каждой длины волны значение фототока отнести к величине падающего светового потока.

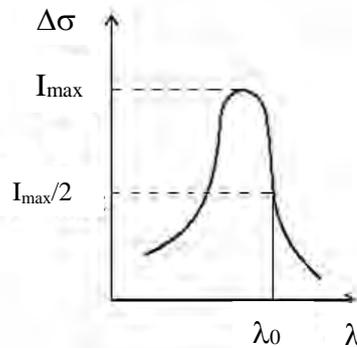


Рисунок 7.4 – Спектральная кривая фотопроводимости

В качестве источника света применяется лампа накаливания с вольфрамовой нитью. Спектральный состав такого света характеризуется участком кривой излучения Планка. В работе эта кривая не снимается, что исключает возможность рассчитать фототок на единицу падающего потока. Поэтому получаемые кривые $\sigma(\lambda)$ не являются в строгом смысле спектральными кривыми фотопроводимости. Но так как спектральная кривая падающего света в измеряемой области длин волн имеет плавный ход, то практически положение максимума на кривых остается таким же, что и на истинных кривых фотопроводимости. Это дает возможность определить E_g с хорошей точностью.

Описание лабораторной установки

В работе используется фоторезистор ФСД-2, изготовленный из селенида кадмия CdSe. Освещенный фоторезистор представляет собой обычный резистор, сопротивление которого определяется интенсивностью излучения, поэтому его вольт-амперная характеристика линейна.

Интенсивность падающего на фоторезистор излучения

$$J = n_{\phi} \frac{h \cdot c}{\lambda}, \quad (7.1)$$

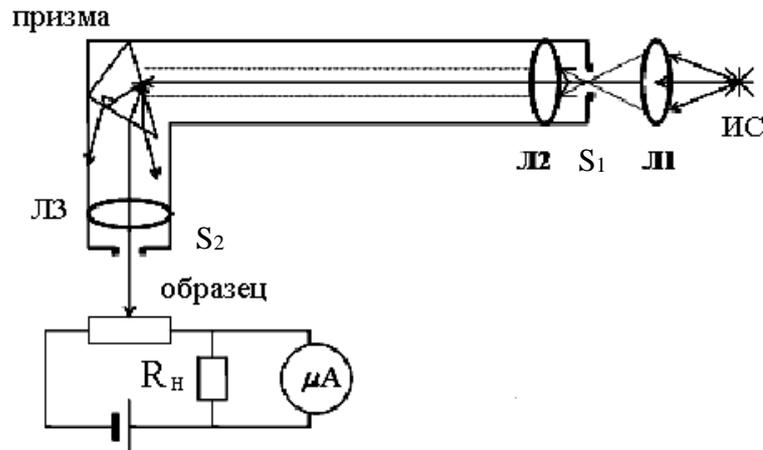


где n_{ϕ} – число фотонов, падающих на единицу поверхности фоторезистора в единицу времени.

Поскольку фототок пропорционален n_{ϕ} , то он пропорционален и интенсивности. По спектральной характеристике можно определить ширину запрещенной зоны

$$\Delta E = \frac{h \cdot c}{\lambda_{кр}}. \quad (7.2)$$

Принципиальная схема установки для исследования фототока от длины волны падающего света приведена на рисунке 7.5.



ИС – источник света; S_1, S_2 – щели монохроматора; $L_1 \dots L_3$ – линзы; μA – микроамперметр

Рисунок 7.5 – Блок-схема установки для исследования частотной зависимости фототока

Свет от источника ИС с помощью линзы L_1 сфокусирован на входную щель S_1 монохроматора. Эта щель находится в фокусе линзы L_2 . Параллельный пучок лучей, выходящий из линзы, падает на призму, которая разлагает свет в спектр. Каждой длине волны соответствует определенный угол, под которым свет выходит из призмы. Выходная щель монохроматора S_2 находится в фокальной плоскости линзы L_3 и вырезает из спектра нужную область. Прошедший сквозь выходную щель свет падает на исследуемый образец. Последовательно с образцом включены источник питания и микроамперметр μA .

Программа работы

Проверка градуировки монохроматора.

1 Установить на выходе монохроматора окуляр вместо насадки с фоторезистором. Включить ртутную лампу кнопкой «Пуск» на источнике питания. Сфокусировать её лучи с помощью линзы L_1 (см. рисунок 7.5) на входную щель монохроматора. Оптическая система должна быть полностью заполнена светом. Это осуществляется при выполнении соотношения $D_2 : b = D_3 : F$, где D_2 – диаметр линзы L_1 ; b – расстояние от неё до входной щели монохроматора; D_3 и F – диаметр и фокусное расстояние объектива. Для УМ-2 отношение

D3: $F = 1/6$.

2 Настроить монохроматор на желтый дублет ртутной лампы ($\lambda_1 = 577$ нм, $\lambda_2 = 579$ нм) и сравнить показания барабана с градуировочной кривой, приведенной на рисунке 7.6.

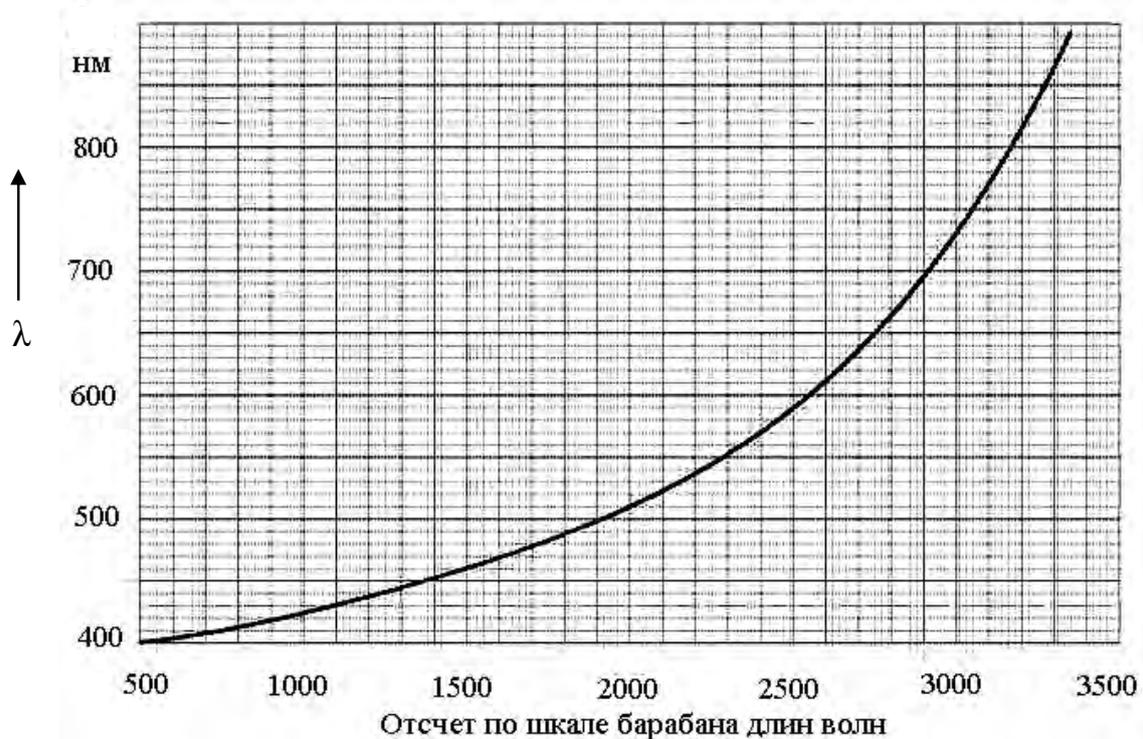


Рисунок 7.6 – Градуировочная кривая

Определение ширины запрещенной зоны.

- 1 Выключить ртутную лампу и установить лампу накаливания.
- 2 Вынуть окуляр и вставить вместо него насадку с фоторезистором.
- 3 Включить микроамперметр М95 и установить на нем предел измерения 10 μ А.
- 4 Включить блок питания В-24М и установить на нем напряжение питания 24 В.
- 5 Измерить темновой ток (записать показания микроамперметра).
- 6 Включить лампу накаливания и сфокусировать её нить на входную щель монохроматора.
- 7 Установить барабан монохроматора на отметке 3280° и при помощи микрометрического винта на насадке с фоторезистором установить показания микроамперметра на отметке 80.
- 8 Снять зависимость фототока от длины волны падающего света. Для этого необходимо:
 - вращая барабан монохроматора, установить метку его отсчета в нужном положении и подождать 10...20 с, для того чтобы фототок установился вблизи равновесного значения;
 - записать показания шкалы барабана;

- используя градуировочную кривую, записать длину волны λ света;
- записать показания микроамперметра;
- определить величину фототока путем вычитания темнового тока из показаний микроамперметра.

9 Указанную в п. 8 последовательность измерений провести в диапазоне 400...810 нм, данные занести в таблицу 7.1.

Обработка результатов измерений.

- 1 Построить график зависимости фототока от длины волны излучения.
- 2 Из графика на участке подъема фототока справа определить λ_0 (см. рисунок 7.4), а затем по формуле (7.2) ширину запрещенной зоны исследуемого полупроводника. Полученный результат сравнить с табличным.
- 3 Записать вывод по работе.

Таблица 7.1 – Результаты измерений

Длина волны λ , нм	400	500	550	600	620	640	660	680	690	700	720	750	780	810
Показание шкалы барабана														
Показание микроамперметра, мкА														
Фототок, мА														

Контрольные вопросы

- 1 В чем отличие между проводниками и изоляторами с точки зрения зонной теории? Какие вещества относятся к классу полупроводников?
- 2 Что такое фотопроводимость полупроводников? Объясните механизм возникновения фотопроводимости с точки зрения зонной теории.
- 3 Что такое внутренний фотоэффект? Сравните с внешним фотоэффектом.
- 4 Объясните спектральную зависимость фототока в области собственного поглощения.
- 5 Как с помощью спектральной характеристики можно оценить ширину запрещенной зоны полупроводника?



Список литературы

- 1 **Копылова, О. С.** Курс общей физики: учебное пособие / О. С. Копылова. – Москва: СтГАУ – Агрус, 2017. – 300 с.
- 2 **Ташлыкова-Бушкевич, И. И.** Физика : учебник в 2 ч. Ч. 1 : Механика. Молекулярная физика и термодинамика. Электричество и магнетизм / И. И. Ташлыкова-Бушкевич. – 2-е изд., испр. – Минск: Вышэйшая школа, 2014. – 303 с. : ил.
- 3 **Трофимова, Т. И.** Физика : учебник / Т. И. Трофимова. – Москва: Академия, 2012. – 320 с.
- 4 **Врублевская, Г. В.** Физика. Практикум : учебное пособие / Г. В. Врублевская. – Москва: ИНФРА-М; Минск: Новое знание, 2012. – 286 с.
- 5 **Коваленко, О. Е.** Фотопроводимость квантово-размерных структур CdSe-диэлектрик / О. Е. Коваленко, А. И. Войтенков, В. П. Редько // Доклады НАН Беларуси. – 2000. – Т. 44, № 5.
- 6 **Кортнев, А. В.** Практикум по физике / А. В. Кортнев, Г. В. Рублев, А. И. Куценко. – Москва: Высшая школа, 1972. – 368 с.

