

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Оренбургский государственный университет»

Э.К. Алиджанов, Т.М. Чмерева, В.М. Налбандян

# **ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ОПТИКИ И ФИЗИКИ АТОМА**

Практикум

Рекомендовано ученым советом федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Оренбургский государственный университет» для обучающихся по образовательным программам высшего образования по направлениям подготовки 03.03.02 Физика и 03.03.03 Радиофизика

Оренбург

2021

УДК 535.14(075.8), 539.18(075.8)  
ББК 22.384я73  
А75

Рецензент – доктор физико-математических наук, профессор  
О.Н. Каныгина

**Алиджанов, Э.К.**  
А75 Основы квантовой оптики и физики атома: практикум / Э.К. Алиджанов, Т.М. Чмерева, В.М. Налбандян; Оренбургский гос. ун-т. – Оренбург : ОГУ, 2021. – 104 с.  
ISBN

Практикум предназначен для обучающихся по направлениям подготовки 03.03.02 Физика и 03.03.03 Радиофизика и содержит описания лабораторных работ по разделам «Квантовая оптика» и «Физика атома» общего физического практикума. В практикуме кратко излагаются теоретические основы изучаемых явлений, даются описания методик выполнения заданий и способов обработки результатов измерений. В конце каждой работы предлагаются контрольные вопросы, акцентирующие внимание студентов на самых важных моментах теории и проведенного эксперимента.

УДК 535.14(075.8),  
539.18(075.8)  
ББК 22.384я73

ISBN

© Алиджанов Э.К.,  
Чмерева Т.М.,  
Налбандян В.М., 2021  
© ОГУ, 2021

## Содержание

Введение.....	6
1 Лабораторная работа №1 Знакомство с измерительным лабораторным комплексом по квантовой физике ЛКК-1Р .....	7
1.1 Устройство и принцип работы комплекса ЛКК-1Р .....	7
1.1.1 Состав комплекса ЛКК-1Р .....	7
1.1.2 Измерительная система комплекса (ИСК-2).....	13
1.2 Экспериментальная часть.....	19
1.2.1 Изучение источников света комплекса ЛКК-1Р.....	19
1.2.2 Проверка прохождения света через оптическую систему.....	19
1.2.3 Проверка калибровки монохроматора.....	20
Контрольные вопросы .....	22
2 Лабораторная работа №2 Тепловое излучение. Формула Планка.....	23
2.1 Теоретическая часть.....	23
2.1.1 Тепловое излучение и его законы .....	23
2.1.2 Формула Планка для теплового излучения.....	27
2.2 Экспериментальная часть.....	29
2.2.1 Определение постоянной Планка.....	29
2.2.2 Порядок выполнения работы.....	30
Контрольные вопросы .....	32
3 Лабораторная работа № 3 Изучение основных законов внешнего фотоэффекта.....	34
3.1 Теоретическая часть.....	34
3.1.1 Фотоэффект, его виды и основные закономерности.....	34
3.1.2 Теоретическое объяснение законов внешнего фотоэффекта .....	36
3.2 Экспериментальная часть.....	39
3.2.1 Основные характеристики вакуумного фотоэлемента .....	39
3.2.2 Определение красной границы фотоэффекта и постоянной Планка	40
3.2.3 Порядок выполнения работы.....	41

Контрольные вопросы .....	44
4 Лабораторная работа №4 Спектральные характеристики фотопроводимости (внутренний фотоэффект).....	46
4.1 Теоретическая часть.....	46
4.1.1 Общие понятия о внутреннем фотоэффекте .....	46
4.1.2 Устройство и характеристики фоторезисторов .....	48
4.2 Экспериментальная часть.....	54
4.2.1 Определение ширины запрещенной зоны полупроводника .....	54
4.2.2 Порядок выполнения работы.....	54
Контрольные вопросы .....	55
5 Лабораторная работа №5 Спектр излучения атома водорода .....	57
5.1 Теоретическая часть.....	57
5.1.1 Спектр атомарного водорода.....	57
5.1.2 Теория атома водорода по Бору .....	60
5.1.3. Квантовая теория атома водорода.....	62
5.2 Экспериментальная часть.....	65
5.2.1 Изучение спектра атома ртути.....	65
5.2.2 Изучение спектра атома водорода .....	66
Контрольные вопросы .....	67
6 Лабораторная работа №6 Спектры излучения щелочных металлов.....	69
6.1 Теоретическая часть.....	69
6.1.1 Серии спектральных линий атома щелочного металла .....	69
6.1.2 Тонкая структура спектральных термов .....	73
6.2 Экспериментальная часть.....	78
6.2.1 Определение длин волн спектральных линий главной серии атома натрия .....	78
6.2.2 Калибровка шкалы горизонтального смещения трубки .....	79
6.2.3 Наблюдение тонкой структуры .....	80
Контрольные вопросы .....	80
7 Лабораторная работа №7 Нормальный эффект Зеемана.....	82

7.1 Теоретическая часть.....	82
7.1.1 Приближение $LS$ -связи.....	82
7.1.2 Простой эффект Зеемана.....	85
7.1.3 Сложный эффект Зеемана.....	88
7.2 Экспериментальная часть.....	90
7.2.1 Методика измерения зеемановского расщепления.....	90
7.2.2 Измерение расщепления спектральных линий.....	94
Контрольные вопросы.....	96
Список использованных источников.....	98
Приложение А Состав лабораторного комплекса ЛКК-1Р.....	101
Приложение Б Измерительные приборы.....	103

## Введение

Практикум «Основы квантовой оптики и физики атома» предназначен для самостоятельной аудиторной и внеаудиторной работы студентов при освоении учебных дисциплин «Общий физический практикум» и «Атомная физика», предусмотренных учебными планами направлений подготовки 03.03.02 Физика и 03.03.03 Радиофизика.

Практикум содержит семь лабораторных работ: «Знакомство с измерительным лабораторным комплексом ЛКК-1Р», «Тепловое излучение. Формула Планка», «Изучение основных законов внешнего фотоэффекта», «Спектральные характеристики фотопроводимости», «Спектр излучения атома водорода», «Спектры щелочных металлов», «Эффект Зеемана». В каждой лабораторной работе приводятся краткие теоретические сведения по изучаемым явлениям, даются подробные инструкции по выполнению экспериментов и обработке результатов измерений, содержатся вопросы для самоконтроля. В приложении приведен необходимый справочный материал.

Материалы практикума могут быть полезны студентам других естественнонаучных и технических направлений подготовки при изучении раздела «Атомная физика» общего курса физики.

# 1 Лабораторная работа №1

## Знакомство с измерительным лабораторным комплексом по квантовой физике ЛКК-1Р

Цель работы:

- изучение измерительных приборов комплекса ЛКК-1Р: монохроматора, измерительной системы, фотоприемников;
- настройка установки;
- проверка калибровки монохроматора.

### 1.1 Устройство и принцип работы комплекса ЛКК-1Р

#### 1.1.1 Состав комплекса ЛКК-1Р

Установка ЛКК-1Р [1] показана на рисунках 1.1 и 1.2.

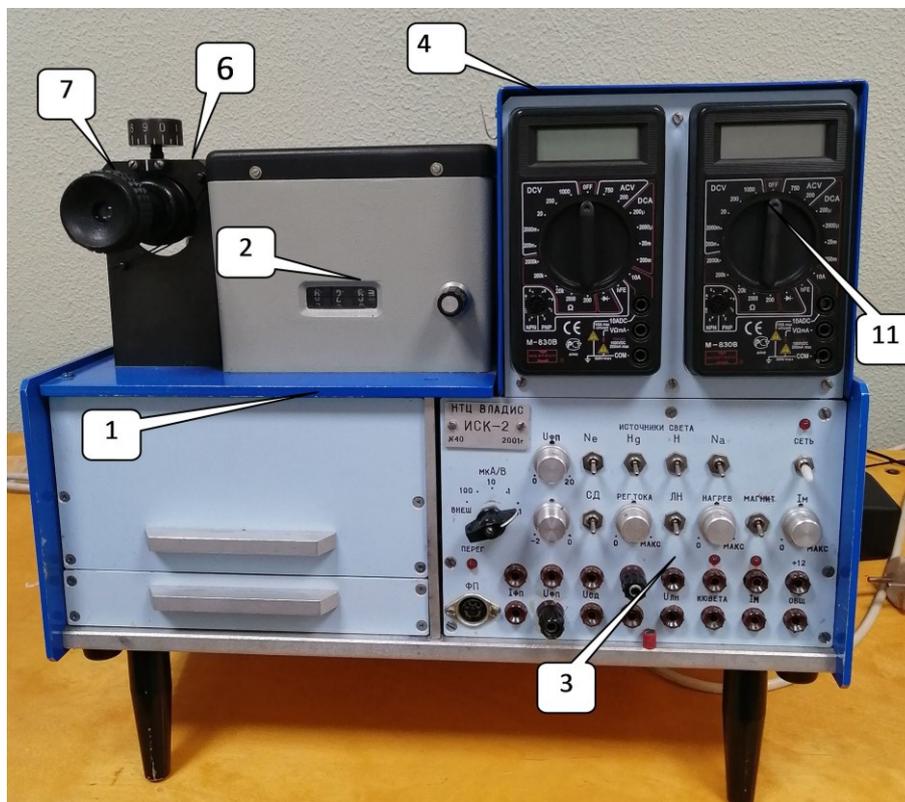


Рисунок 1.1 – Комплекс ЛКК-1Р. Вид спереди

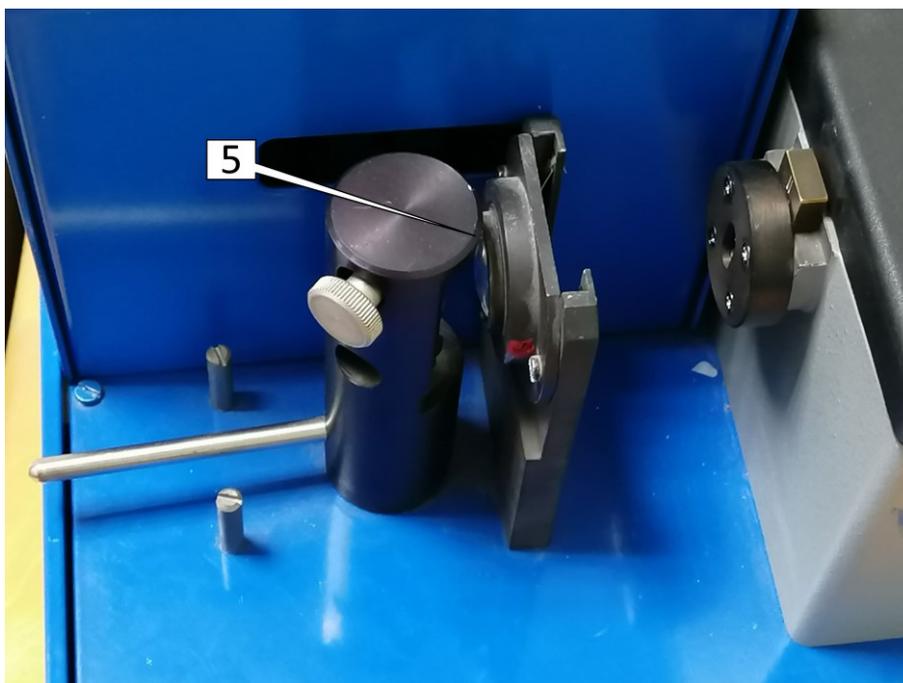


Рисунок 1.2 – Модуль «Входная оптика»

В каркасе (1) размещена измерительная система ИСК-2 (3) и ящики для хранения объектов и приспособлений. На крышке каркаса установлены основные функциональные узлы установки: монохроматор (2), блок источников света (4), закрытый кожухом, входная оптика (5), выходная оптика (6), зрительная труба (7), мультиметры (11) и др. Мультиметры, используемые в качестве вольтметров или амперметров, подключены к блоку питания установки и включаются при включении установки (замены батарей не требуется). Подробный состав лабораторного комплекса приведен в Приложении А. Описание мультиметров дано в Приложении Б.

Вид сверху на установку со снятым кожухом приведен на рисунке 1.3.

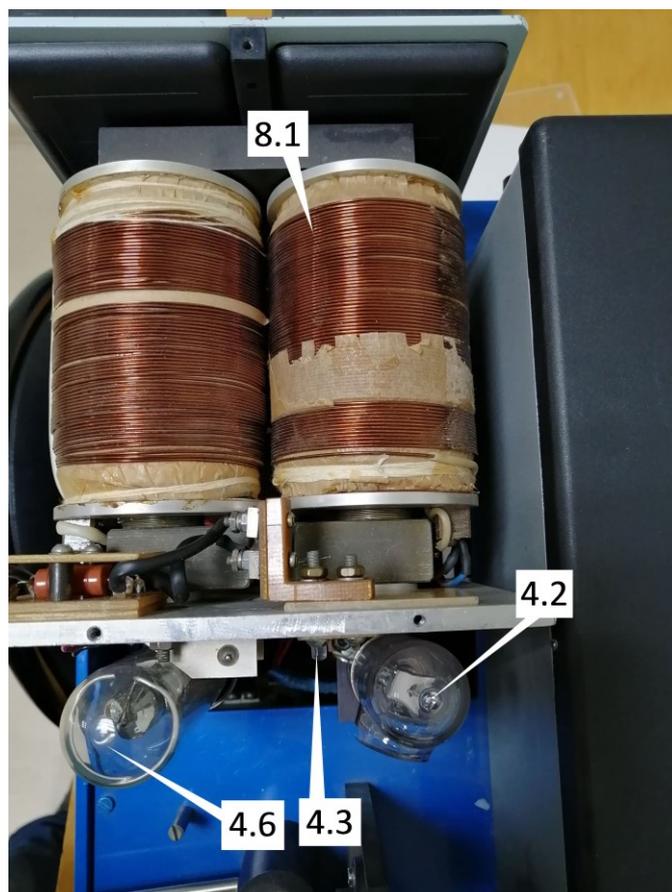
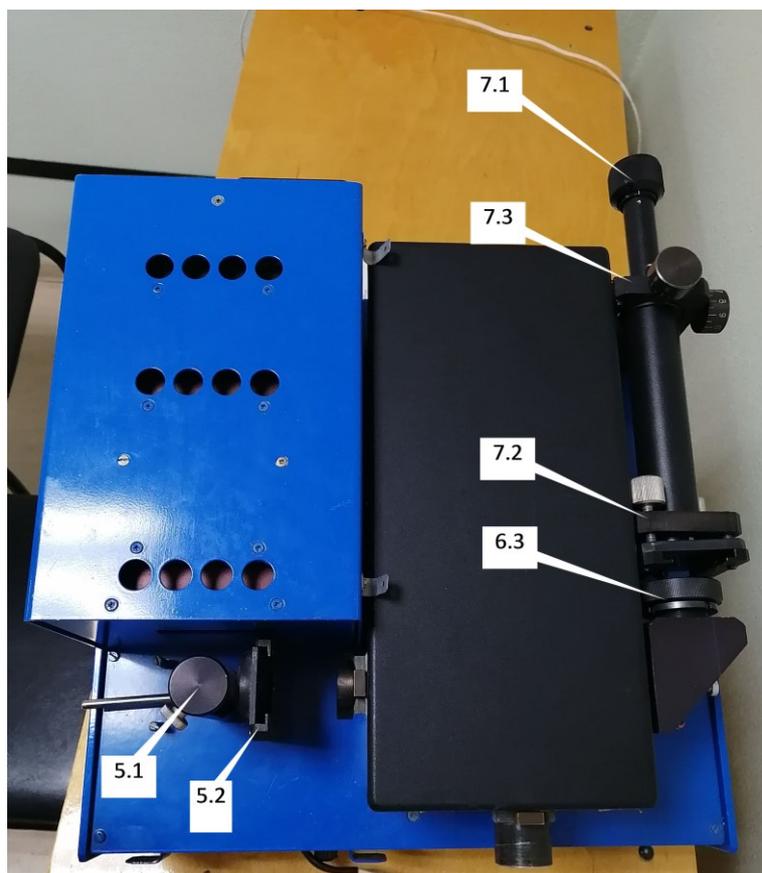


Рисунок 1.3 – Лабораторный комплекс ЛКК-1Р (вид сверху со снятым кожухом)

На рисунке 1.4 приведена оптическая схема установки ЛКК-1Р.

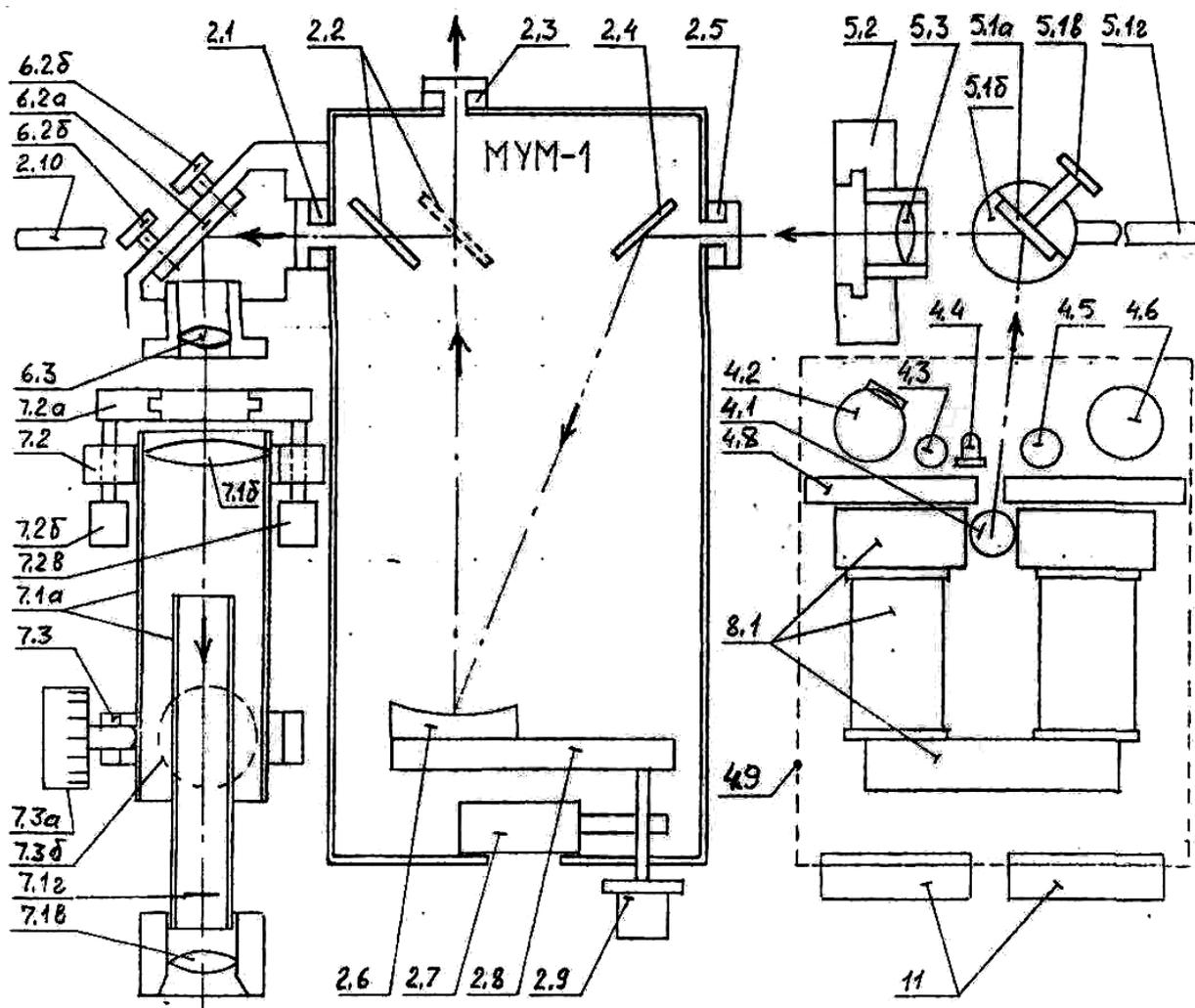


Рисунок 1.4 – Оптическая схема установки ЛКК-1Р

Блок источников света содержит ртутную лампу (4.1), водородную лампу (4.2), неоновую лампу (4.3), светодиод (4.4), лампу накаливания (4.5), натриевую лампу (4.6). Все источники установлены на панели (4.8) и закрыты кожухом (4.9). Ртутная лампа размещена в зазоре между полюсами электромагнита (8.1).

Выбор нужного источника производится с помощью зеркала (5.1 а), закрепленного на поворотной стойке (5.1 б). Отраженное от зеркала излучение фокусируется линзой – конденсором (5.3) на входной щели (2.5) монохроматора. Линза установлена в оправе с резьбой и может перемещаться в держа-

теле (5.2). Рукояткой (5.1 г) зеркало (5.1 а) поворачивают вокруг вертикальной оси, а винтом (5.1 в) – вокруг горизонтальной оси, добиваясь совмещения изображения нужного источника с входной щелью монохроматора. Более точную настройку зеркала производят по наблюдениям через зрительную трубу или по значению тока фотоприемника.

В держателе (5.2) устанавливаются объекты и приспособления: светофильтры, кюветы с растворами и парами, поляризатор.

Монохроматор МУМ-1 имеет вход (2.5), сферическую дифракционную решетку (2.6), боковой выход (2.1), задний выход (2.3), механизм (2.8) поворота решетки и связанный с ним механизм (2.7) отсчета длины волны излучения с приводом от вала с ручкой (2.9). На входе и на выходе устанавливаются сменные щели шириной от 0,05 до 3,00 мм.

Излучение, вошедшее во входную щель (2.5), направляется на дифракционную решетку (2.6) неподвижным зеркалом (2.4). Длина волны излучения, отраженного от решетки в направлении выхода монохроматора, зависит от ориентации решетки. Поворот решетки осуществляется вращением ручки (2.9). Длина волны отсчитывается по шкале (2.7) отсчетного механизма на передней стенке монохроматора (рисунок 1.5).

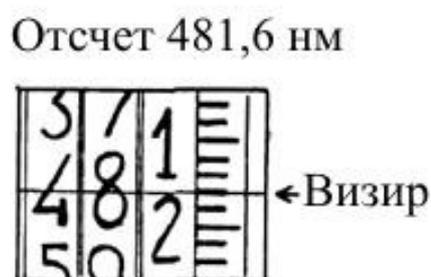


Рисунок 1.5 – Шкала отсчетного механизма



Рисунок 1.6 – Лупа с подсветкой

Шкала имеет три барабана, показывающих значение длины волны в нанометрах. Правый барабан имеет дополнительную шкалу с ценой деления 0,2 нм, отсчет по которой производится по горизонтальной визирной линии. Лупа с подсветкой (рис. 1.6) подключается к гнездам «+12 В/ОБЩ» на пане-

ли ИСК-2 и помогает снимать отсчеты при работе в затемненной комнате.

Выбор выхода монохроматора осуществляется с помощью подвижного зеркала (2.2), перемещаемого штоком (2.10), выведенным на боковую стенку монохроматора (под блоком выходной оптики). Если шток вытянут до упора, то излучение поступает на задний выход.

Боковой выход используется для визуального наблюдения. Излучение, сфокусированное сферической дифракционной решеткой в плоскости выходной щели (2.1), отражается от зеркала (6.2 а) и поступает в объектив (6.3), затем в зрительную трубу (7.1). Подстройка направления излучения осуществляется винтами (6.2 б) крепления зеркала. С помощью винтовой оправы объектив (6.3) устанавливается так, чтобы его фокальная плоскость совпала с изображением спектральных линий в плоскости выходной щели. Критерием настройки объектива является резкое изображение спектральной линии в зрительной трубе, установленной «на бесконечность».

Зрительная труба (7.1) смонтирована в раздвижном цилиндрическом корпусе (7.1 а) и содержит объектив (7.1 б), окуляр (7.1 в), визирный крест (7.1 г). Настройке «на бесконечность» соответствует положение визирного креста в фокальной плоскости объектива. При этом расстояние между торцом внешнего цилиндра и выступающим из него концом внутреннего цилиндра корпуса трубы приблизительно равно 20-30 мм, как показано на рисунке 1.7

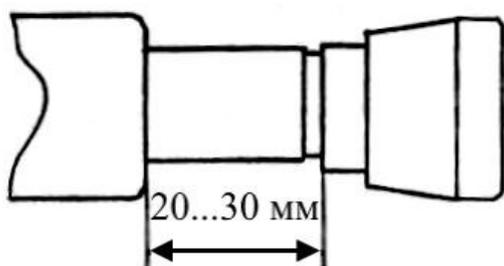


Рисунок 1.7 – Зрительная труба, смонтированная в раздвижном цилиндрическом корпусе

Более точно это расстояние устанавливается при настройке на резкое изображение спектральных линий.

Корпус трубы установлен в передней стойке (7.2) и задней стойке (7.3). На передней стойке установлен двухосевой держатель (7.2 а), предназначенный для размещения интерферометра Фабри-Перо. Поворот держателя

вокруг горизонтальной и вертикальной осей осуществляется соответственно двумя винтами (7.2 б) и (7.2 г). На задней стойке установлен держатель с двухкоординатным перемещением трубы. Это перемещение вызывает небольшой поворот трубы и смещает изображение в поле зрения относительно визирного креста. Смещение отсчитывается по шкалам на головках винтов (7.3 а) и (7.3 б) держателя. Таким способом удастся получить более высокое спектральное разрешение, чем предусмотрено конструкцией монохроматора, а также измерять тонкую структуру спектральных линий с помощью интерферометра Фабри-Перо.

### **1.1.2 Измерительная система комплекса (ИСК-2)**

*Измерительная система ИСК-2* обеспечивает:

- питание источников света;
- задание и измерение токов и напряжений источников света;
- измерение токов фотоприемников с разрешением от  $10^{-11}$  А;
- создание и измерение нужных напряжений на фотоприемниках;
- нагрев и термостатирование кюветы с йодом;
- создание и измерение тока электромагнита.

Панель управления ИСК-2 показана на рисунке 1.8. Назначение органов управления и подключения следующее.

«ФП» - разъем типа СГ-5 для подключения фотоприемников. Назначение контактов разъема:

- 1- электрод фотоприемника (сигнальный);
- 2- общий (экран кабеля, соединяемый с корпусом установки);
- 3- питание «+12 В»;
- 4- электрод фотоприемника (питание);
- 5- питание «-12 В».

Контакт 4 подключен к источнику питания фотоприемника ИПФ, а контакт 1 – к входу усилителя фототока (рисунок 1.9), причем усилитель

удерживает потенциал  $\varphi_1$  контакта 1 вблизи нулевого значения  $\varphi_0=0$ . Напряжение, создаваемое источником питания на фотоприемнике, выведено на гнезда « $U_{ФП}$ ». Более высокий потенциал верхнего гнезда « $U_{ФП}$ » соответствует положительному значению  $U_{ФП}=\varphi_4 - \varphi_1$ . Значение  $U_{ФП}$  определяется суммой напряжений, устанавливаемых двумя ручками « $U_{ФП}$ » на панели ИСК-2 (рисунок 1.8). Верхняя ручка обеспечивает регулировку в пределах от 0 до +20 В, нижняя – плавную регулировку от 0 до –2 В.

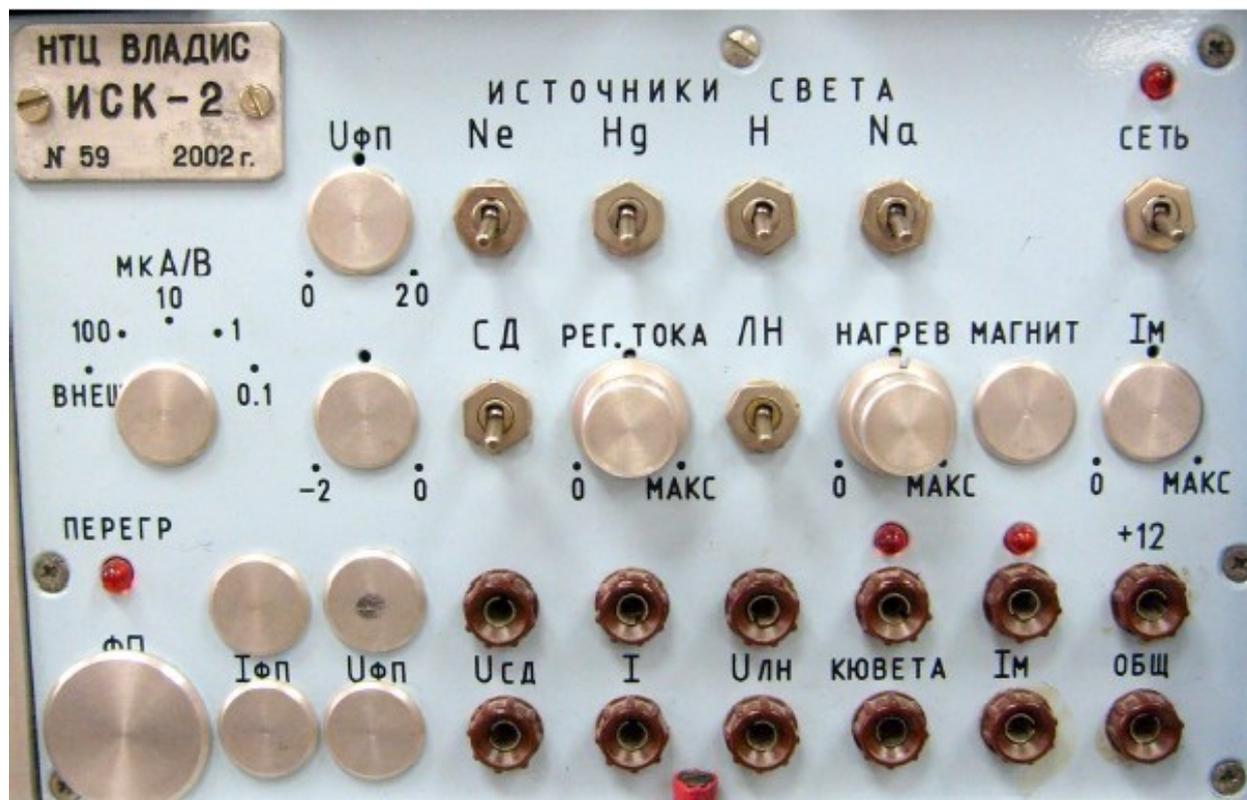


Рисунок 1.8 – Внешний вид приборной панели лабораторного комплекса

Выходное напряжение  $U_{\text{вых}}$  усилителя выведено на гнезда « $I_{ФП}$ ». Оно пропорционально току фотоприемника  $I_{ФП}$  с коэффициентом  $k$ , определяемым положением переключателя «мкА/В» на панели ИСК-2:

$$I_{ФП}=k \cdot (U_{\text{вых}} - U_0),$$

где  $U_0$  - небольшое напряжение смещения, обусловленное погрешностями электроники.

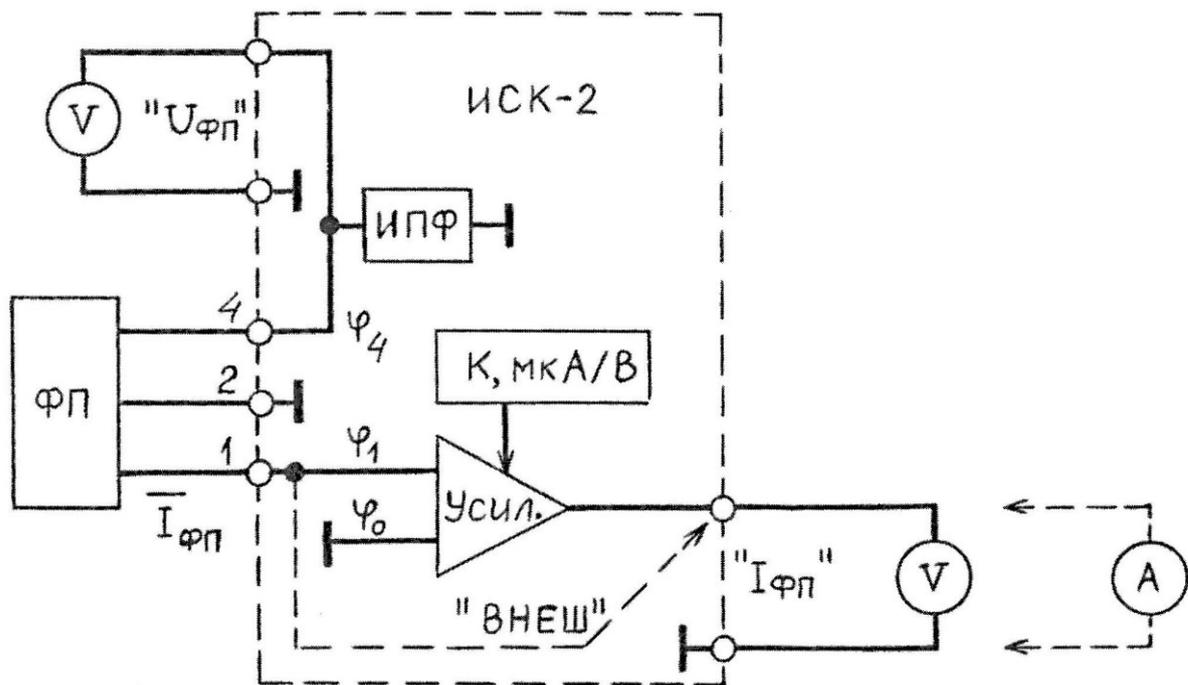


Рисунок 1.9 – Схема подключения фотоприемников и измерительных приборов

Для измерения малого фототока (от 0,01 нА до 500 мкА) переключатель «мкА/В» устанавливают в одно из положений от 0,1 мкА/В до 100 мкА/В, а к гнездам «I<sub>ФП</sub>» подключают *вольтметр* с разрешением от 0,1 мВ и измеряют  $U_{\text{вых}}$ . Если фототок превышает допустимое для усилителя значение, загорается индикатор перегрузки «ПЕРЕГР». Тогда нужно перейти на большее значение  $k$ .

Для измерения токов более 500 мкА переключатель «мкА/В» устанавливают в положение «ВНЕШ», при этом фотоприемник подключается к гнездам «I<sub>ФП</sub>» напрямую, и для измерения тока к этим гнездам подключают *амперметр* (показано на рисунке 1.9 пунктиром).

#### *Управление источниками света*

Органы управления объединены в группу ИСТОЧНИКИ СВЕТА (рисунок 1.8). Для включения нужного источника следует поднять рукоятку со-

ответствующего тумблера. Одновременное включение нескольких газоразрядных ламп (Ne, Hg, H, Na) заблокировано.

Ручка «РЕГ.ТОКА» устанавливает ток светодиода (если включен тумблер «СД») или лампы накаливания (если включен тумблер «ЛН»). На гнезда «U<sub>СД</sub>» выведено напряжение на светодиоде, на гнезда «U<sub>ЛН</sub>» - напряжение на лампе накаливания. На гнезда «I» выведено напряжение с датчика тока – резистора сопротивлением 100 Ом, включенного последовательно со светодиодом, или резистора сопротивлением 1,00 Ом, включенного последовательно с лампой. Для измерения тока к гнездам «I» подключают *вольтметр*. Одновременное включение светодиода СД и лампы накаливания ЛН не заблокировано. Оно приведет к неверным показаниям измерительной системы.

#### *Нагрев кюветы*

Ручка «НАГРЕВ» устанавливает нужную температуру кюветы, подключаемой к гнездам «НАГРЕВ». Температура подбирается такой, чтобы концентрация паров йода была достаточна для наблюдения полос поглощения.

#### *Управление магнитом*

При верхнем положении ручки тумблера «МАГНИТ» к источнику питания подключается обмотка магнита. Ручкой «I<sub>М</sub>» осуществляется плавная регулировка тока в обмотке магнита. Значение индукции магнитного поля (до 0,4 Тл) определяется с помощью градуировочного графика (рисунок 1.10) по напряжению на гнездах «I<sub>М</sub>». Это напряжение U<sub>ИМ</sub> снимается с датчика тока магнита и определяет число ампер-витков nI обмотки магнита:  $nI = A \cdot U_{ИМ}$ ;  $A = 4,0 \cdot 10^3$  А·вит/В.

Гнезда «+12 В/ОБЩ» предназначены для питания внешних устройств (например, лампы подсветки) напряжением 12 В при токе до 0,5 А. Тумблер «СЕТЬ» включает сетевое питание 220 В через два предохранителя на 1 А. Шнур питания выведен на заднюю стенку ИСК-2. Клемма заземления уста-

новлена сзади на боковине каркаса.

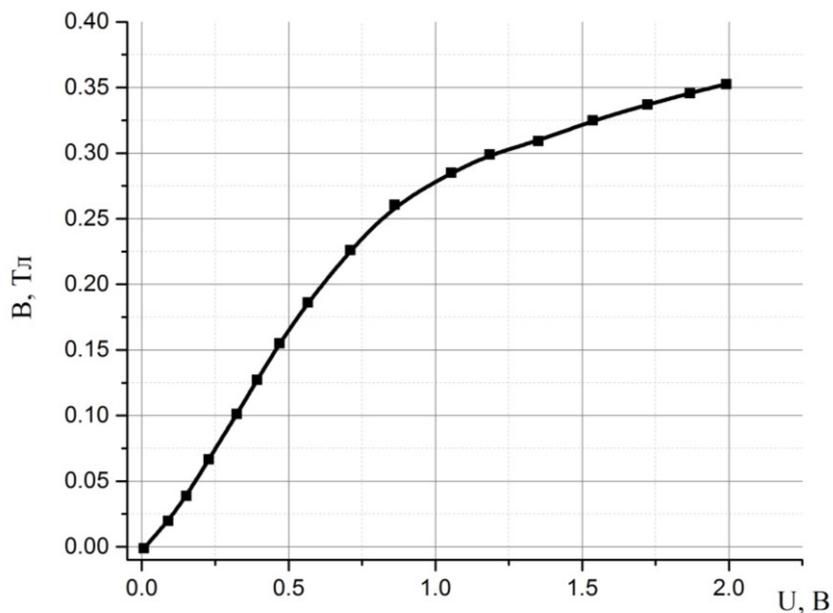


Рисунок 1.10 – Градуировочный график магнита

### *Фотоприемники*

Используемые фотоприемники показаны на рисунке 1.11.



Рисунок 1.11 – Фотосопротивление (ФС), фотодиод (ФД), фотоэлектронный умножитель (ФЭУ)

Схемы и разъем кабеля показаны на рисунке 1.12.

На корпусах фотоприемников нанесена маркировка: ФЭУ – фотоэлектронный умножитель, используемый как фотоэлемент (все аноды объединены), ФД – фотодиод, ФС – фотосопротивление.

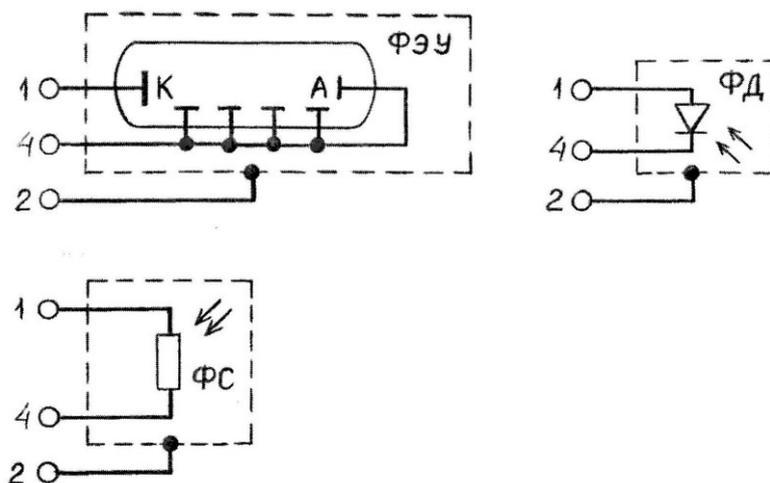


Рисунок 1.12 – Схемы фотоприемников

### *Набор объектов*

Объекты, входящие в состав комплекса ЛКК-1Р, показаны на рисунке 1.13.



Рисунок 1.13 – Набор объектов

Объекты устанавливаются в держателе входной оптики. Интерферометр Фабри-Перо (ИФП) устанавливается в двухосевом держателе выходной оптики.

## **1.2 Экспериментальная часть**

### **1.2.1 Изучение источников света комплекса ЛКК-1Р**

1. Подключите кабель питания к сети 220 В. Включите установку тумблером «СЕТЬ-ВКЛ».

2. Излучение источников можно увидеть через отверстия в кожухе блока источников света. Свечение светодиода и лампы накаливания должно регулироваться ручкой «РЕГ.ТОКА», остальные источники нерегулируемые.

**ПРЕДУПРЕЖДЕНИЕ.** Ртутная и натриевая лампы выходят на рабочий режим («разгораются») в течение 3-5 минут, водородная лампа – в течение 1-2 минут, остальные источники готовы к работе сразу после включения.

3. Вычислите, какой максимальный ток светодиода и лампы накаливания устанавливает ручка «РЕГ.ТОКА».

*Примечание:* обратите внимание на пункт «Управление источниками света» в разделе 1.1.2

$I_{\text{макс}} = \underline{\hspace{2cm}}$  (лампа накаливания)

$I_{\text{макс}} = \underline{\hspace{2cm}}$  (светодиод)

4. Сравните полученные результаты с паспортными данными лампы накаливания и светодиода.

### **1.2.2 Проверка прохождения света через оптическую систему**

1. Включите лампу накаливания. Ручкой «РЕГ.ТОКА» установите максимальный ток.

2. Поворачивая стойку (5.1б) (рисунок 1.4), наблюдайте перемещение

светлого пятна по оправе входного окна (2.5) монохроматора. Манипулируя поворотом стойки и наклоном зеркала с помощью винта (5.1в), направьте излучение в центр окна монохроматора.

3. Установите на шкале монохроматора длину волны 600 нм. Установите зрительную трубу «на бесконечность» (рисунок 1.7). Наблюдая в окуляре трубы оранжевое свечение, подстройте зеркало (5.1а) (рисунок 1.4) на максимум интенсивности излучения. Поворачивая окуляр трубы, получите резкое изображение визирного креста. Поворачивая ручку (2.9) механизма поворота дифракционной решетки, убедитесь в изменении цвета излучения.

### **1.2.3 Проверка калибровки монохроматора**

1. Установите оправу зрительной трубы примерно посередине окна двухкоординатного держателя (7.5) (рисунок 1.4).

2. Установите на шкале монохроматора длину волны зеленой линии ртути – 546,1 нм. Установите на входе (2.5) монохроматора щель 1,0 мм.

3. Включите ртутную лампу, направьте ее излучение во входную щель монохроматора. Наблюдайте через зрительную трубу зеленое свечение.

4. Подстройте зеркало (5.1а) на максимальную яркость. Поворачивая окуляр трубы, получите резкое изображение визирного креста. Установите входную щель 0,05 мм. Перемещая внутренний цилиндр корпуса трубы вдоль его оси, получите резкое изображение входной щели – «спектральной линии». Еще раз подстройте зеркало (5.1а) на максимальную яркость. Критерий настройки – различимое изображение краев щели. При этом положение трубы должно соответствовать рисунку 1.7. Если длина выступающей части внутреннего цилиндра трубы выходит за границы указанного диапазона, требуется дополнительная настройка объектива (6.3) выходной оптики.

**ПРЕДУПРЕЖДЕНИЕ.** Щели смонтированы в прямоугольных оправках, которые можно вставить в пазы на входе и выходах монохроматора в двух положениях, отличающихся поворотом на 180°. Соответствующие положе-

ния щели различны: щель расположена ближе к стороне оправы, на которой нанесена одинарная риска, и дальше от стороны, на которой нанесена двойная риска. Это сделано для подстройки фокусировки спектра в широком диапазоне длин волн. Установка настроена для положения щели «дальше от монохроматора» (одинарная риска обращена от монохроматора).

5. Поворачивая внутренний цилиндр корпуса трубы, установите линию визирного креста параллельно спектральной линии. Поворачивая винт (7.3а) двухкоординатного держателя, совместите линию креста со спектральной линией. Если приходится сместить трубу более чем на один оборот винта от середины держателя, требуется дополнительная подстройка с помощью винтов (6.2б), поворачивающих зеркало (6.2а) выходной оптики.

6. Не меняя положения трубы в держателе (допускается только подстройка фокусировки), совместите с визирным крестом несколько характерных спектральных линий и сравните отсчеты по шкале монохроматора с табличными значениями длин волн.

7. Результаты занесите в таблицу 1.1.

Таблица 1.1 – Спектральные линии, соответствующие определенному источнику излучения

Источник излучения	Эталонная спектральная линия, нм	Показания монохроматора, нм
Водородная лампа	656,3	
	486,1	
	434,0	
	410,2	
Натриевая лампа	589,0	
	589,6	
Ртутная лампа	576,9	
	579,0	
	546,1	
	434,8	

**ПРЕДУПРЕЖДЕНИЕ.** Изображение спектральной линии может быть немного (до 10°) отклонено от вертикали. Это не влияет на качество визуаль-

ных измерений.

### **Контрольные вопросы**

1. Расскажите об устройстве и принципах работы установки ЛКК-1Р.
2. Опишите назначение каждого разъема, ручки и тумблера на панели измерительной системы ИСК-2.
3. Объясните, как осуществляются измерения с помощью прибора - мультиметра М830В.
4. Опишите процедуру подготовки установки ЛКК-1Р к работе.

## 2 Лабораторная работа №2

### Тепловое излучение. Формула Планка

Цель работы:

- познакомиться с законами теплового излучения;
- выполнить экспериментальную оценку постоянной Планка.

#### 2.1 Теоретическая часть

##### 2.1.1 Тепловое излучение и его законы

Свечение тел, обусловленное их нагреванием, называется *тепловым излучением*. Если окружить излучающее тело идеально отражающей оболочкой и удалить из-под нее воздух, то излучение будет отражаться от оболочки и частично или полностью поглощаться телом, т. е. будет происходить обмен энергией между телом и излучением. Излучение называется *равновесным*, когда для всех длин волн распределение энергии между телом и излучением остается постоянным [2, 3], то есть, сколько энергии излучается, столько и поглощается. Из всех видов излучения только тепловое может быть равновесным. Это обусловлено тем, что интенсивность теплового излучения возрастает с повышением температуры тела. Если равновесие между телом и излучением нарушается, то возникают процессы, восстанавливающие равновесие. К равновесным состояниям и процессам применимы законы термодинамики. Поэтому тепловое излучение подчиняется закономерностям, вытекающим из принципов термодинамики [2, 3].

Плотность энергии теплового излучения и его спектральный состав не зависят от размеров и формы отражающей оболочки, окружающей тело, и от свойств самого тела. Характер равновесного излучения зависит только от температуры. Поэтому можно говорить о температуре излучения, которая

равна температуре излучающего тела. Чтобы экспериментально изучать тепловое излучение, необходимо в оболочке проделать малое отверстие. Излучение, выходящее из отверстия, будет обладать таким же спектральным составом, как у излучения под оболочкой [4].

Для характеристики теплового излучения используют спектральную плотность  $u_\lambda$  или  $u_\omega$ . Величина  $u_\lambda d\lambda$  равна энергии единицы объема излучения с длинами волн в интервале от  $\lambda$  до  $\lambda+d\lambda$ . Величина  $u_\omega d\omega$  равна энергии единицы объема излучения с частотами в интервале от  $\omega$  до  $\omega+d\omega$ . Спектральная плотность является функцией только длины волны (частоты) и температуры  $u_\lambda(\lambda, T)$  или  $u_\omega(\omega, T)$ . Нахождение спектральной плотности является основной задачей теории теплового излучения [4].

Для количественной оценки способности тела испускать электромагнитное излучение определенной частоты при определенной температуре вводится излучательная способность тела  $E_{\omega, T}$ . Эта физическая величина определяется как количество энергии электромагнитного излучения данной частоты, испускаемое с единицы площади поверхности тела за единицу времени. Способность тела поглощать энергию падающего на него излучения характеризуется поглощательной способностью  $A_{\omega, T}$ . Поглощательная способность – это безразмерная величина, которая показывает, какая доля энергии света данной частоты поглощается поверхностью тела. Можно показать [5], что отношение излучательной способности тела к поглощательной с точностью до множителя совпадает со спектральной плотностью теплового излучения

$$\frac{E_{\omega, T}}{A_{\omega, T}} = \frac{c}{4} u_\omega(\omega, T),$$

где  $c$  – скорость света.

Тело, которое полностью поглощает падающее на него излучение любой частоты при любой температуре, называется *абсолютно черным телом*.

Для него  $A_{\omega,T} = 1$  [3]. Хорошей моделью абсолютно черного тела является замкнутая полость с малым отверстием, изображенная на рисунке 2.1. Луч света, попавший в отверстие, испытает многократные отражения, теряя при каждом отражении часть энергии. В результате из отверстия выйдет лишь ничтожная часть энергии.

В 1859 г. Кирхгоф установил закон, носящий его имя. *Закон Кирхгофа*: отношение излучательной способности  $E_{\omega,T}$  тела к его поглотительной способности  $A_{\omega,T}$  не зависит от материала тела и равно излучательной способности  $\epsilon_{\omega,T}$  абсолютно черного тела для данной частоты при данной температуре [3]

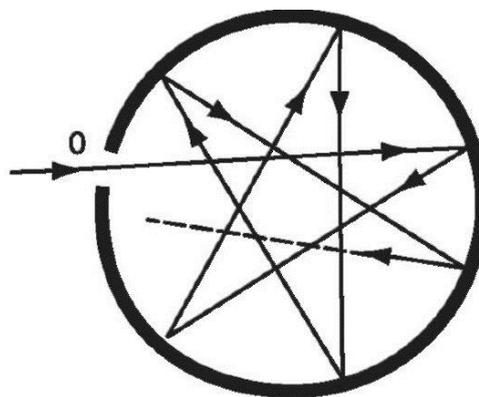


Рисунок 2.1 – Модель абсолютно черного тела

$$\frac{E_{\omega,T}}{A_{\omega,T}} = \epsilon_{\omega,T}.$$

Из закона Кирхгофа следует, что если тело при данной температуре не поглощает какое-либо излучение, то оно его и не испускает, а также, что при одной и той же температуре абсолютно черное тело излучает больше, чем любое другое.

В 1879 г. Стефан экспериментально установил, а в 1884 г. Больцман теоретически доказал, что полная излучательная способность абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры [3]

$$\epsilon_T = \sigma T^4, \tag{2.1}$$

где  $\sigma = 5,672 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>) - постоянная Стефана.

Формула (2.1) носит название *закона Стефана-Больцмана*.

В 1893 г. Вин, рассматривая адиабатическое сжатие равновесного излучения в полости с зеркальными стенками и учитывая эффект Доплера,

показал, что спектральная плотность  $u_{\omega}(\omega, T)$  должна иметь вид [5]

$$u_{\omega}(\omega, T) = \omega^3 f\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (2.2)$$

где  $f$  – некоторая функция отношения частоты к температуре.

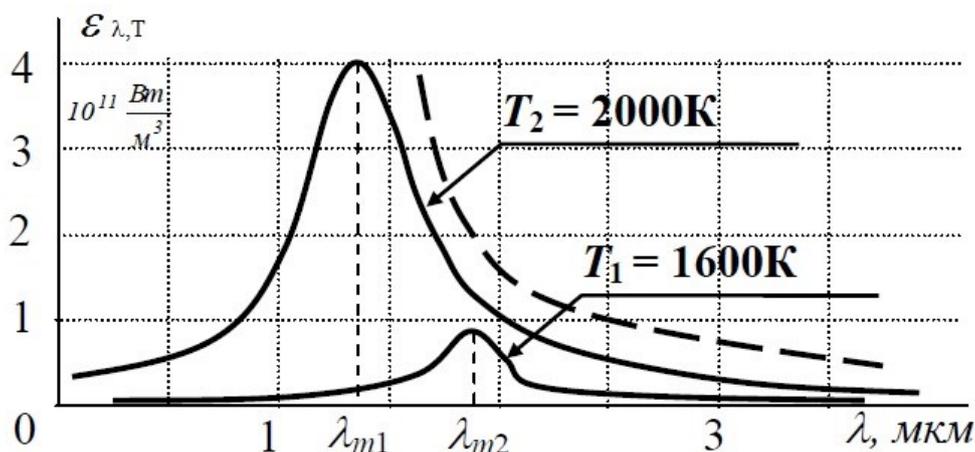


Рисунок 2.2 – Излучательная способность абсолютно черного тела

Распределение энергии излучения абсолютно черного тела по длинам волн было тщательно изучено экспериментально. На рисунке 2.2 изображены кривые распределения излучательной способности абсолютно черного тела по длинам волн при разных температурах. Площадь под каждой кривой определяет полную энергию всевозможных длин волн, испускаемую за единицу времени с единицы площади поверхности абсолютно черного тела. Согласно закону Стефана-Больцмана, с ростом температуры эта площадь возрастает как  $T^4$ . Как видно из рисунка, каждая кривая имеет максимум. Положение максимума с ростом температуры смещается в область более коротких длин волн, причем имеет место простая зависимость длины волны, соответствующей максимуму кривой излучательной способности, от температуры [5]

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (2.3)$$

где  $b = 0,29$  см·К – постоянная, определенная из экспериментальных данных.

Соотношение (2.3) носит название *закона смещения Вина* и может быть

получено непосредственно из формулы (2.2) [5].

Попытку определить спектральную плотность равновесного излучения сделали Рэлей и Джинс, исходя из теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Они предположили, что на каждое электромагнитное колебание приходится энергия, равная  $kT$ , и получили формулу [5]

$$u_{\omega}(\omega, T) = \frac{\omega^2 kT}{\pi^2 c^3}. \quad (2.4)$$

Соотношение (2.4) носит название *формулы Рэлей-Джинса*. При малых частотах эта формула хорошо согласуется с экспериментальными данными. С ростом частоты обнаруживается резкое расхождение с экспериментом: спектральная плотность неограниченно растет при стремлении частоты к бесконечности. Такое поведение спектральной плотности на больших частотах назвали «ультрафиолетовой катастрофой».

Таким образом, последовательное применение идей классической физики к исследованию спектрального состава излучения абсолютно черного тела привело к результатам, противоречащим закону сохранения энергии.

### 2.1.2 Формула Планка для теплового излучения

Проблема излучения абсолютно черного тела была решена М. Планком. Для этого ему пришлось отказаться от классических представлений и сделать предположение о том, что заряд, совершающий колебания с частотой  $\nu$ , может получать или отдавать энергию порциями, или квантами. Величина кванта энергии в соответствии с квантовыми представлениями равна

$$E = h\nu = h \frac{\omega}{2\pi} = \hbar\omega,$$

где  $h$  – постоянная Планка;

$$\hbar = h/2\pi;$$

$\nu$  – частота колебаний электромагнитной волны, излученной колеблющимся зарядом;

$\omega = 2\pi\nu$  – круговая частота.

На основе представления о квантах энергии М. Планк, используя методы статистической термодинамики, получил выражение для спектральной плотности излучения абсолютно черного тела



Рисунок 2.3 – Сравнение теорий Рэля-Джинса и Вина с теорией Планка, хорошо согласующейся с экспериментом

$$u_{\omega}(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \quad (2.5)$$

Выражение (2.5) называется *формулой Планка*. Она хорошо согласуется с опытом при всех частотах и температурах. При малых частотах и высоких температурах формула Планка переходит в формулу (2.4) Рэля-Джинса. В области высоких частот и низких температур формула (2.5) приобретает вид

$$u_{\omega}(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}.$$

Эта формула была предложена Вином для описания экспериментальных данных в этой области спектра. Экспоненциальное убывание спектральной плотности с ростом частоты устраняет «ультрафиолетовую катастрофу» [5]. На рисунке 2.3 изображено сравнение спектральных плотностей излучения абсолютно черного тела, даваемых теориями Вина, Рэля-Джинса и Планка.

Поскольку  $u_{\lambda}(\lambda, T)d\lambda = u_{\omega}(\omega, T)d\omega$  и  $\omega = 2\pi c/\lambda$ , то

$$u_{\lambda}(\lambda, T) = u_{\omega}(\omega, T) \frac{d\omega}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} u_{\omega}(\omega, T).$$

Знак минус показывает, что с ростом частоты длина волны уменьшается, и его можно опустить. Тогда получается другая форма записи формулы Планка

[3]

$$u_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \quad (2.6)$$

Формула Планка позволила теоретически вывести законы излучения абсолютно черного тела и связать постоянную Планка  $h$  с постоянной Стефана  $\sigma$ , постоянной  $b$  закона смещения Вина и постоянной Больцмана  $k$

$$\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60c^2 \hbar^3}, \quad b = 1,265 \frac{\hbar c}{k}.$$

По этим формулам можно определить постоянную Планка, что впервые и было сделано Планком. Полученное им значение близко к принятому в настоящее время  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с.

## 2.2 Экспериментальная часть

### 2.2.1 Определение постоянной Планка

Для узкого участка спектра излучательная способность вольфрама пропорциональна излучательной способности абсолютно черного тела. При  $\lambda = 700\text{--}1500$  нм и любых температурах нити (вплоть до температуры плавления вольфрама)  $2\pi\hbar c \gg \lambda kT$ . Поэтому единицей в знаменателе формулы (2.6) можно пренебречь. Тогда формула Планка примет вид:

$$u_{\lambda}(\lambda, T) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right). \quad (2.7)$$

Логарифмируя последнее уравнение, можно получить

$$\ln(u_{\lambda}(\lambda, T)) = \ln(\text{const}) - \frac{hc}{\lambda kT}, \quad (2.8)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана;

$c = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света;

$\lambda$  – длина волны в метрах (1000 нм =  $10^{-6}$  м).

Введем следующие обозначения:  $Y = \ln(u_\lambda(\lambda, T))$ ,  $A = \ln(const)$ ,  $X = 1/T$ ,  $C = -hc/(\lambda k)$ . Тогда формула (2.8) примет следующий вид

$$Y = A + CX. \quad (2.9)$$

Это уравнение прямой, где  $C$  - тангенс угла наклона. Построив график  $Y(X)$ , можно найти  $C$ , а из него определить среднее значение постоянной Планка.

Лабораторный комплекс ЛКК-1Р позволяет экспериментально подтвердить справедливость формулы Планка, изучив зависимость интенсивности излучения твердого тела от обратной температуры на фиксированной длине волны. Интенсивность излучения лампы накаливания измеряют посредством измерения тока фотодиода, на который направляется исследуемое излучение.

Для изучаемого диапазона частот и температур  $2\pi\hbar c \gg \lambda kT$  зависимость фототока от температуры имеет вид

$$I_\phi = const \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right). \quad (2.10)$$

Источником излучения служит нить лампы накаливания. Зависимость сопротивления  $R$  вольфрамовой нити лампы от температуры линейна в диапазоне 300-2500 К, что позволяет определить ее температуру:

$$T = B + R(T_0 - B)/R_0, \quad (2.11)$$

где  $B$  - константа.

Нить лампы содержит добавки к вольфраму, поэтому константа  $B=50$  К. Для определения температуры нити лампы находят сопротивление  $R_0$  при комнатной температуре  $T_0$  и сопротивление  $R$  при рабочей температуре.

## 2.2.2 Порядок выполнения работы

1. Установите фотоприемник с маркировкой «ФД» (фотодиод) на задний выход монохроматора (корпус приемника одевается на выступающую из монохроматора короткую трубу). Подключите приемник к входу усилителя

(гнездо «ФП»).

2. Для измерения фототока подключите вольтметр к выходу усилителя (гнезда «I<sub>ФП</sub>»). Напряжение на фотоприемнике установите равным нулю. Входная щель – 1,0 мм, выходные – 3,0 мм.

Ток фотоприемника пропорционален напряжению на выходе «I<sub>ФП</sub>» с коэффициентом  $K$  от 0,1 до 100 мкА/В.

$$I_{\phi} = K(U_{\text{вых}} - U_{\text{темн}}), \quad (2.12)$$

где  $U_{\text{вых}}$  – напряжение на выходе усилителя (гнезда "I<sub>ФП</sub>");

$U_{\text{темн}}$  – напряжение на выходе усилителя при перекрытом световом потоке (используется экран-заглушка).

3. Включите источник излучения – лампу накаливания ЛН. Сфокусируйте излучение на входной щели монохроматора. Направьте поток излучения на задний выход монохроматора. Убедитесь в возможности регистрации фототока в широком диапазоне длин волн, в том числе и в инфракрасной области 750-850 нм. Поворачивая фотоприемник на трубе-креплении, получите максимальное значение сигнала, после чего закрепите приемник винтом.

4. Напряжение на лампе выведено на гнезда «U<sub>ЛН</sub>». Для измерения тока лампы нужно измерить напряжение  $U_I$  на гнездах «I», подключенных к эталонному сопротивлению  $R_{\text{эт}}=1,00$  Ом, включенному последовательно с лампой. Сопротивление лампы рассчитывается по формуле

$$R = R_{\text{эт}} U_{\text{ЛН}} / U_I .$$

Измерение сопротивления при комнатной температуре необходимо проводить при токе не более 50 мА (напряжение  $U_I$  не более 50 мВ). Если лампа была включена, то ей нужно дать остыть в течение 5 минут. Рассчитайте среднее значение начального сопротивления. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 2.1

Таблица 2.1 – Измерение начального сопротивления лампы

$U_I$ , мВ						
$U_{\text{лн}}$ , мВ						
$R_0$ , Ом						
$\bar{R}_0 = \underline{\hspace{2cm}}$ Ом при $T_0 = \underline{\hspace{2cm}}$ °С						

5. По формуле (2.11) рассчитайте температуру, по формуле (2.12) – фототок. Увеличивайте напряжение на лампе с шагом  $\Delta U_{\text{лн}}$ . Для каждого значения напряжения вычислите величины, приведенные в таблице 2.2.

Таблица 2.2 – Исследование теплового излучения

$\lambda = 750 - 850$  нм

$U_I$ , В	$U_{\text{лн}}$ , В	$R$ , Ом	$T$ , К	$1/(\lambda T) 10^3$ , $\text{м}^{-1}\text{К}^{-1}$	$U_{\text{ф}}$ , мВ	$U_{\text{темн}}$ , мВ	$K$ , мкА/ В	$I_{\text{ф}}$ , $10^{-11}$ А	$\ln I_{\text{ф}}$
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...

6. Постройте график зависимости  $\ln I_{\text{ф}}$  от  $1/(\lambda T)$  и определите отношение  $h/k$ . Сравните полученный результат с табличным значением  $h/k = 0,76 \cdot 10^{-11}$  К·с и сделайте вывод.

### Контрольные вопросы

1. Какое излучение называется тепловым? Каково его основное отличие от других видов излучения?
2. Что называют спектральной плотностью теплового излучения?
3. Что такое излучательная и поглощательная способности тела? Как они связаны со спектральной плотностью излучения?
4. Какое тело называется абсолютно черным?

5. Сформулируйте закон Кирхгофа и следствия из него.
6. Как выглядит распределение энергии излучения абсолютно черного тела по длинам волн?
7. Что определяет площадь под кривой распределения спектральной плотности излучения по длинам волн? Как она изменяется в зависимости от температуры?
8. Запишите закон Стефана-Больцмана и закон смещения Вина.
9. Запишите закон Рэлея-Джинса. Что означает термин "ультрафиолетовая катастрофа"?
10. Каким образом Планку удалось решить проблему излучения абсолютно черного тела?
11. Запишите формулу Планка. Какой вид она приобретает для больших частот? Для малых частот?
12. Сравните результаты, даваемые теориями Рэлея-Джинса, Вина и Планка для спектральной плотности излучения абсолютно черного тела.
13. Какая методика определения постоянной Планка используется в данной работе?
14. Поясните порядок выполнения экспериментальных заданий. На основании полученных результатов сформулируйте выводы.

### 3 Лабораторная работа № 3

#### Изучение основных законов внешнего фотоэффекта

Цель работы:

- познакомиться с основными закономерностями фотоэффекта;
- исследовать вольт-амперную характеристику вакуумного фотоэлемента;
- определить работу выхода электронов из вещества, красную границу фотоэффекта и постоянную Планка.

#### 3.1 Теоретическая часть

##### 3.1.1 Фотоэффект, его виды и основные закономерности

*Фотоэффект* заключается в передаче энергии электромагнитного излучения электронам вещества. Различают *внешний* и *внутренний* фотоэффект. В диэлектриках и полупроводниках наблюдается внутренний фотоэффект. Он заключается в том, что поглотивший энергию света электрон переходит из связанного состояния в свободное, но не покидает освещаемое тело. В результате концентрация носителей тока внутри тела увеличивается, и, следовательно, повышается его электропроводность. *Внешним* фотоэффектом или фотоэлектронной эмиссией называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения [6, 7]. Электроны вырываются из при-

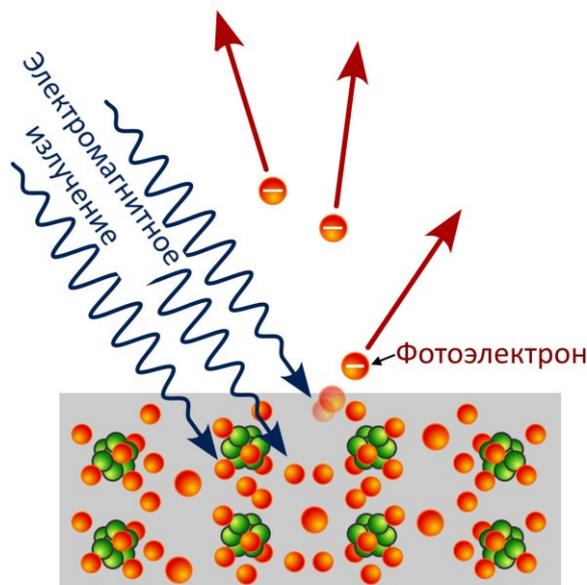


Рисунок 3.1 – Иллюстрация явления внешнего фотоэффекта

поверхностного слоя вещества и переходят в другую среду, что схематически изображено на рисунке 3.1.

Фотоэффект был открыт в 1887 г. Герцем, который обнаружил, что искра между электродами проскакивает легче при освещении отрицательного электрода ультрафиолетовым излучением. Т. е. при освещении отрицательно заряженного металлического тела оно теряет свой отрицательный заряд. А незаряженное металлическое тело приобретает положительный заряд под действием света. После открытия в 1897 г. электрона было установлено, что под действием электромагнитного излучения тела теряют электроны, называемые *фотоэлектронами* [6].

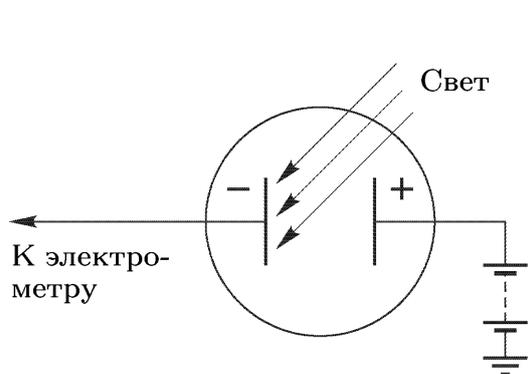


Рисунок 3.2 – Схема установки для исследования фотоэффекта [7]

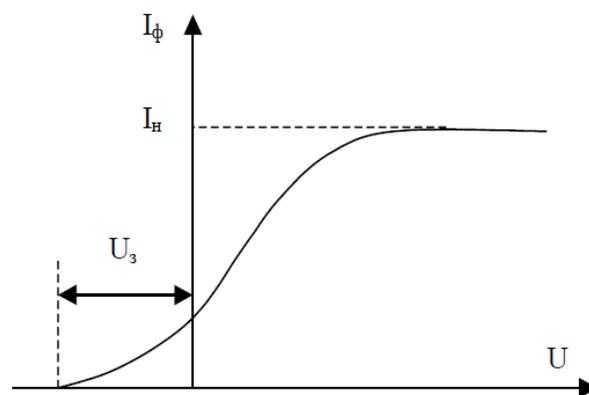


Рисунок 3.3 – Вольт-амперная характеристика внешнего фотоэффекта [7]

Тщательное исследование внешнего фотоэффекта провел в 1888 -1889 гг. А.Г. Столетов. Большой вклад в экспериментальное исследование фотоэффекта внесли работы А.Ф. Иоффе (1907), П.И. Лукирского и С.С. Прилежаева (1928). На рисунке 3.2 показана схема экспериментальной установки для изучения внешнего фотоэффекта. Фотоэлектроны, вырванные с катода, движутся к аноду, и в цепи возникает электрический ток, силу которого можно определить по скорости зарядки электрометра. Зависимость фототока от напряжения между катодом и анодом (вольт-амперная характеристика) изображена на рисунке 3.3. Начиная с некоторого напряжения, все электроны, испускаемые каждую секунду с катода, достигают анода, и ток перестает расти. Максимальный ток, которому соответствует горизонтальный участок харак-

теристики, называется *током насыщения*  $I_n$ . А.Г. Столетовым было доказано, что ток насыщения пропорционален интенсивности падающего света [7]. Фототок прекращается при *запирающем* напряжении  $U_3$ , при котором все вышедшие электроны возвращаются обратно на катод.

Основные законы внешнего фотоэффекта формулируются следующим образом:

а) число фотоэлектронов (фототок) пропорционально числу  $N$  поглощенных веществом фотонов, которое при постоянном спектральном составе излучения пропорционально световому потоку  $\Phi$ . Для монохроматического излучения  $N \sim \Phi$ . Коэффициент пропорциональности между числом поглощенных фотонов и числом фотоэлектронов называется *квантовым выходом* фотоэффекта;

б) максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой падающего света и не зависит от его интенсивности;

в) для каждого вещества при определенном состоянии его поверхности существует граничная частота света, ниже которой фотоэффект не наблюдается. Граничную частоту  $\nu_0$  и соответствующую длину волны  $\lambda_0$  называют *красной границей* фотоэффекта.

### 3.1.2 Теоретическое объяснение законов внешнего фотоэффекта

Классическая электродинамика не смогла объяснить наблюдаемые закономерности внешнего фотоэффекта. Попытки дать объяснение явления фотоэффекта на основании волновой теории потерпели неудачу. Согласно волновым представлениям от интенсивности светового потока должны зависеть кинетическая энергия фотоэлектронов и время возникновения фотоэффекта (время задержки). Однако, согласно экспериментальным данным, кинетическая энергия фотоэлектронов определяется частотой зондирующего излучения, и фотоэффект происходит безынерционно, т. е. фототок появляется практически одновременно с освещением катода [6-8].

Явление фотоэффекта и указанные выше закономерности удалось объ-

яснить на основе квантовых представлений. Первое теоретическое объяснение законов фотоэффекта дал А. Эйнштейн (1905). В дальнейшем теория фотоэффекта была развита в более последовательном виде И.Е. Таммом и С.П. Шубиным (1931).

Согласно квантовой теории света, все тела излучают или поглощают световую энергию не непрерывно, а отдельными порциями – квантами света (фотонами). Энергия одного кванта пропорциональна частоте колебаний и равна

$$E = h\nu, \quad (3.1)$$

где  $h$  - постоянная Планка;

$\nu$  - частота падающего монохроматического света.

В рамках квантовых представлений фотон может обмениваться с электронами твердого тела энергией и импульсом. В результате единичного неупругого столкновения фотона с электроном фотон поглощается, а его энергия полностью передается электрону. Полученная электроном энергия затрачивается на выход электрона из твердого тела и на сообщение ему кинетической энергии. Для того чтобы связанные с твердым телом электроны покинули его, они должны преодолеть потенциальный барьер, существующий вблизи поверхности тела. Энергия, необходимая для преодоления такого барьера, называется *работой выхода*. Энергетическая диаграмма описанного процесса представлена на рисунке 3.4.

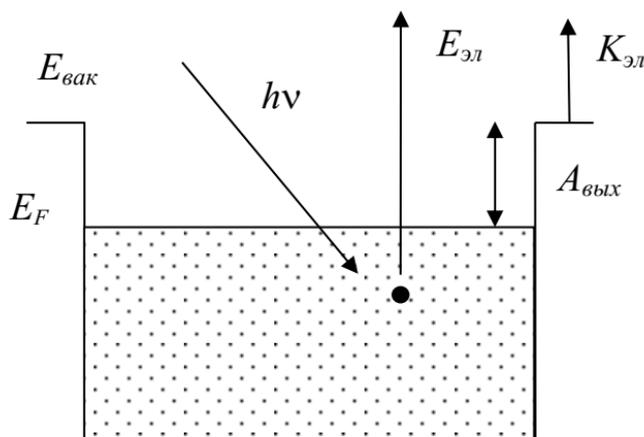


Рисунок 3.4 – Энергетическая диаграмма внешнего фотоэффекта

Максимальная кинетическая энергия, которой будет обладать фотоэлектрон, определяется следующим образом

$$\frac{1}{2}m\upsilon_{\max}^2 = h\nu - A_{\text{вых}}, \quad (3.2)$$

где  $A_{\text{вых}}$  – работа выхода (энергетический интервал между уровнем вакуума  $E_{\text{вак}}$  и уровнем Ферми  $E_F$  – максимальной энергией электрона в металле);

$m$  – масса электрона;

$\upsilon_{\max}$  – максимальная скорость электрона.

Выражение (3.2) впервые было получено А. Эйнштейном и носит его имя (уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта).

Из соотношения (3.2) следует, что энергия фотоэлектрона пропорциональна частоте  $\nu$  света, и фотоэффект возможен только при частоте  $\nu \geq A_{\text{вых}}/h$ . Частоту  $\nu_0 = A_{\text{вых}}/h$  называют красной границей фотоэффекта. Красная граница, как и работа выхода, зависит от химической природы вещества фотокатода и состояния его поверхности. Величина  $\nu_0$  для щелочных металлов соответствует видимой области спектра, для большинства других металлов — ультрафиолетовой части спектра.

В рассмотренном выше явлении фотоэффекта электрон получает энергию лишь от одного фотона. Такие процессы называются *однофотонными*. В случае применения мощных лазеров возможно наблюдение *многофотонного* фотоэффекта, когда электрон получает энергию нескольких фотонов. В этом случае вместо уравнения (3.2) имеет место уравнение [7]

$$\frac{1}{2}m\upsilon_{\max}^2 = Nh\nu - A_{\text{вых}},$$

где  $N$  – число столкновений электрона с фотонами.

Граничная частота в этом случае в  $N$  раз меньше, чем для однофотонного процесса  $\nu_0 = A_{\text{вых}}/(hN)$ .

## 3.2 Экспериментальная часть

### 3.2.1 Основные характеристики вакуумного фотоэлемента

В данной работе явление внешнего фотоэффекта изучается на промышленном вакуумном фотоэлементе, представляющем собой стеклянный откачанный баллон, на внутреннюю поверхность которого нанесен фоточувствительный слой (фотокатод). Собирающий электрод (анод) расположен в центре баллона. В качестве фотоэлемента в работе может быть применен промышленный фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), у которого в роли собирающего электрода выступает анод и диоды, соединенные вместе. Простейшая схема включения фотоэлемента показана на рисунке 3.5.

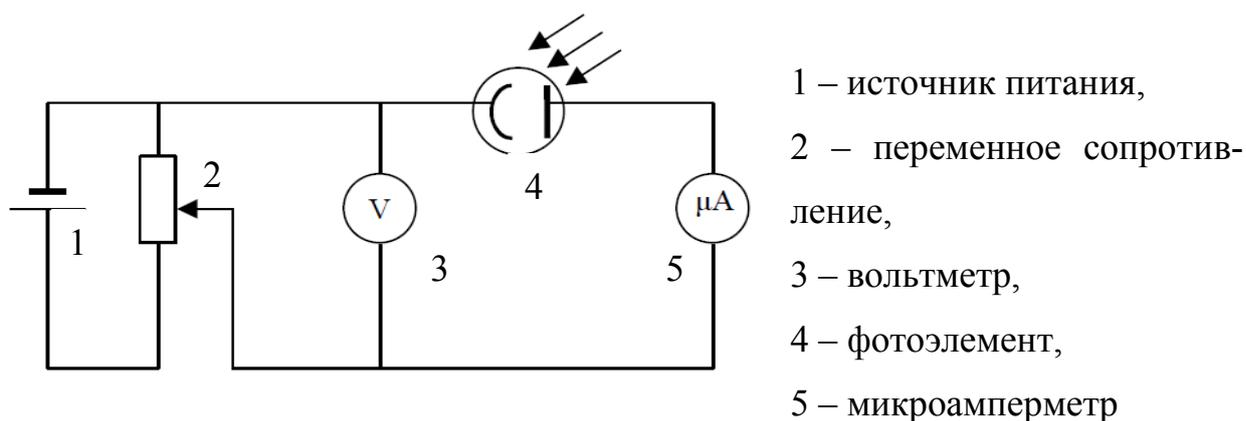


Рисунок 3.5 – Принципиальная схема подключения фотоэлемента

При освещении фотокатода в цепи фотоэлемента 4 возникает ток, измеряемый микроамперметром 5. Напряжение  $U$  между анодом и катодом измеряется вольтметром 3.

Основными характеристиками фотоэлемента являются:

1. Вольт–амперная характеристика – зависимость фототока от напряжения на фотоэлементе при постоянном световом потоке  $\Phi$  и фиксированной частоте (длине волны). Пример типичной вольт–амперной характеристики фотоэлемента показан на рисунке 3.3.

2. Световая характеристика – зависимость фототока  $I$  от светового по-

тока  $\Phi$  при постоянном напряжении на фотоэлементе и неизменном спектральном составе света. Световая характеристика снимается при напряжении  $U$ , соответствующем току насыщения. При небольших интенсивностях светового потока зависимость  $I(\Phi)$  является линейной.

3. Спектральная характеристика – зависимость фототока от частоты света  $I(\nu)$  при постоянном световом потоке  $\Phi$  и постоянном напряжении на фотоэлементе  $U$ . Спектральная характеристика снимается при напряжении  $U$ , соответствующем току насыщения. Для  $\lambda > \lambda_0$  ( $\nu < \nu_0$ ) фотоэффект не наблюдается. При уменьшении длины волны света (увеличении частоты) фототок быстро растет, достигая максимума при некоторой длине волны  $\lambda_1$ , затем уменьшается. При дальнейшем уменьшении длины волны может опять наблюдаться медленный рост фототока. Указанный характер спектральной характеристики связан с энергетическими состояниями свободных электронов и наблюдается у металлов.

### **3.2.2 Определение красной границы фотоэффекта и постоянной Планка**

При некотором ускоряющем напряжении ( $U > 0$ ) фототок достигает насыщения. Сила тока насыщения  $I_n$  зависит от интенсивности светового потока. При перемене знака потенциалов на электродах ( $U < 0$ ), т. е. при задерживающем фотоэлектроны напряжении, с увеличением (по абсолютной величине)  $U$  фототок уменьшается и при некотором напряжении  $U_3$  падает до нуля. Напряжение  $U_3$ , при котором фототок обращается в нуль, называется *запирающим напряжением*. Плавный ход вольтамперной характеристики показывает, что электроны вылетают из фотокатода с различными по величине скоростями. При запирающем напряжении  $U_3$  ни одному из электронов, даже обладающему при вылете из катода наибольшим значением скорости  $v_{\max}$ , не удастся преодолеть задерживающее поле и достигнуть анода. Измеряя запи-

рающее напряжение  $U_3$ , можно определить максимальное значение скорости фотоэлектронов

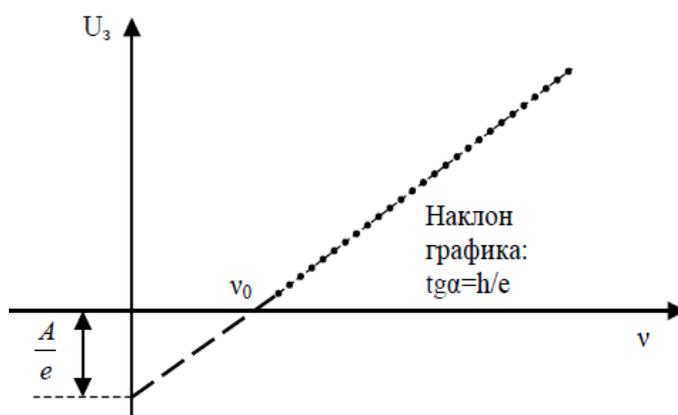
$$K_{\max} = \frac{m v_{\max}^2}{2} = e U_3. \quad (3.3)$$

Комбинируя соотношения (3.2) и (3.3) и учитывая, что  $A_{\text{вых}} = h\nu_0$ , можно получить

$$U_3 = \frac{h}{e}(\nu - \nu_0). \quad (3.4)$$

Из выражения (3.4) видно, что зависимость  $U_3(\nu)$  представляет собой линейную функцию с тангенсом угла наклона  $h/e$ , как видно из рисунка 3.6.

Точка пересечения прямой с осью абсцисс определяет красную границу  $\nu_0$  фотоэффекта. Умножив  $\nu_0$  на отношение  $h/e$ , получим потенциал выхода электронов  $\phi = A_{\text{вых}}/e$  из фотокатода.



Для выполнения описанного алгоритма необходимо на ла-

бораторной установке провести измерения  $U_3$  для нескольких значений длин волн (частот) светового излучения. А затем построить экспериментальную зависимость запирающего напряжения от частоты света  $U_3(\nu)$ . Из полученного графика определить величину  $h/e$  и  $A_{\text{вых}}$ .

Рисунок 3.6 - График зависимости задерживающего напряжения от частоты света

### 3.2.3 Порядок выполнения работы

1. Установите на монохроматоре входную щель – 1,0 мм, выходные щели на задний и боковой выходы – 3,0 мм.
2. Включите источник света – лампу накаливания. Установите ток лам-

пы около 1,5 А (напряжение 1,5 В на выходе "Г").

3. Наблюдая изображение источника через зрительную трубу, сфокусируйте излучение на входной щели с помощью поворотного зеркала входной оптики. Убедитесь в изменении цвета выходящего излучения при вращении ручки настройки монохроматора. Определите минимальную и максимальную длину волны излучения, воспринимаемого визуально.

$$\lambda_{\min} = \text{_____ нм}; \lambda_{\max} = \text{_____ нм}.$$

4. Переключите поток излучения на задний выход монохроматора.

5. Установите фотоприемник ФЭУ на задний выход монохроматора.

Подключите ФЭУ к измерительной системе ИСК-2 (вход "ФП").

6. Подключите мультиметры к выходам измерительной системы:

- к гнездам "U<sub>ФП</sub>" – мультиметр для измерения напряжения на фотоприемнике,

- к гнездам "I<sub>ФП</sub>" (выход усилителя фототока) – мультиметр для измерения тока фотоприемника (мультиметр включают в режиме измерения напряжения).

Ток фотоприемника пропорционален напряжению на выходе "I<sub>ФП</sub>" с коэффициентом от 0,1 мкА/В до 100 мкА/В, указанным на шкале переключателя "мкА/В". При токах более 500 мкА переключатель устанавливают в положение "ВНЕШ" (при этом усилитель фототока отключен).

Фототок определяется по формуле:

$$I_{\text{ФП}} = K(U_{\text{ВЫХ}} - U_{\text{ТЕМН}}), \quad (3.5)$$

где  $K$  – коэффициент преобразования усилителя, мкА/В;

$U_{\text{ВЫХ}}$  – напряжение на выходе усилителя (гнезда "I<sub>ФП</sub>");

$U_{\text{ТЕМН}}$  – напряжение на выходе усилителя при перекрытом световом потоке (используется экран-заглушка).

7. Для 3 - 5 значений длин волн  $\lambda$  (например, 450 нм; 500 нм; 550 нм) провести измерение зависимости фототока от задерживающих напряжений на фотоприемнике  $I_{\text{ФП}}(U)$  в пределах от 0 до –2В с шагом 50–100 мВ. Напря-

жение регулируется ручками " $U_{\Phi\Pi}$ " грубо (0 – 20 В) и плавно (–2 – 0 В). Измерения проводятся до исчезновения фототока за счет его полного запираания ( $U_{\text{вых}} = U_{\text{темн}}$ ). Результаты измерений " $U_{\Phi\Pi}$ ",  $U_{\text{темн}}$ ,  $U_{\text{вых}}$  занести в таблицу 3.1. По формуле (3.5) вычислить  $I_{\Phi\Pi}$  и результаты занести в таблицу 3.1.

8. Очень плавный выход зависимости  $I_{\Phi\Pi}(U)$  на нулевое значение затрудняет определение напряжения или длины волны, при которых фототок обращается в ноль. При этом зависимость величины  $\sqrt{I_{\Phi\Pi}/I_{\Phi\Pi}(0)}$  от задерживающего напряжения вблизи  $I_{\Phi\Pi} = 0$  является практически линейной и удобна для анализа. Вычислить  $\sqrt{I_{\Phi\Pi}/I_{\Phi\Pi}(0)}$  и результаты занести в таблицу 3.1.

Таблица 3.1 – Зависимость фототока от напряжения

$\lambda = \underline{\hspace{2cm}}$ нм, $K = \underline{\hspace{2cm}}$ мкА/В				
$U_{\Phi\Pi}$ , мВ	$U_{\text{вых}}$ , мВ	$U_{\text{темн.}}$ , мВ	$I_{\Phi\Pi}$ , $10^{-11}$ А	$\sqrt{I_{\Phi\Pi}/I_{\Phi\Pi}(0)}$
...	...	...	...	...

Аналогичные таблицы заполнить для других длин волн света.

9. Построить графики зависимости  $\sqrt{I_{\Phi\Pi}/I_{\Phi\Pi}(0)}$  от  $U_{\Phi\Pi}$ . Экспериментальные кривые в области малых токов аппроксимировать прямой. По точке пересечения прямой с осью абсцисс определить запирающие напряжения  $U_3$  и занести их в таблицу 3.2.

Таблица 3.2 – Зависимость запирающего напряжения от частоты света

Номер серии	$\lambda$ , нм	$\nu$ , $\text{с}^{-1}$	$U_3$ , В
1			
2			
...			

10. В системе координат, по оси абсцисс которой откладывается частота, а по оси ординат – запирающее напряжение, нанести точки согласно данным таблицы 3.2. Через полученные на координатной плоскости точки провести прямую, дающую график зависимости  $U_3(\nu)$ .

11. По наклону графика  $U_3(\nu)$  определить постоянную Планка, а по точке пересечения прямой с осью частот – красную границу фотоэффекта  $\nu_0$  и  $\lambda_0$ , а также работу выхода  $A_{\text{вых}}$  фотокатода. Результаты измерений занести в таблицу 3.3.

Таблица 3.3 – Результаты измерений

$h$ , эВ·с	$\lambda_0$ , нм	$\nu_0$ , с <sup>-1</sup>	$A_{\text{вых}}$ , мВ

### Контрольные вопросы

1. Что называется явлением фотоэффекта? Каковы его виды?
2. В чем заключается внутренний фотоэффект?
3. Что называется внешним фотоэффектом?
4. Как выглядит вольт-амперная характеристика внешнего фотоэффекта? Что называется током насыщения и запирающим напряжением?
5. Как выглядит семейство вольтамперных характеристик для одного и того же фотоэлемента, но разных частот падающего света.
6. Сформулируйте законы внешнего фотоэффекта. Что называется квантовым выходом фотоэффекта?
7. Запишите уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта. Что называется работой выхода электрона из металла?
8. Почему при освещении металла монохроматическим светом электроны вылетают с разными кинетическими энергиями? У каких электронов кинетическая энергия максимальна?
9. Как объясняются законы фотоэффекта с квантовой точки зрения?

10. Что называется красной границей фотоэффекта? Объясните существование красной границы фотоэффекта с точки зрения квантовой теории света.

11. При замене одного металла другим красная граница фотоэффекта  $\lambda_0$  возрастает. Что можно сказать о работах выхода этих двух металлов?

12. Между катодом и анодом приложена такая разность потенциалов, что наиболее быстрые электроны могут пролетать только половину расстояния между электродами. Смогут ли они долететь до анода, если расстояние между электродами уменьшить вдвое при той же разности потенциалов?

13. Какая методика определения постоянной Планка и красной границы фотоэффекта используется в данной работе?

14. Поясните порядок выполнения экспериментальных заданий. На основании полученных результатов сформулируйте выводы.

## 4 Лабораторная работа №4

### Спектральные характеристики фотопроводимости (внутренний фотоэффект)

Цель работы:

- познакомиться с явлением внутреннего фотоэффекта;
- измерить основные фотофизические характеристики фоторезистора: спектральную зависимость фотопроводимости, красную и синюю границу внутреннего фотоэффекта, ширину запрещенной зоны полупроводника.

#### 4.1 Теоретическая часть

##### 4.1.1 Общие понятия о внутреннем фотоэффекте

*Внутренним фотоэффектом* называют возникновение свободных носителей заряда – электронов и дырок в твердом теле при поглощении в нем квантов электромагнитного поля (фотонов) [9]. Внутренний фотоэффект был открыт в 1873 г. У. Смитом и Дж. Мейем. Наблюдается это явление в диэлектриках и полупроводниках.

В результате возникновения под действием электромагнитного излучения дополнительных носителей тока электропроводность вещества увеличивается. Эта добавочная электропроводность называется *фотопроводимостью*. Основная проводимость, которая обусловлена тепловым возбуждением свободных носителей заряда, называется *темновой*. Тепловое возбуждение электронов приводит к появлению *равновесных* носителей заряда. Свободные носители, возникающие не за счет тепловой энергии, называются *неравновесными*.

В полупроводниках валентные электроны каждого атома образуют ковалентные связи с соседними атомами. Если энергия электрона, поглотивше-

го квант света, оказывается больше энергии ковалентной связи, то электрон может разорвать эту связь и перейти в межузельное пространство кристалла, где он может свободно перемещаться, как показано на рисунке 4.1а [10]. При освобождении электрона из ковалентной связи в последней возникает вакантное место, называемое *дыркой*. Дырка обладает положительным зарядом, равным по абсолютной величине заряду электрона.

Согласно зонной теории твердого тела, энергетический спектр электронов в кристалле представляет собой чередующиеся между собой зоны разрешенных и запрещенных энергий. Электроны, участвующие в ковалентных связях, находятся в *валентной* зоне, а электроны, свободно перемещающиеся по кристаллу, – в зоне *проводимости*. В полупроводниках валентная зона и зона проводимости разделены запрещенной зоной, как показано на рисунке 4.1б. Когда энергия кванта  $h\nu$  больше или равна ширине запрещенной зоны  $\Delta E$ , электрон, поглотивший квант, переходит из валентной зоны в зону проводимости и становится носителем тока.

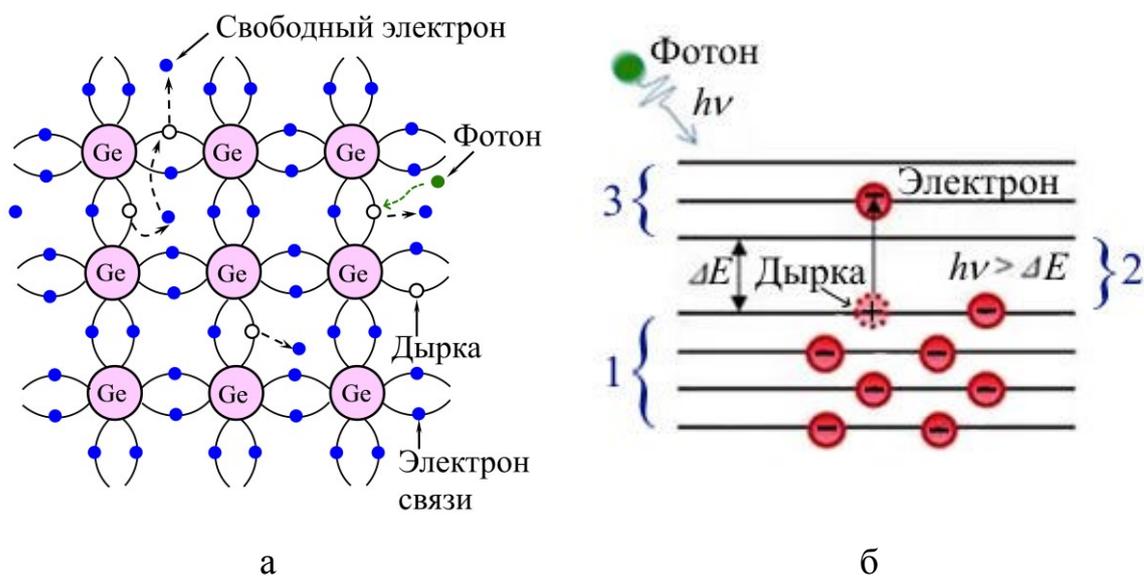


Рисунок 4.1 – Схема внутреннего фотоэффекта. 1 – валентная зона, 2 – запрещенная зона, 3 – зона проводимости

Если в полупроводнике есть примесь, то под действием света электроны могут переходить из валентной зоны на уровни примеси, которые располагаются в запрещенной зоне, или с примесных уровней в зону проводимости.

сти. В первом случае возникает дырочная фотопроводимость, а во втором – электронная фотопроводимость [6].

#### 4.1.2 Устройство и характеристики фоторезисторов

На внутреннем фотоэффекте основано действие различных оптоэлектронных устройств: модуляторов световых потоков, фотоприемников и преобразователей световой энергии в электрическую.

*Фоторезистор* – это полупроводниковый прибор, у которого при облучении светом уменьшается внутреннее сопротивление. Поскольку количество образующихся носителей тока пропорционально падающему световому потоку, фоторезисторы используются для целей фотометрии. В видимой части спектра применяются фотосопротивления из сернистого кадмия CdS, в инфракрасной – из PbS, PbTe и InSb [6].

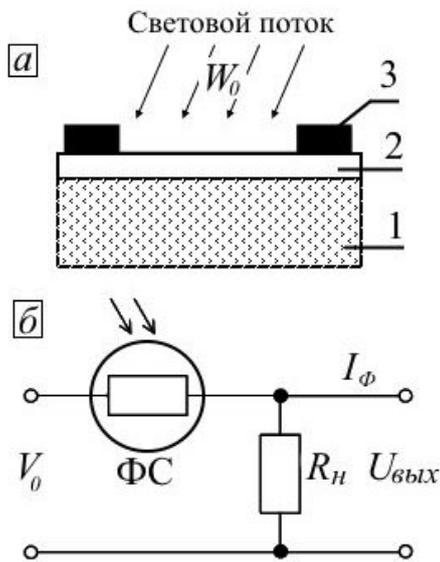


Рисунок 4.2 – Схема устройства (а) и включения в цепь (б) фотосопротивления. 1 – диэлектрическая подложка, 2 – полупроводниковый слой, 3 - контакты

Фоторезистор подключается к источнику смещения  $V_0$  через нагрузочное сопротивление  $R_n$  (рисунок 4.2б).

На рисунке 4.2 показаны устройство фоторезистора и схема его включения. Фоторезистор представляет собой тонкий слой полупроводника, называемый фоточувствительным слоем, который нанесен на диэлектрическую подложку. На поверхности фоточувствительного слоя или на диэлектрической подложке располагаются металлические электроды, как показано на рисунке 4.2а. Фоторезистор обычно помещается в защитный корпус с прозрачным окошком. Фоторези-

Чувствительный элемент должен быть достаточно толстым, чтобы в нем поглощался практически весь свет, прошедший через освещенную поверхность [11]

$$\Phi(1 - r(\lambda)),$$

где  $\Phi$  – мощность падающего света (световой поток);

$r(\lambda)$  – коэффициент отражения поверхности;

$\lambda$  – длина световой волны.

Число неравновесных носителей, генерируемых светом в единичное время в чувствительном элементе при  $\lambda < \lambda_0$  ( $\lambda_0$  – красная граница внутреннего фотоэффекта), составляет [11]

$$G = \Phi(1 - r(\lambda)) \frac{\eta}{h\nu}, \quad (4.1)$$

где  $\eta$  – квантовый выход внутреннего фотоэффекта;

$h$  – постоянная Планка;

$\nu$  – частота света.

Квантовый выход равен числу носителей, рождаемых в среднем каждым поглощенным фотоном. Он может быть больше 1, если при поглощении одного фотона высокой энергии рождается две (и более) электронно-дырочных пары, и меньше 1, если часть фотонов поглощается свободными носителями заряда.

Под действием приложенного к фоторезистору напряжения  $V_0$  созданные светом носители заряда приходят в упорядоченное движение и создают в цепи ток  $I_{\text{ф}}$ , называемый *фототоком*. Его можно найти из следующих соображений. Если время жизни носителя заряда равно  $\tau$ , то за это время носитель проходит через резистор  $\tau/t_{\text{др}}$  раз, где  $t_{\text{др}}$  – время дрейфа носителя через резистор. Время дрейфа можно найти, разделив длину  $l$  чувствительного элемента резистора на скорость дрейфа  $v_{\text{др}}$  носителей заряда [11], т. е.  $t_{\text{др}} = l/v_{\text{др}}$ . Скорость дрейфа пропорциональна напряженности  $E$  электриче-

ского поля  $v_{др} = \mu E$ , где  $\mu$  – подвижность носителей. Используя связь напряженности и потенциала  $E = V_0/l$ , для времени дрейфа можно получить

$$t_{др} = l^2 / \mu V_0. \quad (4.2)$$

Сила фототока  $I_\phi$  определяется произведением числа носителей  $G$ , генерируемых в полупроводнике в единицу времени под действием света, отношения  $\tau / t_{др}$  и заряда электрона  $e$

$$I_\phi = \frac{eG\tau}{t_{др}}. \quad (4.3)$$

Подстановка в (4.3) выражений (4.1) и (4.2) приводит к следующей формуле для силы фототока

$$I_\phi = \frac{e\Phi(1 - r(\lambda))\eta\tau\mu\lambda V_0}{hcl^2}, \quad (4.4)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме.

Отношение

$$\frac{I_\phi}{\Phi} = \frac{e(1 - r(\lambda))\eta\tau\mu\lambda V_0}{hcl^2} \quad (4.5)$$

характеризует *чувствительность* фоторезистора, которая пропорциональна длине волны  $\lambda$  падающего света (вплоть до  $\lambda_0$ ), приложенному напряжению  $V_0$ , времени жизни носителей  $\tau$  и их подвижности  $\mu$ , и обратно пропорциональна квадрату длины чувствительного элемента фоторезистора. Следует отметить, что в поликристаллических фоторезисторах чувствительность часто определяется процессами на границах монокристаллических зерен, а не процессами в объеме полупроводника, поэтому в этом случае соотношение (4.5) неприменимо.

Время жизни носителей  $\tau$  определяет не только чувствительность, но и *инерционность* фоторезистора. Чем больше  $\tau$ , тем выше чувствительность, но тем выше и инерционность прибора [11]. Зависимость фотопроводимости  $\sigma_\phi$  от времени изображена на рисунке 4.3. После выключения источника света

вследствие рекомбинации электронов и дырок концентрация избыточных носителей убывает по экспоненциальному закону

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-(t-t_0)/\tau}, \quad (4.6)$$

где  $t_0$  – момент выключения света;

$\Delta n_0$  – установившаяся концентрация избыточных носителей заряда при постоянной освещенности.

По такому же закону происходит и спад фотопроводимости полупроводника (кривая  $BC$  на рисунке 4.2)

$$\sigma_\phi = \sigma_{\phi 0} e^{-(t-t_0)/\tau}, \quad (4.7)$$

где  $\sigma_{\phi 0}$  – стационарная (установившаяся) фотопроводимость в условиях постоянной освещенности фоторезистора.

Из (4.7) видно, что чем больше время жизни избыточных носителей, тем медленнее происходит спад фотопроводимости; следовательно, тем более инерционен фоторезистор. Можно показать, что касательная, проведенная к кривой спада фотопроводимости  $\sigma_\phi(t)$  в точке  $t_0$ , отсекает на оси абсцисс отрезок, численно равный времени жизни  $\tau$  избыточных носителей заряда. Это часто используют для экспериментального определения  $\tau$ .

Участок  $OB$  на зависимости фотопроводимости от времени (рисунок 4.3) соответствует нарастанию фотопроводимости полупроводника после включения прямоугольного светового импульса. Это нарастание подчиняется следующему закону

$$\sigma_\phi = \sigma_{\phi 0} (1 - e^{-t/\tau}). \quad (4.8)$$

И в этом случае касательная, проведенная к кривой  $\sigma_\phi(t)$  в начале координат, отсекает на прямой  $AB$  отрезок, численно равный  $\tau$ .

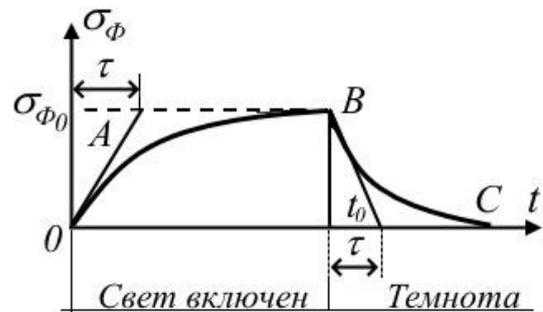


Рисунок 4.3 – Кривая нарастания фотопроводимости при облучении полупроводника светом и спада фотопроводимости после прекращения облучения

Фотопроводимость складывается из объемной и поверхностной составляющих. Объемная фотопроводимость - это дополнительная проводимость электронейтрального объема при освещении кристалла, которая может быть как монополярной, если носители заряда одного знака быстро захватываются ловушками и не принимают участия в процессах переноса, так и биполярной, если такого захвата нет. Поверхностная фотопроводимость в общем случае состоит из двух частей: биполярной и монополярной. Биполярная часть возникает из-за разделения в поле области пространственного заряда (ОПЗ) электронов и дырок, генерируемых светом, а вторая – благодаря появлению в ОПЗ носителей заряда только одного знака (носители другого знака захватываются на поверхностные электронные состояния) [12].

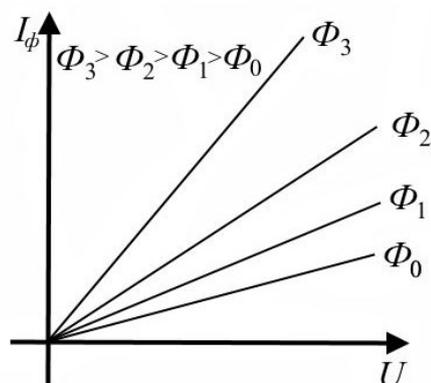


Рисунок 4.4 – ВАХ фоторезистора при разных световых потоках

*Вольт-амперная характеристика (ВАХ) фоторезистора, характеризует зависимость фототока (при постоянном световом потоке  $\Phi$ ) или темнового тока от приложенного напряжения.*

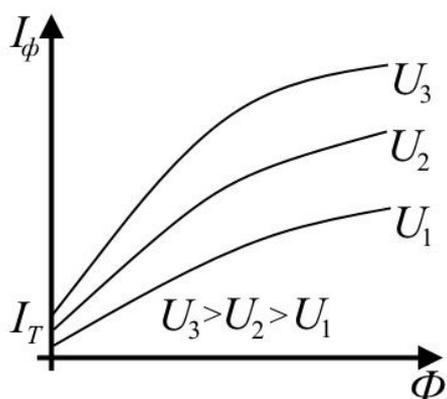


Рисунок 4.5 – Световые характеристики фоторезистора при разных напряжениях

Типичные световые характеристики изображены на рисунке 4.5. Как видно

Для фоторезисторов эта зависимость практически линейна, как показано на рисунке 4.4. Закон Ома нарушается только при высоких напряжениях, приложенных к фоторезистору.

*Световой характеристикой фоторезистора называется зависимость фототока от величины падающего светового потока  $\Phi$  при постоянном приложенном напряжении  $U$ .*

из рисунка, при малых освещенностях световая характеристика практически линейная. При больших освещенностях рост фототока отстает от роста светового потока, поскольку при увеличении концентрации носителей заряда увеличивается и вероятность их рекомбинации.

На рисунке 4.6 изображены зависимости фототока от длины волны света – *спектральные характеристики*. Возникновение максимума на спектральной характеристике можно объяснить следующим образом. В коротковолновой области (синяя граница фотопроводимости) фотопроводимость образца небольшая, поскольку при больших значениях коэффициента поглощения генерация электронно-дырочных пар происходит в приповерхностной области полупроводника, где высока вероятность захвата свободных носителей на поверхностные состояния. В длинноволновой области фотопроводимость мала, поскольку энергии фотонов недостаточно для генерации свободных носителей (красная граница фотопроводимости). На краю полосы фундаментального поглощения (край запрещенной зоны) реализуется возможность эффективной генерации электронно-дырочных пар на значительной глубине от поверхности полупроводника, что сопровождается резким увеличением фотопроводимости образца.

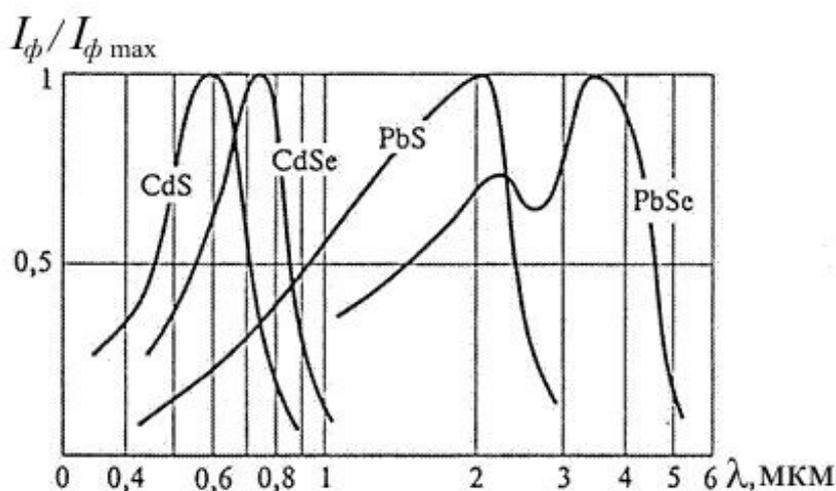


Рисунок 4.6 – Спектральные зависимости фототока для разных полупроводников

## 4.2 Экспериментальная часть

### 4.2.1 Определение ширины запрещенной зоны полупроводника

Спектральная характеристика проводимости полупроводника фоторезистора имеет пик на частоте, соответствующей ширине запрещенной зоны полупроводника. В данной работе требуется получить экспериментальную зависимость фототока от длины волны падающего света, определить длину волны  $\lambda_{\max}$ , соответствующую максимуму спектральной зависимости, и рассчитать ширину запрещенной зоны  $\Delta E$  чувствительного элемента фоторезистора по формуле

$$\Delta E = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda_{\max}}, \quad (4.9)$$

где  $\hbar = 0,6582 \cdot 10^{-15}$  эВ·с – постоянная Планка.

Зная ширину запрещенной зоны, можно определить полупроводник, из которого сделан фоторезистор. В таблице 4.1 приведены значения ширины запрещенной зоны для разных полупроводников.

Таблица 4.1 – Ширина запрещенной зоны разных полупроводников

Полупроводник	Ge	Si	InSb	GaAs	GaP	CdS	CdSe	PbS
$\Delta E$ , эВ	0,72	1,12	0,17	1,42	2,26	2,42	1,70	0,41

### 4.2.2 Порядок выполнения работы

1. Установите на заднем выходе монохроматора фотоприемник – фотосопротивление ФС и подключите его к измерительной системе ИСК-2. Установите входную щель – 1,0 мм, выходную – 3,0 мм. Включите лампу накаливания ЛН и установите ток лампы в пределах 1,4 – 1,5 А. Подключите вольтметры к гнездам " $U_{\Phi\Pi}$ ", " $I_{\Phi\Pi}$ " для измерения напряжения на фотоприемнике и

тока через него. Установите напряжение на фотоприемнике  $U_{\Phi\Pi} = 10$  В. Снимите спектральную характеристику фоторезистора в диапазоне 400-800 нм. В области пика характеристики (700-800 нм) изменяйте длину волны с шагом 20 нм, в остальном диапазоне - с шагом 50 нм. Результаты измерений занесите в таблицу 4.2.

2. Рассчитайте величину фототока по формуле

$$I_{\Phi\Pi} = K(U_{\text{вых}} - U_{\text{темн}}),$$

где  $K$  – коэффициент преобразования усилителя, мкА/В;

$U_{\text{вых}}$  – напряжение на выходе усилителя (гнезда " $I_{\Phi\Pi}$ ");

$U_{\text{темн}}$  – напряжение на выходе усилителя при перекрытом световом потоке (используется экран-заглушка).

Результаты расчетов занесите в таблицу 4.2.

3. Постройте график зависимости величины фототока от длины волны зондирующего излучения. На полученном графике найдите область локализации максимума и по формуле (4.9) определите ширину запрещенной зоны полупроводника.

Таблица 4.2 – Спектральная зависимость фототока

$I_{\text{ЛН}} = \underline{\hspace{2cm}} \text{ А}, U_{\Phi\Pi} = 10 \text{ В}, K = \underline{\hspace{2cm}} \text{ мкА/В}, U_{\text{темн}} = \underline{\hspace{2cm}} \text{ мВ}$									
$\lambda, \text{ нм}$									
$U_{\text{вых}}, \text{ мВ}$									
$I_{\Phi\Pi}, \text{ мкА}$									

### Контрольные вопросы

1. Какое явление называется внутренним фотоэффектом? В каких веществах оно наблюдается?

2. Какие носители заряда называют равновесными, а какие - неравновесными?
3. Как образуются избыточные носители тока в полупроводниках под действием квантов света?
4. Какую проводимость вещества называют фотопроводимостью, а какую – темновой проводимостью?
5. Что представляет собой фоторезистор? Для чего он используется?
6. Каков физический смысл понятия «квантовый выход»?
7. Что называют чувствительностью фоторезистора. От каких величин она зависит?
8. Что понимают под инерционностью фоторезистора?
9. Как выглядит зависимость фотопроводимости от времени при освещении фоторезистора прямоугольными импульсами света? По каким законам происходит нарастание и спад фотопроводимости?
10. Каковы основные характеристики фоторезисторов? Объясните типичные вольтамперные, световые и спектральные характеристики фоторезисторов.
11. Какой метод определения ширины запрещенной зоны полупроводника используется в данной работе?
12. Поясните порядок выполнения экспериментальных заданий. На основании полученных результатов сформулируйте выводы.

## 5 Лабораторная работа №5

### Спектр излучения атома водорода

Цель работы:

- познакомиться с теорией атома водорода;
- изучить спектр свечения атома водорода в видимой области;
- определить экспериментально длины волн соответствующих спектральных линий;
- проверить формулу Бальмера путем сравнения полученных данных с результатами теоретического расчета.

#### 5.1 Теоретическая часть

##### 5.1.1 Спектр атомарного водорода

Спектры испускания нагретых твердых тел являются *сплошными*. У разреженных газов наблюдаются *линейчатые* и *полосатые* спектры. Линейчатый спектр состоит из отдельных узких спектральных линий. Такой спектр испускается изолированными атомами и ионами. Полосатый спектр состоит из множества близко расположенных спектральных линий, и испускается молекулами [7]. Атомные спектры испускания получают путем формирования тлеющего электрического разряда в газонаполненной стеклянной (кварцевой) трубке - газонаполненной лампе низкого давления. Поскольку наличие многих спектральных линий указывает на сложность внутренней структуры атома, изучение атомных спектров сыграло ключевую роль в познании строения атомов. Прежде всего, было замечено, что линии в спектрах атомов расположены не беспорядочно, а объединяются в *серии* линий. Ярче всего это проявляется в спектре простейшего атома – водорода [6]. На рисунке 5.1 представлена часть спектра атомарного водорода в видимой и ближней ультрафиолетовой области. Символами  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ , обозначены видимые ли-

нии. Из рисунка видно, что линии располагаются в определенном порядке. Расстояние между линиями закономерно убывает по мере перехода в коротковолновую часть спектра.

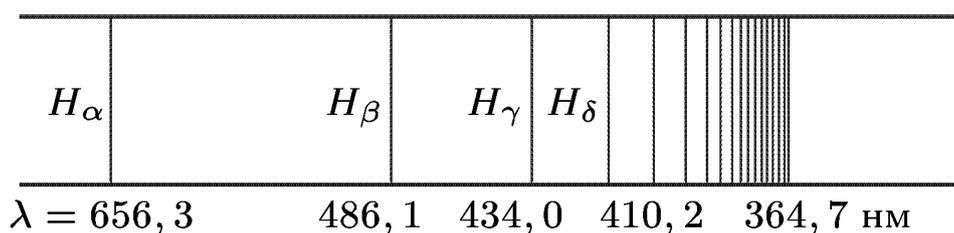


Рисунок 5.1 – Спектр атомарного водорода в видимой и ближней ультрафиолетовой области [7]

В 1885 г. швейцарский физик Бальмер обнаружил, что длины волн изображенной на рисунке 5.1 серии линий водорода могут быть точно определены по формуле [6]

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (5.1)$$

где  $\lambda_0$  – константа;

$n$  – целое число, принимающее значения 3, 4, 5 и т. д.

Если перейти в (5.1) от длины волны  $\lambda$  к циклической частоте  $\omega$  ( $\lambda = 2\pi c/\omega$ ), получится формула [6-8, 13]

$$\omega = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5.2)$$

где  $R$  – константа, названная в честь шведского спектроскописта *постоянной Ридберга*.

Числовое значение постоянной Ридберга равно

$$R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}. \quad (5.3)$$

Если в формуле (5.2) перейти от циклической частоты  $\omega$  к обычной частоте  $\nu$ , то постоянная Ридберга будет иметь значение

$$R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}.$$

Если из формулы (5.2) выразить  $1/\lambda$ , то постоянная Ридберга будет равна

$$R = 109677,576 \text{ см}^{-1}.$$

Если умножить (5.2) на постоянную Планка  $\hbar$ , получится постоянная Ридберга в энергетических единицах

$$R = 13,6 \text{ эВ}.$$

Формула (5.2) называется *формулой Бальмера*, а соответствующая серия спектральных линий атома водорода – *серией Бальмера*. Позже в спектре водорода были обнаружены еще несколько серий.

В 1916 г. в ультрафиолетовой части спектра была открыта серия Лаймана. Частоты линий этой серии представляются формулой

$$\omega = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

В 1908 г. в инфракрасной области спектра была обнаружена серия Пашена

$$\omega = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 4, 5, 6, \dots$$

В далекой инфракрасной области находятся серии Брэккета

$$\omega = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 5, 6, 7, \dots$$

и Пфунда

$$\omega = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 6, 7, 8, \dots,$$

открытые в 1922 г. и 1924 г. соответственно.

Частоты всех линий спектра атома водорода можно представить одной формулой, называемой *обобщенной формулой Бальмера* [6-8, 13]

$$\omega = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5.4)$$

где  $m = 1$  для серии Лаймана;

$m = 2$  для серии Бальмера и т. д.

При заданном  $m$  число  $n$  принимает все целочисленные значения, начиная с  $m+1$ . При  $n \rightarrow \infty$  частота  $\omega$  излучения для линии в каждой серии стремится к

предельному значению  $R/m^2$ , которое называется *границей серии*.

Запишем ряд значений выражения  $T(n) = R/n^2$  при  $n = 1, 2, 3, \dots$

$$\frac{R}{1^2}, \frac{R}{2^2}, \frac{R}{3^2}, \dots, \frac{R}{n^2}, \dots \quad (5.5)$$

Частота любой линии спектра атома водорода может быть представлена в виде разности двух чисел ряда (5.5). Эти числа называют *спектральными термами* или просто *термами*. Так, например, частота первой линии серии Бальмера равна  $T(2) - T(3)$ , второй линии серии Пфунда  $T(5) - T(7)$  и т. д. [6-8, 13-14]. Частоты линий в спектрах других атомов также могут быть представлены в виде разностей двух термов (*комбинационный принцип Ритца*):

$$\omega = T_1(m) - T_2(n). \quad (5.6)$$

Аналитические выражения для термов подавляющего большинства элементов неизвестны. В лучшем случае их можно представить приближенными эмпирическими или полуэмпирическими формулами [7].

### 5.1.2 Теория атома водорода по Бору

В 1913 г. Н. Бор создал первую теорию атома водорода. Основная задача теории заключалась в объединении трех важных физических результатов: эмпирических закономерностей спектра атома водорода, квантового характера излучения и поглощения света и ядерной модели атома, предложенной Резерфордом. В своей теории Бор сохранил классический подход к описанию движения электрона в атоме и ввел три постулата, называемые *постулатами Бора*.

*Первый постулат.* Атом может находиться не во всех состояниях, допускаемых классической механикой, а только в избранных – *стационарных* – состояниях, характеризующихся определенными дискретными значениями энергии  $E_1, E_2, \dots$ . В этих состояниях атом не излучает электромагнитных волн. Стационарным состояниям соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны.

*Второй постулат.* При переходе из одного стационарного состояния  $E_m$  в другое  $E_n$  атомы испускают или поглощают излучение строго определенной частоты  $\omega$ , задаваемой условием (правилом частот Бора)

$$\hbar\omega = E_m - E_n . \quad (5.7)$$

*Третий постулат.* В стационарных состояниях атома электрон, двигаясь по круговым орбитам, обладает дискретными значениями момента импульса

$$L_n = m_e \omega r^2 = n\hbar , \quad (5.8)$$

где  $m_e$  – масса электрона;

$r$  – радиус орбиты;

$n = 1, 2, 3, \dots$  – квантовое число.

Постулаты Бора позволяют теоретически рассчитать спектр атома водорода и водородоподобных ионов. На круговой орбите электрон удерживает кулоновская сила, сообщающая электрону центростремительное ускорение

$$m_e \omega^2 r = \frac{Ze^2}{r^2} , \quad (5.9)$$

где  $e$  – заряд электрона;

$Z$  – зарядовое число ядра атома.

Подставив в (5.9) циклическую частоту, выраженную из (5.8), можно получить радиусы электронных орбит

$$r_n = \frac{\hbar^2 n^2}{m_e Ze^2} . \quad (5.10)$$

Радиус первой орбиты  $n = 1$  в атоме водорода называется *первым боровским радиусом* и составляет  $0,528 \cdot 10^{-10}$  м.

Энергия электрона складывается из кинетической энергии и потенциальной энергии притяжения электрона к ядру

$$E = \frac{m_e \omega^2 r^2}{2} - \frac{Ze^2}{r} = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r} . \quad (5.11)$$

Подстановка (5.10) в (5.11) приводит к формуле энергии стационарных со-

стояний атома [6-8, 13]

$$E_n = -\frac{m_e Z^2 e^4}{2\hbar^2 n^2}. \quad (5.12)$$

А подстановка (5.12) для  $Z=1$  в правило частот Бора (5.7) приводит к обобщенной формуле Бальмера

$$\omega = \frac{m_e e^4}{2\hbar^3} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (5.13)$$

Из сравнения (5.13) с (5.4) следует выражение для постоянной Ридберга

$$R = \frac{m_e e^4}{2\hbar^3}, \quad (5.14)$$

подстановка в которое значений констант дает величину, близкую к экспериментальному значению  $R$ . Более точный результат получается при учете движения ядра. При этом в формулы (5.12) – (5.14) вместо массы электрона следует подставлять приведенную массу  $\mu = m_e M / (m_e + M)$ , где  $M$  – масса ядра атома.

### 5.1.3. Квантовая теория атома водорода

В рамках квантовомеханического подхода энергия стационарных состояний атома водорода находится из уравнения Шредингера [6-8, 13-14]

$$\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 \psi + \left( E + \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (5.15)$$

где  $-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2$  – оператор кинетической энергии электрона;

$\psi$  – волновая функция электронного состояния;

$E$  – полная энергия электрона в атоме;

$-\frac{Ze^2}{r}$  – потенциальная энергия кулоновского взаимодействия электрона с ядром атома.

Уравнение (5.15) имеет решения при любых положительных значениях полной энергии  $E$  и дискретных отрицательных значениях, задаваемых формулой (5.12). Положительные значения полной энергии соответствуют электрону, пролетающему вблизи ядра и уходящему на бесконечность. Электрону, находящемуся в пределах атома, соответствуют отрицательные значения полной энергии.

Волновые функции состояний электрона в атоме содержат три параметра и обозначаются  $\psi_{nlm}$ . Первый параметр  $n$  совпадает с номером уровня энергии и называется *главным квантовым числом*. Вторым параметром  $l$  определяется величина момента импульса электрона  $|\mathbf{L}| = \hbar\sqrt{l(l+1)}$  и называется *орбитальным квантовым числом*. Третьим параметром  $m$  определяется величина проекции момента импульса электрона на выделенное направление  $L_z = \hbar m$  и называется *магнитным квантовым числом*. При данном  $n$  числа  $l$  и  $m$  могут принимать следующие значения:  $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ ;  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$  [6, 14]. Состояния отдельных электронов с различными  $n$  и  $l$  обозначают символом, состоящим из цифры, показывающей значение главного квантового числа, и латинской буквы, показывающей значение орбитального квантового числа. Соответствие между значением  $l$  и буквой приведено в таблице 5.1. Например, символ  $4f$  обозначает состояние электрона, в котором  $n = 4$ ,  $l = 3$ .

Таблица 5.1 – Соответствие значений  $l$  и буквенных обозначений

Значение $l$	0	1	2	3	4	5
Буква	$s$	$p$	$d$	$f$	$g$	$h$

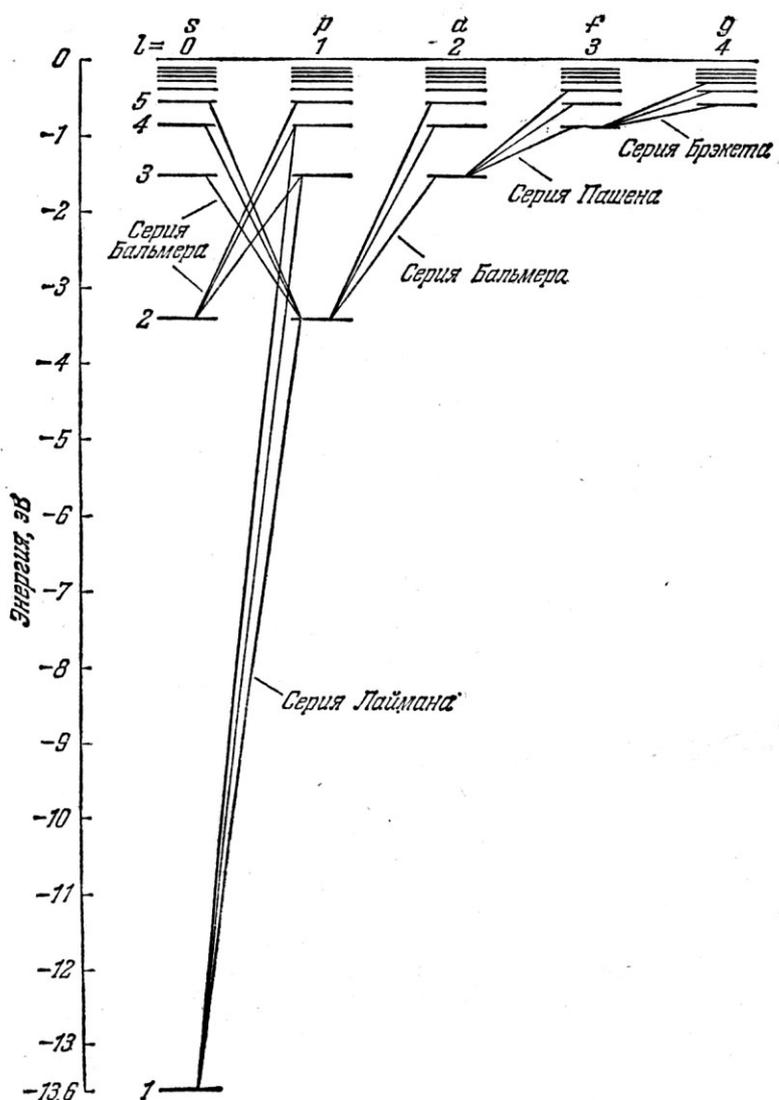
Таким образом, каждому значению  $E_n$  (кроме  $E_1$ ) соответствует несколько волновых функций, отличающихся значениями квантовых чисел  $l$  и  $m$ . Т. е. нескольким различным состояниям атома водорода отвечает одна энергия. Состояния с одинаковой энергией называются *вырожденными*, а число таких состояний называется *кратностью вырождения* энергетического уровня. Каждый уровень энергии атома водорода имеет кратность вырождения

дения  $n^2$ .

Испускание и поглощение кванта света происходит при переходе электрона из одного состояния в другое. В квантовой механике доказывается, что разрешенными являются такие переходы, при которых орбитальное квантовое число изменяется на единицу [6, 14]

$$\Delta l = \pm 1. \quad (5.16)$$

Соотношение (5.16) называется *правилом отбора*. На рисунке 5.2 показаны переходы, разрешенные правилом (5.16), и отражено вырождение уровней [6].



Вертикальная колонка цифр определяет главное квантовое число  $n$ , горизонтально расположенные цифры и буквенные обозначения соответствуют орбитальному квантовому числу  $l$

Рисунок 5.2 – Энергетические уровни электронной системы атома водорода (горизонтальные линии) и переходы между ними [6]

## 5.2 Экспериментальная часть

### 5.2.1 Изучение спектра атома ртути

1. Произведите настройку монохроматора по спектру свечения атомов ртути. Для этого установите оправу зрительной трубы примерно посередине окна двухкоординатного держателя. Установите на шкале монохроматора длину волны зеленой линии ртути - 546,1 нм.

2. Установите на входе монохроматора щель 1,0 мм. Включите ртутную лампу, направьте ее излучение на входную щель. Наблюдайте через зрительную трубу зеленое свечение. Подстройте поворотное зеркало на максимальную яркость.

3. Поворачивая окуляр трубы, получите резкое изображение визирного креста. Установите входную щель 0,05 мм. Перемещая внутренний цилиндр корпуса трубы вдоль его оси, получите резкое изображение входной щели - "спектральной линии". Еще раз подстройте зеркало на максимальную яркость. Критерий настройки - различимое изображение краев щели.

4. Поворачивая внутренний цилиндр корпуса трубы, установите линию визирного креста параллельно спектральной линии. Поворачивая винт двухкоординатного держателя, совместите линию креста со спектральной линией. Если придется смещать трубу более чем на один оборот винта от середины держателя, то потребуются дополнительная подстройка с помощью юстировочных винтов, поворачивающих зеркало выходной оптики.

5. Не меняя положения трубы в держателе (допускается только подстройка фокусировки), совместите с визирным крестом несколько характерных спектральных линий ртути и сравните отсчеты по шкале монохроматора с табличными значениями длин волн. По результатам измерений заполните таблицу 5.2. Произведите оценку погрешностей измерений. Если относительная погрешность не превышает 1%, то можно приступать к последующим основным измерениям.

Таблица 5.2 – Результаты измерения длин волн спектральных линий атома ртути

Длины волн спектральных линий Hg, нм (справочные данные)	579	576	546	492	435	434
Эксперимент $\lambda$ , нм						
Погрешность измерений, %						

### 5.2.2 Изучение спектра атома водорода

1. Включите водородную лампу соответствующим тумблером. Подождите несколько минут, пока лампа войдет в рабочий режим. Поворотным зеркалом сфокусируйте световой поток на входную щель монохроматора.

2. Для настройки монохроматора можно воспользоваться щелью 0,1 мм, а затем перейти к щели 0,05мм. В полученном спектре атомарного водорода определить длины волн всех видимых спектральных линий. Данные занести в таблицу 5.3.

3. По полученным данным (значения  $\lambda$ ) определите энергию электронных состояний  $E_n$ , переходы между которыми ответственны за возникновение соответствующих спектральных линий. Спектральные линии серии Бальмера возникают в результате переходов электрона из возбужденных состояний на второй уровень

$$\Delta E_n = E_2 - E_n = \frac{hc}{\lambda_n},$$

где  $E_2=3,4$  эВ;

$\lambda_n$  – длина волны наблюдаемой спектральной линии.

4. Результаты расчетов сравните с полученными из формулы (5.12) подстановкой соответствующих констант теоретическими значениями энер-

гий соответствующих электронных состояний

$$E_n = -13,6 \frac{1}{n^2} \text{ эВ.}$$

Результаты вычислений занесите в таблицу 5.3.

Таблица 5.3 – Результаты исследования спектра атома водорода

Переход $n \rightarrow 2$	3→2	4→2	5→2	6→2
Длина волны $\lambda$ , нм				
Энергия электронного состояния $E_n$ , эВ (эксперимент)				
Энергия электронного состояния $E_n$ , эВ (теория)				

### Контрольные вопросы

1. Что представляют собой сплошные, линейчатые и полосатые спектры? Чем отличаются спектры испускания раскаленных твердых тел и разреженных газов?
2. Как выглядит спектр атома водорода в видимой и ближней ультрафиолетовой области?
3. Какой закономерности подчиняются длины и частоты спектральных линий атома водорода в видимой области?
4. Какие серии спектральных линий существуют в спектре атома водорода? В каком диапазоне длин волн они находятся?
5. Какую энергию нужно сообщить атому водорода, чтобы его серия Бальмера содержала только одну спектральную линию?
6. Каков физический смысл имеет постоянная Ридберга? В каких единицах она может измеряться и почему?

7. Будет ли атом водорода поглощать излучение с длиной волны, удовлетворяющей условию  $1/\lambda = 3R$ ?
8. Сформулируйте постулаты Бора.
9. Выведите формулу энергии стационарных состояний атома водорода.
10. Получите обобщенную формулу Бальмера. Запишите формулу для вычисления постоянной Ридберга.
11. Как влияет учет конечной величины массы ядра на значение постоянной Ридберга?
12. Какими квантовыми числами характеризуется состояние электрона в атоме? Какие значения они принимают? Каков их физический смысл?
13. Какие состояния называются вырожденными? Что такое кратность вырождения энергетического уровня?
14. Какое соотношение называется правилом отбора? Что оно определяет?
15. Какие спектральные серии доступны для изучения на данной экспериментальной установке?
16. Поясните порядок выполнения экспериментальных заданий. На основании полученных результатов сформулируйте выводы.

## **6 Лабораторная работа №6**

### **Спектры излучения щелочных металлов**

Цель работы:

- изучить спектр свечения атомов натрия в видимой области и тонкую (дублетную) структуру спектральных линий;
- произвести экспериментальную проверку правильности описания энергетического положения наблюдаемых спектральных линий с помощью модифицированной формулы Бальмера и табличных значений соответствующих ридберговских поправок;
- оценить величину тонкого расщепления спектральных линий и постоянной тонкой структуры.

#### **6.1 Теоретическая часть**

##### **6.1.1 Серии спектральных линий атома щелочного металла**

Внешняя электронная оболочка атома щелочного металла (литий, натрий, рубидий, цезий) содержит один валентный электрон, слабо связанный с ядром атома. Остальные электроны вместе с ядром формируют устойчивый остов, в электрическом поле которого находится валентный электрон. Таким образом, атом щелочного металла можно рассматривать как одноэлектронный атом с ядром, обладающим эффективным зарядом  $Z_{эф}$ . Эффективный заряд – это часть фактического заряда ядра, которую воспринимает валентный электрон через слой экранирующих ядро электронов остова [15,16].

Валентный электрон действует на остов, в результате этого распределение зарядов остова и создаваемое им электрическое поле искажаются. Электрическое поле остова уже не является кулоновским, но оно обладает центральной симметрией. В зависимости от расстояния между валентным

электроном и ядром заряд ядра будет частично или полностью экранироваться электронами остова. Поэтому эффективный заряд, действующий на валентный электрон, не будет постоянным. Т. к. скорости движения электронов в атоме очень велики, усредненное по времени электрическое поле остова можно считать центрально-симметричным. С хорошей степенью точности потенциальную энергию валентного электрона в поле остова можно представить в виде [6-8, 15-16]

$$U = -\frac{Z_{\text{эф}}e^2}{r} - C\frac{Z_{\text{эф}}e^2}{r^2}, \quad (6.1)$$

где  $r$  – расстояние между электроном и ядром;

$e$  – заряд электрона;

$C$  – постоянная.

Уравнение Шрёдингера для электрона, обладающего потенциальной энергией (6.1), имеет решение, аналогичное решению для водородоподобного атома. Отличие заключается в том, что энергия валентного электрона зависит не только от главного квантового числа  $n$ , но и от орбитального квантового числа  $l$

$$E_{nl} = -\frac{m_e Z_{\text{эф}}^2 e^4}{2\hbar^2 (n + \Delta)^2}, \quad (6.2)$$

где  $m_e$  – масса электрона;

$\Delta = l^* - l$  – дробное число, называемое квантовым дефектом или ридберговской поправкой [6, 17];

$l^*$  – измененное орбитальное квантовое число, которое определяется из уравнения [7]

$$l^*(l^* + 1) = l(l + 1) - \frac{2m_e C Z_{\text{эф}} e^2}{\hbar^2}.$$

Таким образом, в атомах щелочных металлов снимается вырождение энергии по орбитальному квантовому числу  $l$ . С ростом  $l$  энергия уровней с одинаковыми  $n$  увеличивается. Разность энергий между состояниями с раз-

личными  $l$  и одинаковыми  $n$  достаточно мала, по сравнению с разностью энергий между состояниями с различными  $n$  [6].

Уровням энергии (6.2) соответствуют спектральные термы, вид которых был установлен Ридбергом в конце XIX века [7]

$$T = \frac{R}{(n + \Delta)^2}, \quad (6.3)$$

где  $R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$  – постоянная Ридберга.

Поскольку ридберговская поправка  $\Delta$  зависит от орбитального квантового числа, термы щелочных атомов характеризуются двумя квантовыми числами  $n$  и  $l$ . В обозначении термина главное квантовое число ставится впереди, за ним следует орбитальное число, обозначаемое заглавной латинской буквой в соответствии с таблицей 5.1. Заметим, что в атомной спектроскопии заглавными латинскими буквами обозначают квантовое число  $L$ , определяющее суммарный момент импульса всех электронов атома. В случае щелочных металлов он равен моменту импульса валентного электрона, т. к. момент импульса всех электронов остова равен нулю. Таким образом,  $L$  атома совпадает с  $l$  валентного электрона. Ридберговскую поправку принято обозначать строчной латинской буквой:  $\Delta(l=0) = s$ ,  $\Delta(l=1) = p$  и т. д. Для разных щелочных металлов  $\Delta$  имеют

различные значения. Таблица 6.1 – Значения поправок Ридберга для натрия

В таблице 6.1 приведены значения квантовых дефектов для атома натрия [18].

Таким образом, термы щелочных металлов

имеют следующие обозначения [7]

Главное квантовое число $n$	Орбитальное квантовое число $l$		
	0( $s$ )	1( $p$ )	2( $d$ )
3	-1,373	-0,883	-0,013
4	-1,358	-0,867	-0,013
5	-1,353	-0,862	

$$nS = \frac{R}{(n + s)^2}, \quad nP = \frac{R}{(n + p)^2}, \quad nD = \frac{R}{(n + d)^2}, \quad \text{и т. д.}$$

При возбуждении атома щелочного металла и при испускании им света изменяется состояние только валентного электрона. Для орбитального квантового числа  $l$  валентного электрона атомов щелочных металлов действует такое же правило отбора разрешенных оптических переходов, как и для атома водорода (5.16)

$$\Delta l = \pm 1. \quad (6.4)$$

Спектры испускания атомов щелочных металлов, подобно спектру водорода, состоят из нескольких серий линий. Наиболее интенсивные из них получили названия: главная, резкая, диффузная и основная или серия Бергмана. Главная серия получила свое название потому, что она наблюдается и при поглощении света, поэтому она соответствует переходам атома в основное состояние. В состав резкой и диффузной серий входят соответственно резкие и размытые (диффузные) линии. Серия Бергмана была названа основной (фундаментальной), потому что она подобна сериям атома водорода. На рисунке 6.1 изображена схема энергетических уровней и переходов между ними для атома натрия.

Согласно комбинационному принципу Ритца (5.6) частота спектральной линии равна разности термов конечного и начального состояний. Следовательно, спектральные серии натрия могут быть представлены в следующем виде

$$\begin{aligned} \text{резкая серия:} \quad \omega &= 3P - nS \quad (n = 4, 5, \dots), \\ \text{главная серия:} \quad \omega &= 3S - nP \quad (n = 3, 4, \dots), \\ \text{диффузная серия:} \quad \omega &= 3P - nD \quad (n = 3, 4, \dots), \\ \text{основная серия:} \quad \omega &= 3D - nF \quad (n = 4, 5, \dots). \end{aligned} \quad (6.5)$$

Подстановка в (6.5) эмпирической формулы (6.3) приводит к формулам для частот спектральных серий натрия

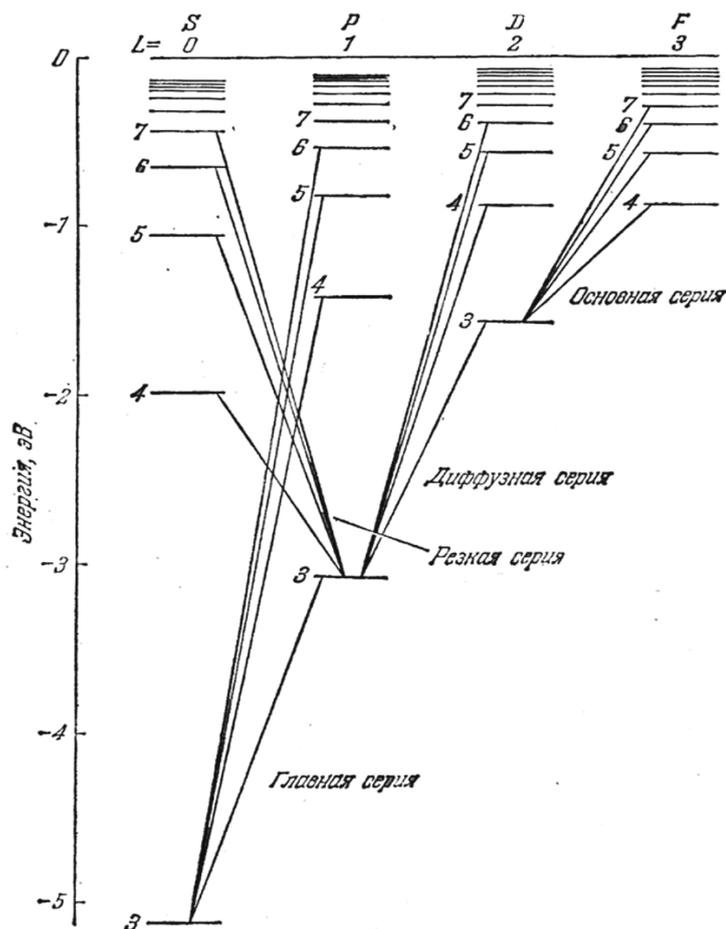


Рисунок 6.1 – Схема энергетических уровней атома натрия и разрешенных переходов между ними [6]

резкая серия: 
$$\omega = \frac{R}{(3+p)^2} - \frac{R}{(n+s)^2} \quad (n = 4, 5, \dots),$$

главная серия: 
$$\omega = \frac{R}{(3+s)^2} - \frac{R}{(n+p)^2} \quad (n = 3, 4, \dots), \quad (6.6)$$

диффузная серия: 
$$\omega = \frac{R}{(3+p)^2} - \frac{R}{(n+d)^2} \quad (n = 3, 4, \dots),$$

основная серия: 
$$\omega = \frac{R}{(3+d)^2} - \frac{R}{(n+f)^2} \quad (n = 4, 5, \dots).$$

### 6.1.2 Тонкая структура спектральных термов

При исследовании спектров щелочных металлов с помощью приборов

с большой разрешающей способностью обнаружилось, что каждая линия этих спектров состоит из двух близких линий, т. е. является дублетной. Например, желтая линия в спектре атома натрия, соответствующая переходу  $3P \rightarrow 3S$  (рисунок 6.1), состоит из двух линий с длинами волн 589 и 589,6 нм. То же самое наблюдается и для других линий главной серии, а также линий других серий.

Расщепление спектральной линии на несколько близко расположенных компонент называется *тонкой структурой* спектральной линии. Спектральные линии, состоящие из нескольких компонент, называются *мультиплетами*. Число компонент в мультиплете может быть равно двум (дублеты), трем (триплеты), четырем (квартеты), пяти (квинтеты) и т. д. Кроме щелочных металлов, тонкая структура спектральных линий наблюдается и у других элементов.

Расщепление спектральных линий обусловлено расщеплением энергетических уровней, которое называется тонкой структурой спектральных термов или энергетических уровней. Для объяснения тонкой структуры спектральных термов Гаудсмит и Уленбек выдвинули в 1925 г. гипотезу о том, что электрон обладает собственным моментом количества движения  $S$ , который не связан с движением электрона в пространстве. Этот собственный момент был назван *спином*. Первоначально считалось, что спин возникает из-за вращения электрона, который представлялся заряженным шариком, вокруг своей оси. Однако очень скоро выяснилась несостоятельность такого представления о спине, поскольку расчеты приводили к тому, что линейная скорость вращения точек на поверхности шарика превосходит скорость света. Кроме того, вращающийся заряженный шарик обладает магнитным моментом, причем отношение магнитного момента к механическому (гиромагнитное соотношение) равно  $-e/(2m_e c)$ , где  $c$  – скорость света в вакууме. Однако результаты многих экспериментов свидетельствовали о том, что отношение собственных магнитного и механического моментов электрона в два раза больше. Таким образом, от представления об электроне как о «вращающемся

шарике» пришлось отказаться. Спин является одним из внутренних свойств, присущих электрону, наряду с зарядом и массой. Спином обладают также протоны, нейтроны, фотоны и другие элементарные частицы (кроме мезонов).

Спин частицы может быть либо целым, либо полуцелым. В квантовой механике доказывается, что величина спина определяется формулой

$$|\mathbf{S}| = \hbar \sqrt{s(s+1)},$$

где  $s$  – спиновое квантовое число;

$\hbar$  – постоянная Планка.

Проекция спина на выделенное направление может принимать дискретные значения, отличающиеся друг от друга на постоянную Планка

$$S_z = m_s \hbar,$$

где  $m_s$  – магнитное спиновое квантовое число.

Для электрона  $s = 1/2$ ,  $m_s = \pm 1/2$ . В физике принято значение спинового квантового числа называть спином. Таким образом, говорят, что спин электрона равен  $1/2$ .

Проекция собственного магнитного момента электрона на выделенное направление может принимать два значения

$$\mu_{sz} = -\frac{e}{m_e c} S_z = -\frac{e}{m_e c} \hbar \left( \pm \frac{1}{2} \right) = \mp \mu_B,$$

где  $\mu_B$  – магнетон Бора.

Благодаря собственному магнитному моменту  $\boldsymbol{\mu}_s$ , электрон ведет себя как магнитная стрелка, помещенная в магнитное поле, создаваемое движением этого же электрона по орбите, и, следовательно, приобретает дополнительную энергию. Взаимодействие собственного магнитного момента электрона с магнитным полем, создаваемым самим электроном при орбитальном движении, называется *спин-орбитальным взаимодействием*. Формально спин-орбитальное взаимодействие можно представить как взаимодействие собственного магнитного момента с орбитальным магнитным моментом.

Энергия этого взаимодействия будет разной для различных направлений спинового магнитного момента. Благодаря спин-орбитальному взаимодействию изменяется энергия электрона, и происходит расщепление его энергетических уровней.

Также из-за наличия спин-орбитального взаимодействия орбитальный момент количества движения  $\mathbf{L}$  электрона и его спин  $\mathbf{S}$  складываются в полный момент количества движения  $\mathbf{J}$

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}.$$

Численное значение полного момента определяется по формуле

$$|\mathbf{J}| = \hbar\sqrt{j(j+1)},$$

где  $j$  – внутреннее квантовое число.

Согласно правилу векторного сложения моментов, внутреннее квантовое число принимает два значения в случае, когда орбитальное число  $l$  отлично от нуля

$$j = l \pm 1/2.$$

Знак «+» соответствует параллельной ориентации орбитального и собственного магнитных моментов. Знак «-» отвечает антипараллельной ориентации моментов. При  $l = 0$  внутреннее квантовое число имеет только одно значение  $j = 1/2$ .

Для характеристики состояния атома с одним валентным электроном в спектроскопии принято пользоваться следующим набором квантовых чисел:  $n, l, j, 2s + 1$ . Число  $2s + 1$  называется *мультиплетностью* энергетического уровня. Мультиплетность уровня показывает, сколькими способами спин  $\mathbf{S}$  может ориентироваться относительно направления орбитального момента  $\mathbf{L}$ . Так, состояние с квантовыми числами  $n = 3, l = 0, j = 1/2, 2s + 1 = 2$  обозначается следующим образом [7]

$$3^2S_{1/2}.$$

С тонкой структурой спектральных термов связано появление тонкой структуры в спектрах свечения и поглощения щелочных металлов. Оно опре-

деляется разрешенными переходами между различными подуровнями расщепившихся энергетических уровней (правилами отбора). Для одноэлектронных атомов (атомов с одним валентным электроном) к правилу отбора для орбитального квантового числа (6.5) добавляется правило отбора для внутреннего квантового числа

$$\Delta j = 0, \pm 1. \quad (6.7)$$

На рисунке 6.2 проиллюстрировано происхождение тонкой структуры в спектральных сериях натрия.

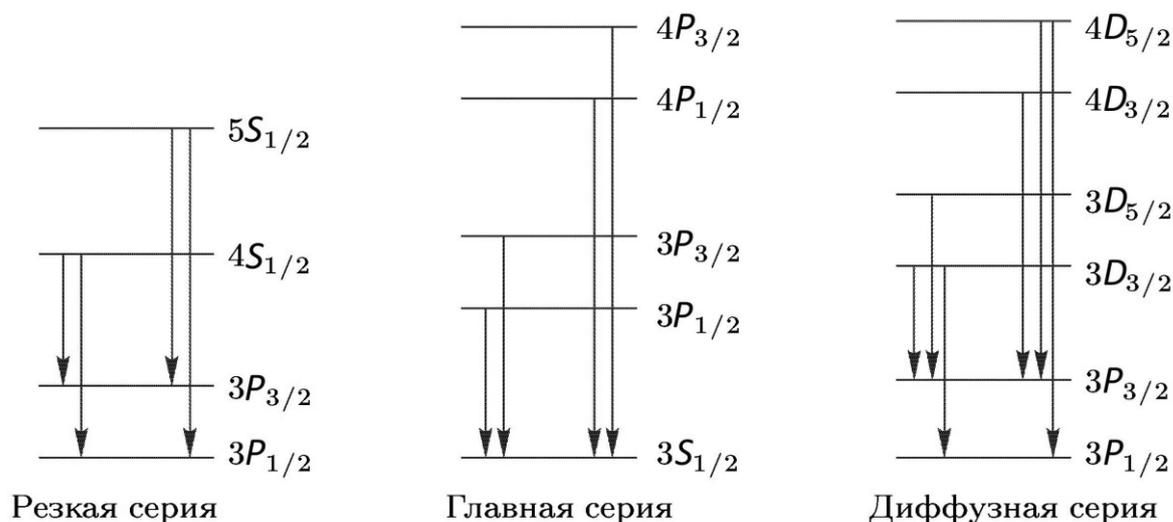


Рисунок 6.2 – Формирование тонкой структуры спектральных линий натрия [7]

Главная серия возникает в результате переходов электрона на наиболее глубокий уровень  $3S_{1/2}$  с вышележащих  $P$ -уровней. Уровень  $3S_{1/2}$  является синглетным (простым), поскольку для него орбитальное число  $l = 0$ , а все  $P$ -уровни ( $l = 1$ ) – двойные ( $j = 1/2, 3/2$ ), причем расстояние между компонентами этих уровней убывает с возрастанием главного квантового числа  $n$ . Из-за расщепления каждого  $P$ -уровня на два подуровня сами спектральные линии главной серии получают двойными – *дублетами*. С увеличением частоты расстояние между компонентами дублета уменьшается. Главная серия наблюдается и в спектре поглощения, так как в нормальном состоянии атомы натрия находятся на наиболее низком уровне, т. е. на  $3S_{1/2}$ . Наиболее интен-

сивной является желтая резонансная линия натрия, возникающая в результате переходов электрона  $3P_{1/2} \rightarrow 3S_{1/2}$  и  $3P_{3/2} \rightarrow 3S_{1/2}$ . Этим переходам соответствуют длины волн  $\lambda_1 = 589,6$  нм и  $\lambda_2 = 589,0$  нм с разностью между ними  $\Delta\lambda = 0,6$  нм [7].

Как видно из рисунка 6.2, линии резкой серии также являются дублетами, поскольку тоже возникают в результате переходов между простыми уровнями и двойным  $P$ -уровнем. Спектральные линии диффузной серии являются триплетами, и возникают при переходах между двойными  $P$ - и  $D$ -уровнями. При малой разрешающей способности спектрального прибора компоненты триплета не различаются, и линии выглядят размытыми.

## **6.2 Экспериментальная часть**

### **6.2.1 Определение длин волн спектральных линий главной серии атома натрия**

В настоящей работе измеряются длины волн дублетов спектра натрия. Определяются поправки Ридберга и постоянная тонкой структуры.

1. Включите лабораторный комплекс в сеть. Включите натриевую лампу (тумблер Na). Подождите 1-2 минуты, пока прогреется лампа.

2. Установите на вход монохроматора диафрагму 0,05 мм. Поворотным зеркалом направьте световой поток на вход монохроматора. Подстройте оптику зрительной трубы так, чтобы спектральные линии были четко видны.

3. Вращая ручку настройки длины волны монохроматора, определите длины волн спектральных линий, соответствующих главной серии Na. Результаты измерений занесите в таблицу 6.2.

4. Используя табличные значения поправок Ридберга (таблица 6.1), произведите расчет длин волн спектральных линий главной серии, используя формулу (6.6). Результаты расчетов и спецификации соответствующих переходов также занесите в таблицу 6.2. Сравните результаты расчетов и экспе-

римента.

Таблица 6.2 – Длины волн спектральных линий главной серии натрия

$\lambda$ exper.						
$\lambda$ tabl.	589,592	588,995				
Спецификация перехода						

### 6.2.2 Калибровка шкалы горизонтального смещения трубы

1. Для измерения малых расщеплений спектральных линий используется нониусная шкала двухкоординатного держателя трубы, которую нужно предварительно прокалибровать. Винты держателя имеют 10 оцифрованных делений, отсчет по которым можно производить с разрешением 0,1 деления, т.е. по 100 отсчетов на один оборот винта.

Принцип калибровки: определить показания монохроматора  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  при двух положениях трубы, смещенных на 2-4 оборота винта (20-40 делений), и вычислить цену деления

$$K = (\lambda_1 - \lambda_2) / \Delta N,$$

где  $\Delta N$  - изменение отсчета на нониусной шкале.

**ПРЕДУПРЕЖДЕНИЕ.** При калибровке "сбивается" настройка системы на соответствие показаний монохроматора значениям длин волн спектров. После окончания измерений ее нужно восстановить: установить на шкале монохроматора "табличное" значение длины волны видимой спектральной линии, затем, вращая винт горизонтального перемещения трубы, совместить спектральную линию с вертикальной линией визирного креста.

2. Смещая спектр ручкой монохроматора, установите одну из линий желтого дублета натрия в центре поля зрения трубы (на визирный крест). Запишите показания нониусной шкалы винта. Подстройкой монохроматора измените показания длины волны на 2-3 нм.

3. Вращением винта опять совместите спектральную линию с визирным крестом и снимите показания изменения отсчета на нониусной шкале ( $\Delta N = 20-40$  делений). Определите цену деления шкалы винта. Например,  $\lambda_1=586$  нм,  $\lambda_2 =589$  нм,  $\Delta N=25$ дел, тогда  $K = (589 - 586)/25 = 0,12$  нм/дел.

### 6.2.3 Наблюдение тонкой структуры

1. Восстановите настройку установки.

2. Измерьте величину расщепления желтой линии  $\Delta N$  в делениях шкалы винта. Определите расщепление

$$\Delta\lambda = K \Delta N.$$

3. Принимая погрешность отсчета по шкале винта равной 0,2 деления, по шкале монохроматора - 0,1нм, сравните соответствующие погрешности в определении расщепления линии. Соотнесите величину расщепления спектральной линии с энергией  $3P$  терма и постоянной тонкой структуры  $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$ .

Результаты занесите в таблицу 6.3

Таблица 6.3 – Результаты измерения расщепления желтой линии

$N_1 =$	$N_2 =$	$\Delta N =$	$\Delta\lambda =$	нм	$\Delta\lambda_{\text{табл}} = 0,597$ нм
---------	---------	--------------	-------------------	----	--

### Контрольные вопросы

1. Чем создается электрическое поле, в котором движется валентный электрон в атоме щелочного металла? Какой симметрией обладает это поле?

2. Какова энергетическая структура электронных уровней в атоме натрия? Какие основные отличия от атома водорода?

3. Что называется квантовым дефектом или ридберговской поправкой?

От чего зависит эта поправка?

4. Как обозначаются термы щелочных металлов?
5. Какие серии спектральных линий наблюдаются в спектрах щелочных металлов?
6. По каким формулам рассчитываются частоты спектральных серий натрия?
7. Что называют тонкой структурой спектральной линии? С чем связано ее появление? Что такое мультиплет?
8. Что называется спином электрона. Как определяется его величина?
9. Какие значения принимают спиновое и магнитное спиновое квантовые числа для электрона?
10. Какое взаимодействие называется спин-орбитальным? К чему приводит это взаимодействие?
11. Значение какой физической величины определяет внутреннее квантовое число? Какие значения принимает внутреннее квантовое число?
12. Какими квантовыми числами характеризуется состояние валентного электрона в щелочных металлах? Как обозначается это состояние?
13. Как формулируются правила отбора для валентного электрона атомов щелочных металлов?
14. Поясните формирование тонкой структуры спектральных линий натрия.
15. Поясните порядок выполнения экспериментальных заданий. На основании полученных результатов сформулируйте выводы.

## 7 Лабораторная работа №7

### Нормальный эффект Зеемана

Цель работы:

- познакомиться с теорией эффекта Зеемана;
- экспериментально исследовать эффект Зеемана на примере расщепления спектральных линий ртути в магнитном поле;
- определить величину нормального лоренцевского смещения, сделать численную оценку удельного заряда электрона.

#### 7.1 Теоретическая часть

##### 7.1.1 Приближение *LS*-связи

Электронная конфигурация атомов, задаваемая главным  $n$  и орбитальным  $l$  квантовыми числами, позволяет понять периодическую систему элементов и установить основные закономерности оптических спектров. Наличие спин-орбитального взаимодействия приводит к тонкой структуре спектральных линий. В приближении *LS-связи* (или связи Рассела-Саундерса) орбитальные моменты электронов взаимодействуют между собой сильнее, чем со спиновыми моментами. Также ведут себя и спиновые моменты. В этом случае полный орбитальный момент импульса  $\mathbf{L}$  электронной системы многоэлектронного атома образуется из орбитальных моментов  $\mathbf{l}_i$  отдельных электронов, а полный спиновый момент  $\mathbf{S}$  – из спинов электронов  $\mathbf{s}_i$  [7, 18]

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i, \quad \mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s}_i.$$

Величины этих моментов принимают дискретные значения, определяемые правилами квантования

$$|\mathbf{L}| = \hbar \sqrt{L(L+1)}, \quad |\mathbf{S}| = \hbar \sqrt{S(S+1)}, \quad (7.1)$$

где  $L$  – квантовое число, определяющее величину суммарного орбитального момента системы электронов;

$S$  – квантовое число, определяющее величину суммарного спина системы электронов.

Проекции векторов  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$  на выделенное направление также квантуются

$$L_z = \hbar M_L, \quad S_z = \hbar M_S, \quad (7.2)$$

где  $M_L$  – квантовое число, определяющее величину проекции суммарного орбитального момента системы электронов;

$M_S$  – квантовое число, определяющее величину проекции суммарного спина системы электронов.

При заданном значении  $L$  возможны  $2L + 1$  значений  $M_L$

$$M_L = -L, -L+1, \dots, L-1, L.$$

Аналогично и для  $M_S$

$$M_S = -S, -S+1, \dots, S-1, S.$$

Благодаря спин-орбитальному взаимодействию орбитальный момент  $\mathbf{L}$  и спиновый момент  $\mathbf{S}$  электронной системы атома складываются по правилу сложения векторов в полный момент импульса  $\mathbf{J}$

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$$

Численное значение полного момента определяется по формуле, аналогичной (7.1)

$$|\mathbf{J}| = \hbar \sqrt{J(J+1)}, \quad (7.3)$$

где  $J$  – квантовое число, определяющее величину полного механического момента системы электронов.

Согласно правилу векторного сложения моментов, значения квантового числа  $J$  отличаются на единицу и лежат в интервале

$$|L - S| \leq J \leq L + S.$$

Проекция полного момента  $\mathbf{J}$  на выделенное направление также принимает дискретные значения

$$J_z = \hbar M_J, \quad (7.4)$$

где  $M_J = M_L + M_S$  – квантовое число, определяющее величину проекции полного механического момента системы электронов.

При заданном значении  $J$  возможно  $2J + 1$  квантовых состояний, отличающихся значениями  $M_J$

$$M_J = -J, -J+1, \dots, J-1, J.$$

Общепринятое обозначение атомных уровней энергии (термов) имеет вид [18]

$$^{2S+1}L_J,$$

где  $2S + 1$  – мультиплетность терма, записываемая числом;

$L$  – квантовое число, определяющее суммарный орбитальный момент электронов, записываемое заглавной латинской буквой в соответствии с таблицей 7.1;

$J$  – квантовое число, определяющее полный механический момент электронов, записываемое числом.

Таблица 7.1 – Соответствие значений  $L$  и буквенных обозначений

Значение $L$	0	1	2	3	4	5
Буква	$S$	$P$	$D$	$F$	$G$	$H$

Например, запись  $^3P_2$  означает, что  $L = 1, S = 1, J = 2$ .

$LS$ -связь присуща легким и не слишком тяжелым атомам. Другим видом связи является  $jj$ -связь, когда взаимодействие орбитального момента отдельного электрона с его спиновым моментом превосходит взаимодействие между орбитальными (спиновыми) моментами всех электронов. В этом случае происходит сложение орбитального момента  $\mathbf{l}_i$  и спина  $\mathbf{s}_i$  каждого электрона в полный момент

$$\mathbf{j}_i = \mathbf{l}_i + \mathbf{s}_i.$$

Суммарный механический момент электронов атома складывается из моментов  $\mathbf{j}_i$  отдельных электронов

$$\mathbf{J} = \sum_i \mathbf{j}_i.$$

*jj*-связь встречается у тяжелых атомов, но достаточно редко. Чаще реализуются более сложные промежуточные виды связей.

### 7.1.2 Простой эффект Зеемана

*Эффектом Зеемана* называется расщепление спектральных линий атомов во внешнем магнитном поле. Расщепление спектральных линий атомов было обнаружено голландским физиком Зееманом в 1896 г. Наблюдаемое расщепление  $\Delta\lambda$  весьма невелико, и при индукции магнитного поля порядка  $10^4$  Гс (1 Тл), оно составляет доли нанометра.

В отсутствии внешнего магнитного поля энергия атома не зависит от квантового числа  $M_J$ , т. е. имеет место вырождение энергии по  $M_J$ . Кратность вырождения составляет  $(2J + 1)$ . При наложении внешнего магнитного поля

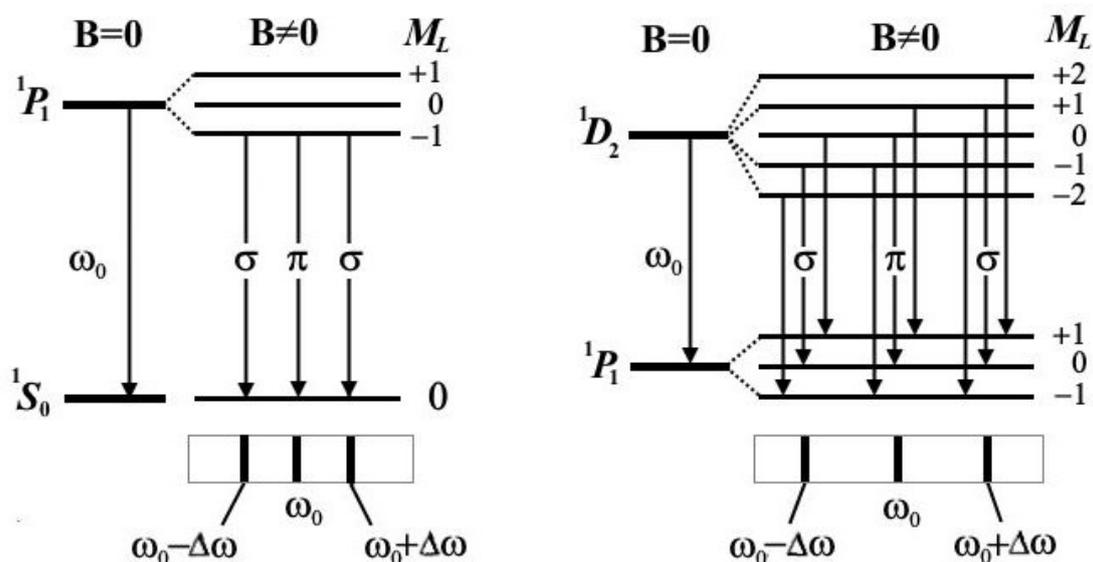


Рисунок 7.1 – Зеемановское расщепление уровней в случае нормального эффекта

вырождение снимается, и энергетические состояния электронной системы расщепляются на  $(2J + 1)$  подуровней.

На рисунке 7.1 показано расщепление уровней и спектральных линий для перехода между  $^1P_1$  и  $^1S_0$  термами и для перехода между  $^1D_2$  и  $^1P_1$  термами до и после включения магнитного поля  $\mathbf{B}$ .

В отсутствие поля в спектре свечения атома наблюдается одна спектральная линия с частотой  $\omega_0$ .

В указанных состояниях суммарный спин электронов равен нулю ( $2S + 1 = 1$ ,  $S = 0$ ) и  $J = L$ ,  $M_J = M_L$ . Поэтому магнитный момент электронной системы обусловлен только орбитальным движением электронов

$$\boldsymbol{\mu}_L = -\frac{e}{2m_e c} \mathbf{L},$$

где  $e$  – элементарный заряд;

$m_e$  – масса электрона;

$c$  – скорость света в вакууме.

Его проекция на направление магнитного поля, совпадающее с направлением оси  $z$ , в соответствии с (7.2) равна

$$(\boldsymbol{\mu}_L)_z = -\frac{e\hbar}{2m_e c} M_L = -M_L \mu_B,$$

где  $\mu_B = e\hbar/(2m_e c)$  – магнетон Бора.

Следовательно, в магнитном поле электронная система атома, обладающая магнитным моментом  $\boldsymbol{\mu}_L$ , приобретает дополнительную энергию

$$\Delta E = -(\boldsymbol{\mu}_L \cdot \mathbf{B}) = M_L B \mu_B = \hbar \Delta \omega M_L, \quad (7.5)$$

где  $\Delta \omega = \mu_B B / \hbar$  – ларморовская частота (нормальное или лоренцево смещение).

Как следует из формулы (7.5), каждый терм расщепляется на  $2L + 1$  подуровней. Термы  $^1D_2$  и  $^1P_1$  расщепляются на 5 и 3 подуровня соответственно, как показано на рисунке 7.1. В результате переходов между различными подуровнями излучаются кванты света. Однако не все переходы между термами возможны. Разрешенные переходы подчиняются правилам отбора [6-8, 13-16]

$$\Delta L = 0, \pm 1; \quad \Delta M_L = 0, \pm 1.$$

Как видно из рисунка 7.1, в спектре свечения атомов кроме линии  $\omega_0$  появляются две расположенные симметрично относительно нее линии с частотами  $\omega_0 + \Delta\omega$  и  $\omega_0 - \Delta\omega$ , т. е. получается *лоренцевский триплет*. На первый взгляд может показаться, что для переходов  ${}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1$  первоначальная линия должна расщепиться на семь компонент. Однако на самом деле, как и в случае  ${}^1P_1 \rightarrow {}^1S_0$ , в спектре излучения формируется лишь три компоненты. Из опыта известно, что эти компоненты поляризованы, причем характер поляризации зависит от направления наблюдения. При наблюдении в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю, две смещенные  $\sigma$ -линии излучения имеют линейную поляризацию, перпендикулярную внешнему магнитному полю, а несмещенная  $\pi$ -линия – линейную поляризацию, параллельную полю. При наблюдении в направлении, параллельном внешнему полю, видны только две смещенные  $\sigma$ -компоненты, поляризованные по кругу.

Рассмотренное расщепление спектра излучения на три линии, две из которых отстоят от несмещенной линии на величину нормального смещения  $\Delta\omega$ , носит название *простого* или *нормального* эффекта Зеемана. Он наблюдается в том случае, когда исходные линии не имеют тонкой структуры, т. е. являются синглетами  $(2S + 1) = 1$  или  $S = 0$ .

Оценим величину простого Зеемановского расщепления для поля порядка  $10^4$  Гс. Поскольку  $\lambda = 2\pi c/\omega$ ,

$$|\Delta\lambda| = \frac{2\pi c}{\omega^2} \Delta\omega = \frac{\pi e B}{m_e \omega^2}.$$

Частота  $\omega$  для видимого света равна примерно  $3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Следовательно,  $\Delta\lambda \approx 0,02 \text{ нм}$ .

### 7.1.3 Сложный эффект Зеемана

При *сложном* эффекте Зеемана исходная спектральная линия при наложении магнитного поля расщепляется на более чем три компоненты. Для его объяснения необходим учет суммарного спина электронов атома ( $S \neq 0$ ). В приближении  $LS$ -связи магнитный момент системы электронов атома  $\mu_J$  связан с механическим моментом  $\mathbf{J}$  гиромагнитным соотношением [19]

$$\mu_J = -g \frac{e}{2m_e c} \mathbf{J},$$

где  $g$  – множитель Ланде.

Множитель Ланде определяется величинами спинового, орбитального и полного механического моментов атома

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}.$$

Энергия взаимодействия магнитного момента  $\mu_J$  с магнитным полем равна

$$\Delta E = -(\mu_J \cdot \mathbf{B}) = gM_J B \mu_B = gM_J \hbar \Delta \omega. \quad (7.6)$$

Из формулы (7.6) следует, что энергетический уровень, отвечающий терму  $^{2S+1}L_J$ , расщепляется на  $2J+1$  подуровней, причем величина расщепления зависит от множителя Ланде, т. е. от совокупности квантовых чисел  $L$ ,  $S$  и  $J$  для данного уровня (терма). До наложения поля состояния, отличающиеся значениями квантового числа  $M_J$ , обладали одинаковой энергией, т. е. наблюдалось вырождение по квантовому числу  $M_J$ . Магнитное поле снимает это вырождение.

Подробный характер зеемановского расщепления уровней и возможные переходы между ними показаны на рисунке 7.2. Разрешенные переходы удовлетворяют правилам отбора

$$\Delta J = 0, \pm 1; \quad \Delta M_J = 0, \pm 1.$$

Причем, переход  $J = 0 \rightarrow J = 0$  является запрещенным.

Слева на рисунке 7.2 показано состояние термов в отсутствие магнитного поля. Справа – зеемановское расщепление в магнитном поле и разрешенные правилами отбора излучательные переходы. Из схемы видно, что первоначальная спектральная линия частоты  $\omega_0$  при включении поля исчезает.

Определим значения множителей Ланде для термов, изображенных на рисунке 7.2.

Для терма  ${}^2S_{1/2}$  ( $L = 0$ ,  $S = 1/2$ ,  $J = 1/2$ ) множитель Ланде имеет значение  $g_1 = 2$ .

Для терма  ${}^2P_{3/2}$  ( $L = 1$ ,  $S = 1/2$ ,  $J = 3/2$ ) множитель Ланде равен  $g_2 = 4/3$ .

Магнитные квантовые числа  $M_J$  термов и соответствующие им зеемановские смещения  $gM_J$  в единицах ларморовской частоты  $\Delta\omega$  приведены в таблице 7.2

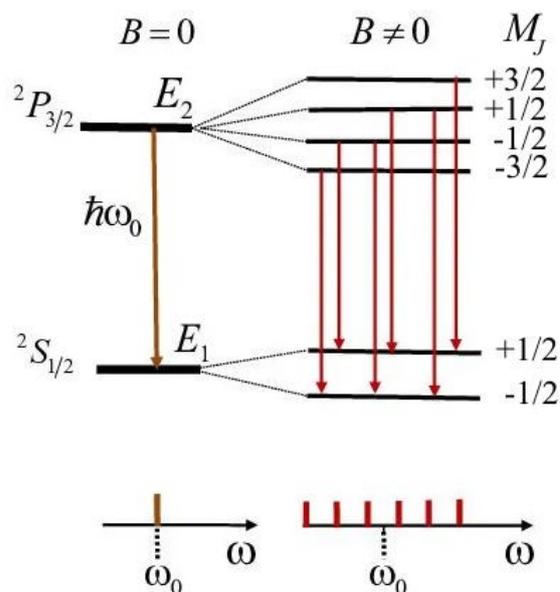


Рисунок 7.2 – Зеемановское расщепление термов и спектральных линий в случае сложного эффекта

Таблица 7.2 – Квантовые числа и зеемановские смещения

${}^2P_{3/2}$	$M_J$	$-3/2; -1/2; 1/2; 3/2$
	$gM_J$	$-6/3; -2/3; 2/3; 6/3$
${}^2S_{1/2}$	$M_J$	$-1/2; 1/2$
	$gM_J$	$-1; 1$

Все сказанное выше справедливо в случае слабого магнитного поля. Применительно к эффекту Зеемана поле считается слабым, если зеемановское расщепление уровней меньше мультиплетного расщепления, вызванного-

го спин-орбитальным взаимодействием.

В сильном магнитном поле связь между орбитальным  $L$  и спиновым  $S$  магнитными моментами разрывается, и они проецируются на направление внешнего магнитного поля независимо друг от друга. В этом случае для переходов имеют место правила отбора

$$\Delta M_L = 0, \pm 1; \quad \Delta M_S = 0.$$

В результате формируется нормальный зеемановский триплет. Каждая линия триплета сохраняет небольшое, по сравнению с зеемановским, мультиплетное расщепление, которое не зависит от внешнего магнитного поля. Такое явление называется *эффектом Пашена–Бака*.

## 7.2 Экспериментальная часть

### 7.2.1 Методика измерения зеемановского расщепления

При помещении атома в слабое магнитное поле с индукцией  $B$  энергетические уровни электронной системы атома расщепляются, при этом расстояние между соседними подуровнями, характеризуемыми отличающимися на единицу квантовыми числами  $M_J$ , можно определить из формулы (7.6)

$$\Delta E = \Delta E(M_J) - \Delta E(M_J - 1) = gB\mu_B.$$

В нормальном эффекте Зеемана спин электронной системы атома равен нулю и фактор Ланде равен единице  $g = 1$ , тогда расстояния между расщепленными подуровнями имеют вид (7.5)

$$\Delta E = B\mu_B = e\hbar B / (2m_e c).$$

Спектральные линии, соответствующие переходам между уровнями с нормальным расщеплением, представляют собой три эквидистантные компоненты. Расстояние между соседними компонентами

$$\Delta\omega = \Delta E / \hbar = eB / (2m_e c)$$

или

$$\Delta\lambda = \pi eB / (m_e \omega^2).$$

Измерение этого расщепления позволяет определить удельный заряд электрона  $e/m$ , табличное значение которого составляет

$$e/m = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг.}$$

В поле  $B = 0,3$  Тл расщепление равно  $\Delta\omega = 2,6 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , отношение  $\Delta\omega/\omega \cong 10^{-5}$ . Для регистрации такого расщепления требуется прибор с высокой разрешающей силой (порядка  $10^5 - 10^6$ ). В лабораторном комплексе ЛКК-1Р для этого используется интерферометр Фабри-Перо – плоскопараллельная прозрачная пластина с полупрозрачным зеркальным напылением.

В излучении, распространяющемся вдоль направления магнитного поля, средняя компонента отсутствует, а две крайние имеют круговую поляризацию. В излучении, распространяющемся перпендикулярно направлению магнитного поля, средняя (несмещенная) компонента поляризована вдоль поля, а две крайние - перпендикулярно к нему. В ЛКК-1Р реализуется второй случай. При этом с помощью поляризатора можно выделить только среднюю или только крайние компоненты.

Нормальный эффект Зеемана в данной работе наблюдается на желтой линии ртути с длиной волны 579 нм (длинноволновая компонента желтого дублета).

### *Интерферометр Фабри-Перо*

Для повышения разрешающей способности монохроматора МУМ – 1 на его выходе устанавливается интерферометр Фабри-Перо. Ниже кратко описывается принцип работы такого интерферометра.

При падении плоской волны на плоскопараллельную пластину, как показано на рисунке 7.3, условие максимума для интенсивности прошедшей волны и одновременно условие минимума для отраженной волны задается следующим выражением

$$2dn \cos \theta = \lambda k, \quad (7.7)$$

где  $d$  – толщина пластины;

$n$  – показатель преломления;

$\lambda$  – длина волны излучения в вакууме;

$k$  – порядок интерференции;

$\theta_0$  – угол падения волны в пластине, связанный с углом падения в вакууме законом преломления  $\sin \theta_0 = n \sin \theta$ .

Положение максимума зависит от длины волны  $\lambda$ . Если коэффициент отражения волны от поверхности пластины близок к единице, угловая ширина максимумов весьма мала, что позволяет использовать пластину в качестве спектрального прибора. В дальнейшем все углы будем считать малыми.

Угловое расстояние  $\delta\theta$  между максимумами соседних порядков (значения  $k$  различаются на единицу) находим дифференцированием условия максимума (7.7)

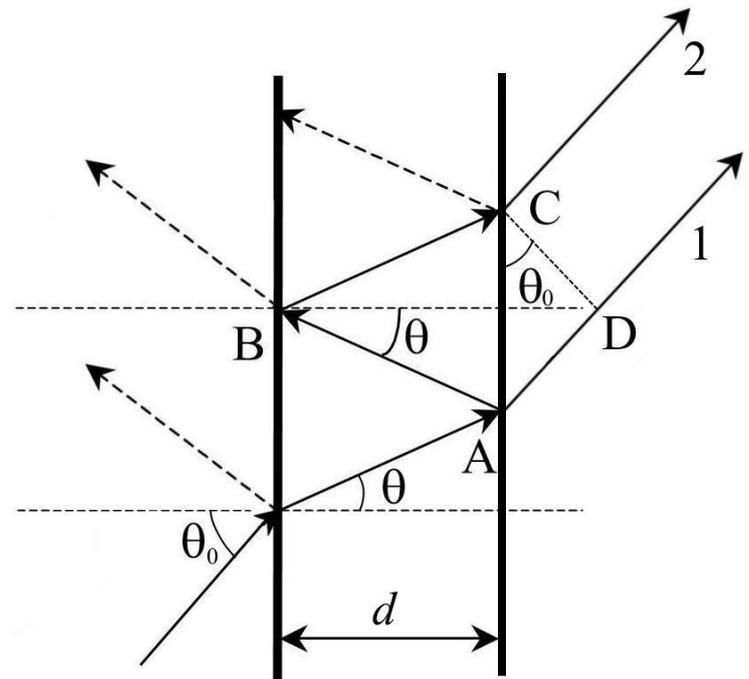


Рисунок 7.3 – Отражение и прохождение света через пластину интерферометра

находим дифференцированием условия максимума (7.7)

$$2dn \sin \theta \delta\theta = \lambda.$$

При изменении длины волны на  $\Delta\lambda$  максимум сместится на угол  $\Delta\theta$ , который также находится дифференцированием условия максимума

$$2dn \sin \theta \Delta\theta = k \Delta\lambda.$$

Совместно с условием максимума, в котором при малых углах падения можно положить  $\cos \theta \cong 1$ , находим

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta} \frac{\lambda^2}{2dn}.$$

При падении на пластину прошедшего через монохроматор излучения, в фокальной плоскости линзы, помещенной после пластины, как показано на рисунке 7.4, максимумы интенсивности будут формировать систему колец. Радиусы колец определяются соответствующими значениями угла падения  $\theta$ . Если пластина помещена перед объективом зрительной трубы, настроенной на наблюдение спектральной линии, то изображение спектральной линии «вырезает» из колец набор узких полос, соответствующих различным порядкам интерференции, что отмечено цифрой «1» на рисунке 7.4. При расщеплении спектра каждая полоска расщепляется на соответствующие компоненты, причем расстояние между компонентами относится к расстоянию между максимумами соседних порядков как  $\Delta\theta/\delta\theta$ . Это отношение и измеряется в эксперименте.

Толщина пластины измеряется микрометром (вблизи края пластины, чтобы не повредить отражающее покрытие в рабочей области), и приведена в перечне состава изделия. Показатель преломления кварцевого стекла равен  $n = 1,4584$ .

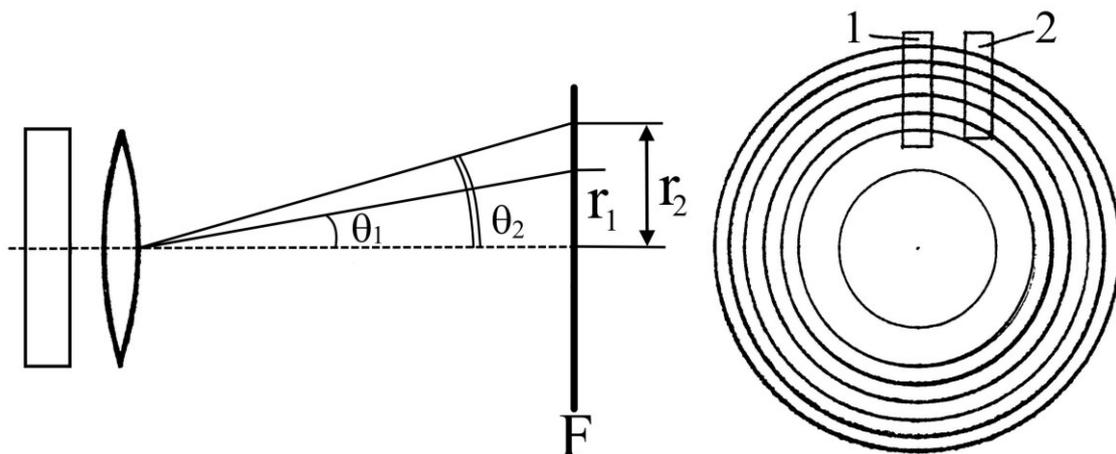


Рисунок 7.4 – Схема наблюдения максимумов излучения, сформированных интерферометром Фабри–Перо

## 7.2.2 Измерение расщепления спектральных линий

1. Установите в монохроматоре входную щель 0,25 мм. Включите ртутную лампу и настройте систему на наблюдение желтой линии с длиной волны 579 нм. Установите интерферометр ИФП в держателе передней стойки трубы. Винтами настройки двухосевого держателя подберите наклон пластины интерферометра, при котором спектральная линия будет пересечена системой узких светлых полосок (рисунок 7.4, позиция 1).

### ПРЕДУПРЕЖДЕНИЯ:

- Интерферометр сильно ослабляет интенсивность излучения, желательно работать в затемненном помещении.

- Используемый интерферометр имеет не идеально плоские поверхности, поэтому изображение фокусируется лишь в части поля зрения. Кроме того, одновременно с наклоном пластины следует подбирать и длину зрительной трубы. В комплекте данной установки система настроена при следующих ориентировочных параметрах:

зазор между держателем и стойкой вблизи верхнего винта – 4 мм;

зазор между держателем и стойкой вблизи бокового винта – 7 мм;

длина выступающей части внутреннего цилиндра трубы – 32 мм.

- После настройки "на резкость" интерференционные полосы могут оказаться наклонными (позиция 2 на рисунке 7.4). Это не препятствует измерениям, нужно лишь сориентировать визирный крест трубы так, чтобы одна из его линий оказалась параллельной интерференционным полосам.

2. Включите магнит. Пронаблюдайте расщепление каждой интерференционной полосы на три компоненты. Для измерения расщепления полос перемещайте визирный крест по вертикали винтом двухкоординатного держателя и регистрируйте показания  $x_n$  нониусной шкалы винта при совпадении края линии визирного креста с серединой интерференционной полосы.

Таким образом, регистрируются положения полос (рисунок 7.5а) для двух порядков интерференции, сфокусированных в средней части поля зрения. При установке поляризатора в держатель входной оптики можно добиться выпадения средней компоненты. Рисунок 7.5б соответствует вер-

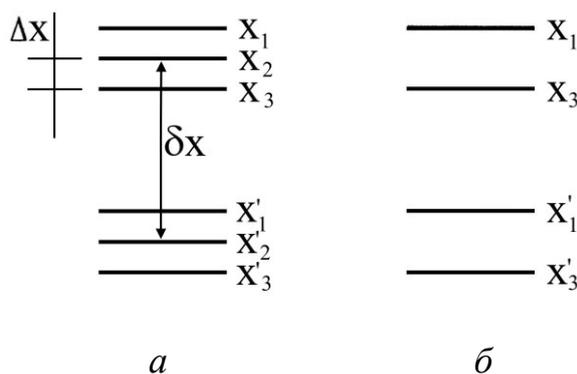


Рисунок 7.5 – Измерение величины расщеплений спектральных линий

тикальному положению рукоятки поляризатора, параллельной плоскости колебаний пропускаемого поляризатором света.

3. Рассчитайте величины расщепления спектра по следующим формулам

$$\Delta x = ((x_3 - x_1) + (x'_3 - x'_1))/4,$$

$$\delta x = x_2 - x'_2,$$

где  $x_2$  и  $x'_2$  - координаты нерасщепленных полос (без магнитного поля).

4. Вычислите зеемановское спектральное расщепление по формулам

$$\Delta \lambda = \frac{\Delta x}{\delta x} \frac{\lambda^2}{2dn} \quad \text{и} \quad \Delta \omega = \frac{\Delta x}{\delta x} \frac{\pi c}{dn}.$$

5. Найдите величину удельного заряда электрона (в системе СИ) по следующему соотношению

$$\frac{e}{m_e} = \frac{\Delta x}{\delta x} \frac{2\pi c}{dnB}.$$

Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 7.3.

Таблица 7.3 – Зеемановское спектральное расщепление и удельный заряд электрона

$\Delta x$ , мкм	$\delta x$ , мкм	$\Delta \lambda$ , нм	$\Delta \omega$ , с <sup>-1</sup>	$e/m_e$ , Кл/кг

## Контрольные вопросы

1. Какие виды связи существуют в многоэлектронных атомах? В чем отличие  $LS$ - и  $jj$ -связи?
2. Каковы правила квантования орбитального, спинового и полного механических моментов и их проекций на выделенное направление?
3. Как находятся значения квантовых чисел  $J$  и  $M_J$ , определяющих значения полного механического момента электронной системы атома и его проекции в случае  $LS$ -связи?
4. Каково общепринятое обозначение атомных уровней энергии?
5. В чем заключается эффект Зеемана? В каком случае наблюдается простой эффект, а в каком – сложный?
6. Как объясняется простой эффект Зеемана с точки зрения квантовой теории? Какова дополнительная энергия, приобретаемая атомом во внешнем магнитном поле?
7. Поясните на примере переходов между расщепленными термами  $^1D_2$  и  $^1P_1$  образование лоренцевского триплета.
8. Какова поляризация компонент лоренцевского триплета при наблюдении перпендикулярно и вдоль магнитного поля?
9. Какова связь между полным магнитным моментом и полным механическим моментом электронной системы атома? Что такое множитель Ланде?
10. Как объясняется сложный эффект Зеемана с точки зрения квантовой теории? Какова дополнительная энергия, приобретаемая атомом во внешнем магнитном поле?
11. Каким правилам отбора подчиняются переходы между атомными термами?
12. Поясните на примере переходов между расщепленными термами  $^2P_{3/2}$  и  $^2S_{1/2}$  образование зеемановского расщепления спектральных линий.

13. Какое магнитное поле считается слабым применительно к эффекту Зеемана?

14. В чем заключается эффект Пашена–Бака?

15. Какая методика определения зеемановского расщепления используется в данной работе?

16. Поясните порядок выполнения экспериментальных заданий. На основании полученных результатов сформулируйте выводы.

## Список использованных источников

1. Лабораторный комплекс ЛКК-1Р. Техническое описание. М.: НТЦ «ВЛАДИС», 2002. – 48 с.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики [Текст] : учебное пособие / И. В. Савельев . - 5-е изд., испр. - Санкт-Петербург : Лань, 2011. - (Лучшие классические учебники).. - ISBN 978-5-8114-1206-8 Т. 4 : Волны. Оптика. - , 2011. - 256 с. : ил. - Прил.: с. 248. - Предм. указ.: с. 249-251. - ISBN 978-5-8114-1210-5.
3. Сивухин, Д. В. Общий курс физики [Текст] : в 5 т.: учеб. пособие для вузов / Д. В. Сивухин. - М. : Физматлит, 2002. - ISBN 5-9221-0229-X. - ISBN 5-89155-077-6 Т. 4 : Оптика. - , 2002. - 792 с.
4. Иродов, И. Е. Квантовая физика. Основные законы [Текст] : учеб. пособие для вузов / И. Е. Иродов. - М. : Лаборатория базовых знаний, 2001. - 272 с. : ил - ISBN 5-93208-055-8.
5. Бутиков, Е. И. Оптика [Текст] : учеб. пособие для вузов / Е. И. Бутиков. - М. : Высш. шк., 1989. - 512 с.
6. Сивухин, Д. В. Общий курс физики [Текст] : в 5 т.: учеб. пособие для вузов / Д. В. Сивухин. - М. : Физматлит, 2002. - ISBN 5-9221-0230-3-X. - ISBN 5-89155-088-1 Т. 5 : Атомная и ядерная физика. - , 2002. - 784 с.
7. Савельев, И. В. Курс общей физики [Текст] : в 5 кн.: учебник / И. В. Савельев . - М. : АСТАстрель, 2002.. - ISBN 5-17-008962-7. - ISBN 5-271-01033-3 Кн. 5 : Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. - , 2002. - 368 с. : ил - ISBN 5-17-004587-5. - ISBN 5-271-01307-3.
8. Трофимова, Т.И. Курс физики [Текст] : учебное пособие для вузов / Т.И. Трофимова. – 11-е изд., стер. - М.: Издательский центр «Академия», 2009. – 560 с. ISBN 5-7695-2629-7.
9. Физическая энциклопедия : [в 5 т.] / Гл. ред. А. М. Прохоров. - М.: Большая российская энциклопедия, 1992. - Т. 5 – 760 с.

10. Чмерева, Т. М. Схемы включения биполярного транзистора [Электр. ресурс] : методические указания / Т. М. Чмерева, В. М. Налбандян. - Оренбург : ОГУ. - 2018. - 40 с. Режим доступа: [file:///C:/Users/SEMEYS~1/AppData/Local/Temp/68181\\_20180614.pdf](file:///C:/Users/SEMEYS~1/AppData/Local/Temp/68181_20180614.pdf)

11. Попов, В.Ф. Физические основы нано- и микроэлектроники [Электр. ресурс] : учебно-методическое пособие / В.Ф. Попов, А.И. Фесенко. - Тамбов : ТГТГУ. - 2014. - 102 с. Режим доступа: <https://www.tstu.ru/book/elib2/pdf/2014/popov.pdf>

12. Киселев, В.Ф. Основы физики поверхности твердого тела [Текст] / В.Ф. Киселев, С.Н. Козлов, А.В. Зотеев. - М.:МГУ, 1999. - 284 с.

13. Шпольский, Э.В. Атомная физика [Текст] : в 2-х т.: учебник / Э.В. Шпольский. - СПб.: Лань, 2010. - ISBN 978-5-8114-1004-0 Т. 1. Введение в атомную физику. - , 2010. - 560с. - ISBN 978-5-8114-1005-7.

14. Шпольский, Э.В. Атомная физика [Текст] : в 2-х т.: учебник / Э.В. Шпольский. - СПб.: Лань, 2010. - ISBN 978-5-8114-1004-0 Т. 2. Основы квантовой механики и строение электронной оболочки атома. - , 2010. - 448 с. - ISBN 978-5-8114-1006-4.

15. Матышев, А.А. Атомная физика [Текст] : учебное пособие / А.А. Матышев. - Спб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2012. - 864 с. ISBN 978-5-7422-3449-4.

16. Матвеев, А.Н. Атомная физика [Текст]: учебное пособие для вузов / А.Н. Матвеев. - М.: Оникс : Мир и Образование, 2007. - 430 с. ISBN 978-5-488-01252-3, ISBN 978-5-94666-405-9.

17. Камалова, Д.И. Спектр щелочного атома [Электр. ресурс] : методические указания к выполнению лабораторной работы по физике атомных явлений / Д.И. Камалова, М.Э. Сибгатуллин, В.Д. Щербаков. - Казань : КФУ, 2013. - 20 с.

Режим доступа: [https://kpfu.ru/staff\\_files/F717954258/schelochnoj.pdf](https://kpfu.ru/staff_files/F717954258/schelochnoj.pdf)

18. Землянов, А.П. Основы теории многоэлектронных атомов [Электр. ресурс]: Методические указания к курсу "Атомная и ядерная физика" / А.П.

Землянов, Ю.Ф. Мальцев, В.П. Саченко, Л.Т. Латуш, Е.В. Положенцев. - Ростов-на-Дону: РГУ, 2001. - 26 с. Режим доступа: <http://window.edu.ru/resource/169/20169/files/rsu474.pdf>

19. Белавин, В.А. Атом в магнитном поле (эффект Зеемана) [Электр. ресурс] : методические указания к выполнению лабораторной работы / В.А. Белавин, С.С. Красильников, И.А. Савченко, А.В. Смирнов. - М.:Издательский отдел УНЦ ДО, 2005. - 37 с.

Режим доступа: <http://prac-gw.sinp.msu.ru/images/atom/descriptions/atom/z15.pdf>

**Приложение А**  
**Состав лабораторного комплекса ЛКК-1Р**  
**(справочное)**

№ п.п.	Наименование	Количество
1	Каркас с двумя выдвижными ящиками	1
2	Монохроматор МУМ-1-01	1
3	Измерительная система ИСК-2	1
4	Блок источников света, в том числе:	
	4.1 Ртутная лампа ДРС-50 или ДРТ-125	1
	4.2 Водородная лампа ДВС-25 или ЛД-2	1
	4.3 Неоновая лампа ММ6-А или аналог	1
	4.4 Светодиод КИПД-40	1
	4.5 Лампа накаливания СЦ-12 (12 В, 5 Вт)	1
	4.6 Натриевая лампа ДНаС-18	1
5	Модуль «Входная оптика»	1
	5.1 Зеркало на поворотной стойке	1
	5.2 Держатель объектов	1
	5.3 Линза-конденсор в оправе (в держателе)	1
6	Модуль «Выходная оптика»	1
	6.1 Корпус-насадка	1
	6.2 Зеркало на поворотной платформе	1
	6.3 Объектив в оправе	1
7	Модуль «Зрительная труба»	1
	7.1 Зрительная труба 10-кратная	1
	7.2 Стойка передняя	1
	7.3 Держатель объектов с двухосевым поворотом объекта	1
	7.4 Стойка задняя с двухкоординатным перемещением трубы	1
8	Модуль «Эффект Зеемана»	1
	8.1 Электромагнит	1
	8.2 Интерферометр Фабри-Перо d=2,48 mm, n=1,6	1
	8.3 Поляризатор поворотный	1

9	Комплект фотоприемников, в том числе: 9.1 Фотоэлектронный умножитель ФЭУ-128 или Ф-13 9.2 Фотодиод ФД-256 9.3 Фоторезистор ФСД-1А	1 1 1
10	Набор объектов, в том числе: 10.1 Оранжевый светофильтр КС-13 10.2 Синий светофильтр СС-2 10.3 Экран-заглушка 10.4 Кювета 10 мм 10.5 Кювета 20 мм 10.6 Кювета 30 мм с нагревателем и с иодом 10.7 Йод кристаллический в флаконе	1 1 1 2 2 1 1г
11	Мультиметры тип М-830В встроенные	2
12	Лупа с подсветкой	1
13	Комплект щелей к монохроматору: 0,05 мм 0,25 мм 1,0 мм 3,0 мм	2 2 2 2
14	Кабель к мультиметру сигнальный (красный)	2
15	Кабель к мультиметру общий (черный)	2

## Приложение Б

### Измерительные приборы

(обязательное)



В установке используются мультиметры М830В, DT-830В, или М838 (рисунок П.1). Эти приборы измеряют напряжение, ток, сопротивление, параметры транзисторов и др.

Для измерения напряжений от 0,1 мВ до 1000 В и токов до 0,2 А используют показанные на рисунке П.1 входы, обозначенные как «СИГНАЛЬНЫЙ» и «ОБЩИЙ». Знак показаний мультиметра положительный, если потенциал гнезда «СИГНАЛЬНЫЙ» выше потенциала гнезда «ОБЩИЙ». В качестве примера использования данного прибора приведем инструкцию по эксплуатации мультиметра в качестве вольтметра.

Рисунок П.1 – Мультиметр М830В

- 1 – переключатель видов и пределов измерений
- 2 – цифровой дисплей
- 3 – разъем «Общий»
- 4 – разъем «Сигнальный»
- 5 – разъем «10А»

#### *Измерение переменного напряжения*

1. Подключите красный щуп к входу 4 «V,Ω,mA», а черный – к 3 «COM».
2. Установите переключатель пределов измерений 1 на требуемый пре-

дел ACV ( $V_{\sim}$ ), если измеряемое напряжение заранее неизвестно, установите переключатель на наивысший предел, а затем уменьшайте до тех пор, пока не получите необходимую точность измерений.

3. Подсоедините щупы к исследуемой схеме или устройству.

4. Включите питание исследуемой схемы, на дисплее 2 возникнут полярность и величина измеряемого напряжения.