

МИНИСТЕРСТВО СЕЛЬСКОГО ХОЗЯЙСТВА
И ПРОДОВОЛЬСТВИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

Учреждение образования
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АГРАРНЫЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра физики

ФИЗИКА

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА. КВАНТОВАЯ ОПТИКА

Лабораторный практикум

Минск
БГАТУ
2011

УДК 53(076.5)
ББК 22.3я7
Ф50

*Рекомендовано научно-методическим советом
агроэнергетического факультета БГАТУ
Протокол № 3 от 14 декабря 2010 г.*

Составители:

кандидат физико-математических наук, доцент *В. П. Дымонт*,
кандидат физико-математических наук, доцент *И. Т. Неманова*,
кандидат технических наук, доцент *В. В. Хроленок*,
кандидат физико-математических наук *В. А. Чернявский*,
кандидат физико-математических наук, доцент *Е. П. Чеченина*,
старший преподаватель *В. Ч. Крулевич*

Рецензенты:

кандидат технических наук, доцент учреждения образования
«Белорусский государственный аграрный технический университет»
П. Н. Логвинович;
кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник
«НПЦ НАН Беларуси по материаловедению» *Т. М. Ткаченко*

Физика. Волновая оптика. Квантовая оптика : лаб. практикум /
Ф50 В. П. Дымонт [и др.]. — Минск : БГАТУ, 2011. — 144 с.
ISBN 978-985-519-427-0.

Издание включает двенадцать лабораторных работ по волновой и квантовой оптике, физике твердого тела. Каждая работа содержит краткое теоретическое введение, описание идеи метода измерений и экспериментальных установок, методики измерений, обработки и представления результатов, подробную схему отчета и набор контрольных вопросов и заданий.

Предназначено для студентов агротехнических специальностей.

УДК 53(076.5)
ББК 22.3я7

ISBN 978-985-519-427-0

© БГАТУ, 2011

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ТРЕБОВАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ	6
1. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА	10
1.1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА.....	10
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.1 «ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ. КОЛЬЦА НЬЮТОНА»	15
1.2. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА.....	21
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.2 «ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ВИДИМОГО СВЕТА С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ»	37
1.3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА	42
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.3 «ПРОВЕРКА ЗАКОНА МАЛЮСА»	50
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.4 «ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРА САХАРА КРУГОВЫМ ПОЛЯРИМЕТРОМ»	54
2. КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	61
2.1. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ	61
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.5 «ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ПРОВЕРКА ЗАКОНА СМЕЩЕНИЯ ВИНА. ПРОВЕРКА ВЫПОЛНЕНИЯ ЗАКОНА СТЕФАНА–БОЛЬЦМАНА»	68
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.6 «ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА–БОЛЬЦМАНА»	75
2.2. ВНЕШНИЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ	81

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.7 «ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТОВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОЭЛЕМЕНТА»	86
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.8 «ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЗАДЕРЖИВАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ ОТ ЧАСТОТЫ ПАДАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА»	91
2.3. ИЗУЧЕНИЕ ЛИНЕЙЧАТЫХ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ	96
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.9 «ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА»	103
3. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА	107
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.10 «ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ. ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ЗЕЕБЕКА»	124
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.11 «ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ. ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПЕЛЬТЬЕ»	128
ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.12 «ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ»	133
ЛИТЕРАТУРА	140
СПРАВОЧНЫЕ СВЕДЕНИЯ	141

ВВЕДЕНИЕ

Вы приступили к изучению заключительного раздела общей физики, который включает: волновую оптику, элементы квантовой оптики, элементы квантовой механики и зонной теории твердых тел, элементы физики атомного ядра.

Оптика — раздел физики, изучающий свойства света и его взаимодействие с веществом. Современная теория света исходит из того, что свет обладает одновременно как волновыми, так и корпускулярными свойствами. На основе изучения электромагнитных и квантовых свойств света созданы волновая (электромагнитная) и квантовая (корпускулярная) теории света. Лишь в совокупности эти теории позволяют объяснить все известные оптические явления. Волновая теория хорошо объясняет интерференцию, дифракцию и поляризацию света. Квантовая — процессы испускания и поглощения света, фотоэффект, эффект Комптона и др.

В практикуме даны описания лабораторных работ по волновой и квантовой оптике, физике твердого тела, темы которых соответствуют программе курса общей физики.

Выполнение лабораторных работ поможет лучше усвоить изучаемый материал, приобрести навыки работы с оборудованием, научиться формулировать цели работы и делать выводы на основе полученных результатов. Для этого требуется изучить краткую теорию, приведенную в пособии, прочитать соответствующие разделы конспекта лекций и учебника, разобраться в схеме экспериментальной установки и принципах ее работы, провести измерения, выполнить расчеты и сделать необходимые выводы. При получении допуска к выполнению работы и при последующей защите полученных результатов студент должен ответить на контрольные вопросы и выполнить задания, приведенные в конце каждой работы.

ТРЕБОВАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

ДОПУСК К ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

Перед выполнением лабораторной работы студент должен получить у преподавателя допуск для выполнения работы. Допуск проводится преподавателем побригадно с персональным опросом каждого студента. Для того чтобы получить допуск к лабораторной работе, студент должен:

- заранее оформить конспект данной лабораторной работы;
- ответить на вопросы преподавателя по теории, методике измерений, устройству установки и методике обработки результатов (письменно в черновике конспекта или устно).

Преподаватель допускает студента к работе и ставит свою подпись в конспекте студента (графа ДОПУСК в табличке на обложке).

ВЫПОЛНЕНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ

Учитывая указания преподавателя, студент получает и заносит в таблицы экспериментальные данные, проводит расчеты, строит графики и т. п.

Выполнив необходимые действия, показывает конспект преподавателю и при правильном результате получает его подпись в графе ИЗМЕРЕНИЯ.

ЗАЩИТА ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ

К защите лабораторной работы должен быть представлен полностью оформленный конспект. Должны быть выполнены все пункты раздела «Оформление конспекта к лабораторной работе» (в черновике представлены все расчеты, заполнены чернилами все таблицы, построены все графики).

Преподаватель проверяет правильность и полноту оформления конспекта, задает вопросы по теории, методике измерений, устройству установки, методике обработки результатов, обоснованности выводов по отдельным результатам работы и всей работе в целом. Если студент справился с заданиями, он получает подпись преподавателя в графе ЗАЧЕТ. Работа считается выполненной и защищенной.

Студент, не получивший на занятиях допуска к лабораторной работе, к выполнению работы не допускается (причина невыполнения работы считается неуважительной).

Выполненные работы должны быть защищены на текущем или на следующем занятии.

Если студент имеет две незащищенные работы, то до их защиты к выполнению следующих работ он не допускается (причина невыполнения считается неуважительной).

Выполнение всех лабораторных работ обязательно.

Лабораторные работы, не выполненные по уважительной причине, отрабатываются бесплатно (при наличии разрешения деканата) в течение двух недель от даты пропущенного занятия.

Лабораторные работы, не выполненные по неуважительной причине, отрабатываются на платной основе в течение двух недель от даты пропущенного занятия.

ПОРЯДОК ОТРАБОТКИ НЕВЫПОЛНЕННЫХ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

Студент полностью выполняет требования к выполнению лабораторных работ. Выполняет лабораторную работу под руководством лаборанта, в дни, указанные заведующим кафедрой, или по согласованию с ведущим занятия преподавателем. Показывает полученные результаты и защищает лабораторную работу на общих основаниях.

ОФОРМЛЕНИЕ КОНСПЕКТА К ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

Конспект для допуска и выполнения лабораторных работ готовится заранее на двойных листах из школьной тетради в клетку (1–5 двойных листов в зависимости от почерка).

Первая страница (обложка)

БГАТУ Кафедра физики			
Лабораторная работа № _____			
Название: _____			
Выполнил: студент группы _____			
Ф.И.О. _____			
	Допуск	Измерения	Зачет
Подпись и дата			
Минск 20 _____			

Следующие страницы

вопросы и ответы для допуска к лабораторной работе

ЧЕРНОВИК

(здесь и далее на этой стороне должны быть представлены все расчеты, включая расчетные формулы и подстановку числовых значений)

Цель и задачи работы: (переписать полностью из описания или сформулировать самостоятельно).

Краткая теория (выписать основные определения и формулы и пояснить смысл каждого символа, входящего в формулу).

Экспериментальная установка (нарисовать чертеж и написать наименование деталей).

Таблицы (состав таблиц и их количество определить самостоятельно в соответствии с методикой измерений и обработки их результатов).

Оформление отчета (переписать полностью из описания). Этот раздел в описании может иметь и другое название, например, "Обработка результатов и оформление отчета".

ОФОРМЛЕНИЕ ОТЧЕТА

Полностью оформленная и подготовленная к зачету работа должна соответствовать следующим требованиям:

1. Должны быть выполнены все пункты раздела «Оформление конспекта к лабораторной работе» (в черновике представлены все расчеты, заполнены чернилами все таблицы, построены все графики и т. д.).

2. Для всех величин, представленных в таблицах, должны быть записаны соответствующие единицы измерения.

3. Графики должны удовлетворять следующим требованиям.

— Графики следует строить на миллиметровой бумаге или на листе в клетку, размером не менее 1/2 тетрадного листа.

— На графике должны быть оси декартовой системы, на концах осей — стрелки, обозначения величин, единицы измерения, множитель (10^N).

— На каждой оси следует выбрать равномерный масштаб (риски через равные промежутки, числа через равное количество рисок).

— Под графиком должно быть полное название графика словами.

— На график нужно нанести экспериментальные и теоретические точки ярко, разными значками.

— Экспериментальная кривая на графике должна соответствовать теоретической зависимости (не ломаная линия, соединяющая экспериментальные точки).

— Должны быть записаны выводы по каждому графику в соответствии с шаблоном:

Полученный экспериментально график зависимости название функции словами от название аргумента имеет вид (прямой, проходящей через начало координат, параболы, гиперболы, плавной кривой и т.п.) и качественно совпадает (не совпадает) с теоретической зависимостью данной характеристики, имеющей вид

формула

4. Ответ должен соответствовать установленной форме:

По результатам измерений и расчетов получено значение

название физической характеристики, равно символ = (среднее \pm ошибка) $\cdot 10^{\text{степень}}$ един.измерен

Полученное экспериментально значение величины

полное название словами, равно число, единица измерения, с точностью до ошибки измерений, составляющей число, единица измерения, совпадает (не совпадает) с табличным (теоретическим) значением данной величины, равным число, единица измерения.

1. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

1.1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Краткая теория

При анализе ряда оптических явлений свет можно рассматривать как электромагнитную волну, распространяющуюся в вакууме или в какой-либо среде. *Оптический диапазон спектра*: инфракрасные (ИК), видимые и ультрафиолетовые (УФ) лучи — занимает область длин волн от $\sim 10^{-4}$ до $\sim 10^{-8}$ м:

— ИК: $10^{-4} \div 7,8 \cdot 10^{-7}$ м;

— видимая область: $7,8 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-7}$ м;

— УФ: $4 \cdot 10^{-7} \div 10^{-8}$ м.

Человеческий глаз воспринимает узкий участок спектра электромагнитных колебаний, что соответствует диапазону цветов от красного до фиолетового.

Ярким проявлением волновой природы света является интерференция световых волн.

Явление интерференции заключается в том, что при наложении двух или более световых волн происходит устойчивое перераспределение светового потока в пространстве, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других минимумы интенсивности.

Явление интерференции может наблюдаться только для когерентных волн.

Волны называются когерентными, если:

— они имеют одинаковые частоты колебаний;

— разность фаз колебаний, возбуждаемых этими волнами, остается постоянной во времени.

Чтобы интерференционная картина была устойчивой, интерферирующие когерентные волны должны иметь постоянную во времени амплитуду.

Интерференция особенно отчетливо проявляется в том случае, когда интенсивность обеих интерферирующих волн одинакова. Тогда в максимумах интенсивность $I = 4I_1$, в минимумах $I = 0$.

Реальные источники света характеризуются ограниченной степенью когерентности.

Для получения двух когерентных волн от реального источника света необходимо испускаемое излучение разделить на два потока и затем соединить их после того, как они пройдут различные оптические пути.

Для расчета интенсивности интерференционной картины в различных точках пространства нужно знать *оптическую разность хода* Δ между интерферирующими лучами.

Оптической разностью хода двух интерферирующих лучей называют величину, равную разности оптических длин путей, пройденных лучами.

Оптической длиной пути называют геометрическую длину пути, пройденного лучом в какой-либо среде, умноженную на абсолютный показатель преломления этой среды (n).

Зная оптическую разность хода, можно записать условия наблюдения максимума интенсивности и минимума интенсивности в интерференционной картине.

Условие наблюдения максимума:

$$\Delta = m\lambda_0 = 2m \frac{\lambda_0}{2} \text{ — оптическая разность хода равна целому}$$

числу длин волн в вакууме или четному числу полуволен, где $m = 1, 2, 3 \dots$

Условие наблюдения минимума:

$$\Delta = m\lambda_0 + \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \text{ — оптическая разность хода равна}$$

нечетному числу полуволен.

Один из первых экспериментов по наблюдению интерференции света в лабораторных условиях принадлежит И. Ньютону. Он наблюдал интерференционную картину, возникающую при отражении света в тонкой воздушной прослойке между плоской стеклянной пластиной и лежащей на этой пластине плосковыпуклой линзой большого радиуса кривизны. Это является примером интерференции в тонких пленках (полосы равного наклона). Интерференционная картина имела вид концентрических колец (рис. 1.1), получивших название *колец Ньютона*. Размеры колец зависят от длины волны применяемого света.

Рассмотрим, как возникает интерференционная картина в случае колец Ньютона. Пусть на линзу нормально к поверхности

падает пучок монохроматических (одной длины волны) световых волн (рис. 1.2). Часть пучка, пройдя линзу и отразившись от поверхности раздела «линза — воздушная прослойка» в точке A , пойдет в направлении 1 (отклонение от оси падающего пучка для наглядности значительно увеличено). Другая часть пучка, пройдя линзу, воздушную прослойку AB и отразившись от стеклянной пластинки в точке B , пойдет по пути 2. На левой части рисунка лучи 1 и 2 для наглядности изображены условно. При большом радиусе кривизны линзы направление распространения лучей незначительно отклоняется от направления падающего луча, а точка их встречи стремится к точке A (правая часть рисунка). Направления отраженных лучей будут почти совпадать. Совпадение будет тем лучше, чем больше радиус линзы R . Если радиус линзы велик, можно считать, что $AB \approx BC$.

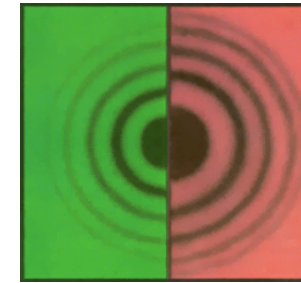


Рис. 1.1. Кольца Ньютона. Левая половина картины дана для зеленого цвета ($\lambda \approx 540$ нм), правая — для красного ($\lambda \approx 640$ нм)

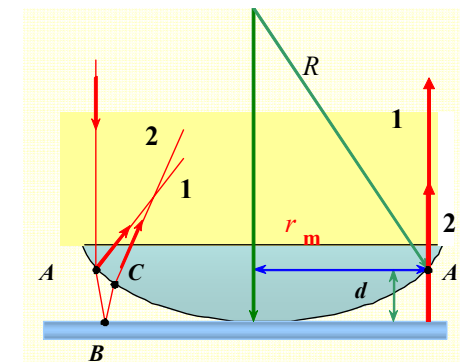


Рис. 1.2. Схема для наблюдения колец Ньютона

Будут лучи 1 и 2 усиливать или ослаблять друг друга в точке наложения — зависит от оптической разности хода этих лучей. В рассматриваемом случае среда между линзой и пластинкой — воздух, а для воздуха $n = 1$. Тогда оптическая разность хода лучей 1 и 2 будет равна $AB + BC \approx 2d$

Необходимо также учесть, что фаза отраженных от оптически более плотной среды волн изменяется на π . Оптически более плотной является та среда, абсолютный показатель преломления которой имеет большее значение. Первый луч отражается в точке A от оптически менее плотной среды (граница раздела «линза — воздушная прослойка»), и, следовательно, его фаза не меняется. Второй луч проходит воздушную прослойку AB и отражается в точке B от оптически более плотной среды (стеклянной пластинки), следовательно, его фаза изменяется на π (волна сдвигается на $\frac{\lambda_0}{2}$). Добавим ее к оптической разности хода:

$$\Delta + \frac{\lambda_0}{2} = 2d + \frac{\lambda_0}{2}$$

Так как расстояние от линзы до пластинки d одинаково для всех точек, находящихся на одном и том же расстоянии от центра линзы, то наблюдаемая картина интерференции будет представлять собой чередование темных и светлых колец.

Рассмотрим темные кольца. Условие интерференционного минимума:

$$2d + \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0 + \frac{\lambda_0}{2}, \text{ где } m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$\text{Отсюда: } d = \frac{m\lambda_0}{2}.$$

Найдем, чему равен радиус m -го темного кольца Ньютона. По теореме Пифагора (рис. 1.2) можно записать:

$$r_m^2 = R^2 - (R - d)^2 = 2Rd - d^2$$

Учитывая, что $R \gg d$, можно пренебречь величиной d^2 по сравнению с $2Rd$. Тогда получим: $r_m^2 = 2dR$. Подставив выражение для

d ($d = \frac{m\lambda_0}{2}$), получим величину квадрата радиуса m -го темного кольца:

$$r_m^2 = m \cdot \lambda_0 \cdot R \quad (1.1)$$

Таким образом, если известна длина световой волны λ_0 , которой освещается пластинка с линзой, и измерен радиус r_m темного кольца, можно определить радиус кривизны линзы R . Такой способ особенно удобен при больших значениях R . Очевидно, что, если мы знаем радиус кривизны линзы R , можно определить длину световой волны λ_0 , которой освещается пластинка с линзой.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.1 «ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ. КОЛЬЦА НЬЮТОНА»

Изучите краткую теорию к подразделу «Интерференция света», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника.

Задачи работы

- 1) наблюдать кольца Ньютона в отраженном свете;
- 2) научиться измерять и измерить радиусы колец Ньютона;
- 3) зная длину волны падающего света, определить радиус кривизны используемой линзы;
- 4) зная радиус кривизны используемой линзы, определить длину волны падающего излучения.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. В чем заключается явление интерференции света и каковы условия ее наблюдения?
2. Какие световые волны называются когерентными?
3. Что называется оптической длиной пути?
4. Что называется оптической разностью хода лучей?
5. Запишите условие наблюдения максимумов интенсивности при интерференции двух лучей.
6. Запишите условие наблюдения минимумов интенсивности при интерференции двух лучей.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Для решения задач лабораторной работы можно использовать установку, оптическая схема и общий вид которой приведены на рис. 1.3 и 1.4 соответственно.

Лабораторная установка представляет собой микроскоп, на предметном столике которого крепится оптическая система, состоящая из стеклянной пластинки и прижатой к ней линзы. Источником света служат светодиоды, дающие квазимонохроматическое излучение различных цветов. Интерференционная картина наблю-

дается в поле зрения объектив-микрометра 8, при помощи которого измеряются диаметры интерференционных колец.

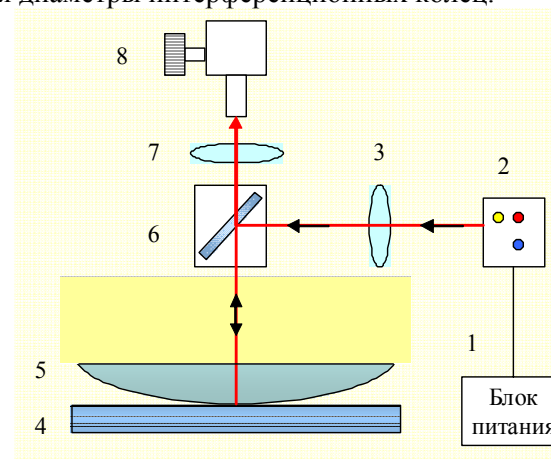


Рис. 1.3. Блок-схема лабораторной установки для наблюдения колец Ньютона в отраженном свете: 1 — источник питания блока светодиодов; 2 — блок светодиодов (источник квазимонохроматического излучения); 3, 7 — линзы; 4 — стеклянная плоскопараллельная пластинка; 5 — плосковыпуклая линза; 6 — светоделительное устройство; 8 — объектив-микрометр

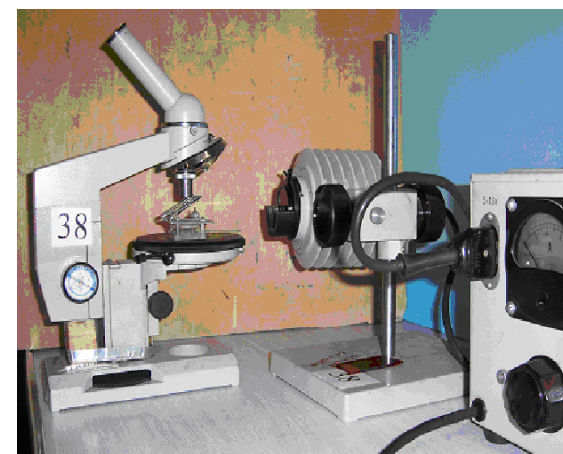


Рис. 1.4. Общий вид лабораторной установки для наблюдения колец Ньютона в отраженном свете

Объектив-микрометр. В поле зрения объектив-микрометра (рис. 1.5а) находятся 8 больших (основных) делений. Одному большому делению соответствует 100 малых делений, нанесенных на отсчетный барабан (рис. 1.5б).

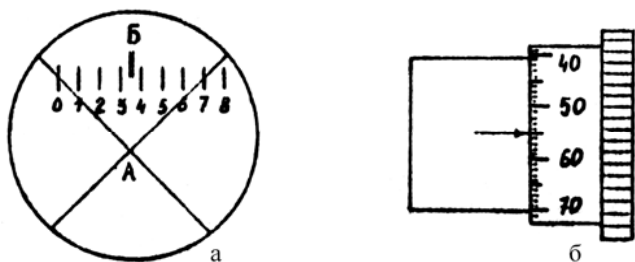


Рис. 1.5. Окуляр и отсчетный барабан объектив-микрометра

При вращении барабана в поле зрения перемещается крестообразный указатель А и связанный с ним индекс Б в виде двух рисок, отмечающий количество больших делений. Для измерения линейных размеров предмета точку пересечения нитей крестообразного указателя А совмещают с краем изображения предмета (левый край выбранного кольца) и снимают отсчет, причем индекс Б в поле зрения показывает целые деления на основной шкале, а указатель на барабане — сотые. Затем переводят указатель А на второй край изображения предмета (правый край выбранного кольца) и снимают второй отсчет. Разность этих двух отсчетов, умноженная на цену деления основной шкалы K мм/дел, дает искомый размер предмета (в нашем случае диаметры колец). На рисунке 1.5 индекс стоит между 3 и 4, а на отсчетном барабане число 55. Следовательно, первый отсчет — 3,55. Пусть второй отсчет — 0,31. Тогда диаметр измеряемого кольца $D_m = (3,55 - 0,31) K$ миллиметров.

С целью уменьшения погрешностей для расчетов используется разность измеренных диаметров двух темных колец $D_n = 2r_n$ и $D_m = 2r_m$, причем берутся кольца, не расположенные рядом, т. е. $n - m > 2$.

Тогда из выражения (1.1) получим:

$$\left(\frac{D_n}{2}\right)^2 - \left(\frac{D_m}{2}\right)^2 = (n - m) R \lambda$$

Формула для определения радиуса кривизны линзы:

$$R = \frac{(D_n - D_m) \cdot (D_n + D_m)}{4(n - m)\lambda} \quad (1.2)$$

Если радиус кривизны линзы известен, можно определить длину волны падающего излучения по формуле:

$$\lambda = \frac{(D_n - D_m) \cdot (D_n + D_m)}{4(n - m)R} \quad (1.3)$$

Порядок выполнения работы

1. Включить осветитель в сеть.
2. Выбрать длину волны осветителя (задается преподавателем).
3. Убедиться, что в поле зрения микроскопа видны кольца Ньютона.
4. С помощью объектив-микрометра измерить диаметры темных колец (d). Каждое кольцо измерять не менее трех раз. В таблицу 1.1 занести среднее арифметическое значение трех измерений.

Таблица 1.1.

Определение радиуса кривизны линзы

Длина волны излучения осветителя λ , м	Цена деления шкалы K , мм/дел	Средние диаметры колец (в делениях шкалы)					
		d_1	d_2	d_3	d_4	d_5	d_6
Задается преподавателем		Средние диаметры колец (в миллиметрах)					
		D_1	D_2	D_3	D_4	D_5	D_6
Радиус кривизны линзы, м		$R_1 = \dots$			$R_2 = \dots$		
		$R_3 = \dots$			$R_{cp} = \dots$		
Радиус кривизны линзы: $R = (R_{cp} \pm \Delta R_{cp})$ м							

5. Записать в таблицу 1.1 диаметры колец в миллиметрах ($D = d \cdot K$).
6. По рабочей формуле (1.2) определить значение радиуса кривизны линзы для различных пар колец ($n - m \geq 2$). Сделать не менее трех расчетов. Результаты занести в таблицу 1.1.

7. Рассчитать погрешность измерений и записать результат в виде: $R = (R_{cp} \pm \Delta R_{cp})$ м.

8. Поменять длину волны осветителя на другую (по указанию преподавателя).

9. С помощью объектив-микрометра измерить диаметры темных колец (d). Каждое кольцо измерять не менее трех раз. В таблицу 1.2 занести среднее арифметическое значение трех измерений.

Таблица 1.2.

Определение длины волны осветителя

Радиус кривизны линзы R	Цена деления шкалы K , мм/дел	Средние диаметры колец (в делениях шкалы)					
		d_1	d_2	d_3	d_4	d_5	d_6
		Средние диаметры колец (в миллиметрах)					
		D_1	D_2	D_3	D_4	D_5	D_6
Длина волны излучения осветителя, м		$\lambda_1 = \dots$		$\lambda_2 = \dots$		$\lambda_3 = \dots$	$\lambda_{cp} = \dots$
Длина волны излучения осветителя : $\lambda = (\lambda_{cp} \pm \Delta\lambda_{cp})$ м							

10. Записать в таблицу 1.2 диаметры колец в миллиметрах ($D = d \cdot K$).

11. По рабочей формуле (1.3) определить значение длины волны излучения осветителя для различных пар колец ($n - m \geq 2$). Сделать не менее трех расчетов. Результаты занести в таблицу 1.2.

12. Рассчитать погрешность измерений и записать результат в виде: $\lambda = (\lambda_{cp} \pm \Delta\lambda_{cp})$ м.

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Когда наблюдается явление интерференции света? Приведите примеры.

2. Какими способами можно получить когерентные световые волны?

3. Нарисуйте схему установки для наблюдения колец Ньютона в отраженном свете.

4. Нарисуйте схему установки для наблюдения колец Ньютона в проходящем свете.

5. Какую оптическую разность хода будут иметь лучи красного цвета ($\lambda_0 = 650$ нм), если один прошел путь 1 см в воде ($n = 1,33$), а второй прошел путь 1 см в стекле ($n_{\text{стекла}} = 1,53$)?

6. При наложении двух лучей, которые прошли такие оптические пути, как в вопросе 5, будет наблюдаться усиление или ослабление интенсивности света?

II уровень

1. Объясните разницу между картинами колец Ньютона при наблюдении в отраженном и проходящем свете.

2. Выведите формулу зависимости радиусов светлых колец Ньютона от длины волны падающего света λ_0 и радиуса кривизны используемой линзы R .

3. Какое соотношение между абсолютными показателями преломления линзы, пластинки и среды, заполняющей прослойку между ними, должно быть, чтобы центральное пятно при наблюдении колец Ньютона в отраженном свете стало светлым?

4. Как изменится картина интерференции, если линзу слегка приподнять над пластинкой?

1.2. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Краткая теория

Дифракция света — это совокупность явлений, которые обусловлены волновой природой света и наблюдаются при его распространении в среде с резко выраженными неоднородностями (например, малые отверстия, границы непрозрачных тел и т. д.).

В более узком смысле под дифракцией понимают огибание светом препятствий, сравнимых с длиной волны падающего излучения — явление отклонения света от прямолинейного распространения при прохождении вблизи препятствий (нарушение законов геометрической оптики).

Свет при определенных условиях (линейные размеры препятствий сравнимы с длиной волны или несколько больше ее) может заходить в область геометрической тени.

Дифракция — явление общее для всех волновых процессов.

Количественную теорию дифракционных явлений разработал французский ученый Френель. В основу своей теории Френель положил *принцип Гюйгенса*, дополнив его идеей об интерференции вторичных волн.

Принцип Гюйгенса: каждая точка, до которой доходит волна, служит источником вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Вспомним, что *волновой фронт* — это геометрическое место точек, до которых доходит колебание в некоторый момент времени, а *волновая поверхность* — это геометрическое место точек, для которых колебания имеют одинаковые фазы.

Рассмотрим плоскую волну, падающую на отверстие в непрозрачном экране (рис. 1.6). Принцип Гюйгенса позволяет рассматривать каждую точку отверстия как источник вторичной волны (для изотропной среды эти вторичные волны сферические). Из рисунка видно, что огибающая вторичных волн заходит в область геометрической тени, демонстрируя явление дифракции.

Принцип Гюйгенса позволяет говорить лишь о направлении распространения вторичной волны и не затрагивает вопрос об амплитуде распространяющихся за преградой световых волн. Представление о том, что каждая точка волнового фронта является источником вторичных волн, было дополнено Френелем идеей интерференции вторичных волн.

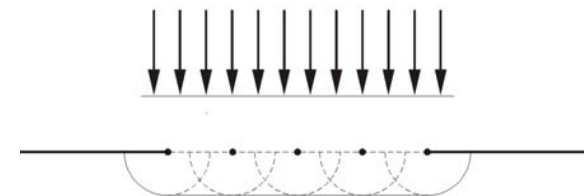


Рис. 1.6. Прохождение плоской волны через отверстие в непрозрачном экране

Согласно **принципу Гюйгенса–Френеля** источники вторичных волн когерентны между собой, а испускаемые ими волны интерферируют.

Таким образом, при анализе распространения волн необходимо принять во внимание их фазу и амплитуду, что позволяет рассматривать вопрос об интенсивности света. Расчет интерференции вторичных волн сводится к интегрированию, которое часто бывает затруднительным.

Однако во многих практически важных случаях можно приближенно рассчитать дифракционную картину с помощью *метода зон Френеля*.

Метод зон Френеля

Рассмотрим в качестве примера простую дифракционную задачу о прохождении *плоской монохроматической* волны от удаленного источника через небольшое круглое отверстие радиуса R в непрозрачном экране (рис. 1.7). Точка наблюдения P находится на оси симметрии на расстоянии b от экрана. В соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля следует мысленно заселить волновую поверхность, совпадающую с плоскостью отверстия, вторичными источниками, волны от которых достигают точки P . В результате интерференции вторичных волн в точке P возникает некоторое результирующее колебание, квадрат амплитуды которого (интенсивность) нужно определить при заданных значениях длины волны λ , амплитуды A_0 падающей волны и геометрии задачи.

Для облегчения расчета Френель предложил разбить волновую поверхность падающей волны в месте расположения препятствия на кольцевые зоны по следующему правилу: расстояния от границ соседних зон до точки P должны отличаться на половину длины волны, т. е.:

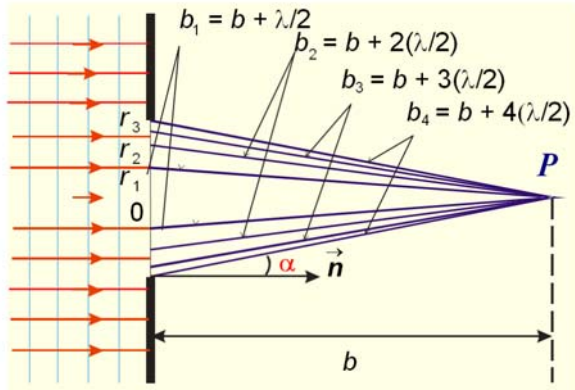


Рис. 1.7. Прохождение плоской монохроматической волны через небольшое круглое отверстие в непрозрачном экране

$$b_1 = b + \frac{\lambda}{2}; b_2 = b + 2 \frac{\lambda}{2}; \dots; b_m = b + m \frac{\lambda}{2}$$

Если смотреть на волновую поверхность из точки P , то границы зон Френеля будут представлять собой концентрические окружности (рис. 1.8).

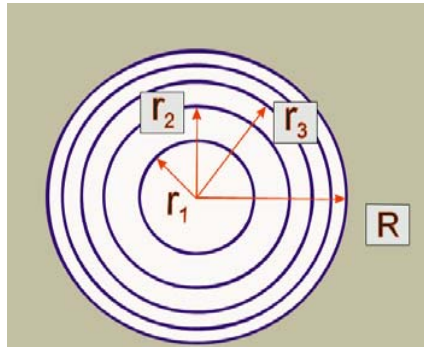


Рис. 1.8. Радиусы внешних границ зон Френеля (1-ой, 2-ой, 3-ей)

Из рис. 1.7 легко найти внешний радиус m -ой зоны Френеля:

$$r_m = \sqrt{b_m^2 - b^2} = \sqrt{m\lambda b + m^2 \frac{\lambda^2}{4}} \approx \sqrt{m\lambda b}$$

(Приблизительное равенство выполняется, т. к. $\lambda \ll b$, поэтому вторым членом под корнем можно пренебречь.)

Количество зон Френеля, укладывающихся на отверстии, определяется его радиусом R : $m = \frac{R^2}{\lambda \cdot b}$. Здесь m — не обязательно целое число.

Если точечный источник света находится на конечном расстоянии от препятствия (a), то на препятствие падает сферическая волна. В этом случае геометрия задачи несколько усложняется, так как зоны Френеля теперь нужно строить не на плоской, а на сферической поверхности. Расчет приводит к следующему выражению для радиусов зон Френеля на сферическом фронте волны: $r_m = \sqrt{\frac{a \cdot b}{a + b} \cdot m \cdot \lambda}$.

Результат интерференции вторичных волн в точке P зависит от числа m открытых зон Френеля. Легко показать, что все зоны имеют одинаковую площадь: $S_m = \pi \cdot r_m^2 - \pi \cdot r_{m-1}^2 = \pi \lambda b = S_1$.

С увеличением номера зоны (m) расстояние b_m от m -ой зоны до точки P растет, и кроме того, увеличивается угол α между лучом, проведенным в точку наблюдения, и нормалью к волновой поверхности. Это приводит к тому, что амплитуда колебаний A_m , возбуждаемых в точке P m -ой зоной, монотонно убывает с ростом числа m . С хорошим приближением можно считать, что амплитуда колебаний, вызываемых некоторой зоной m , равна среднему арифметическому из амплитуд колебаний, вызываемых двумя соседними зонами, т. е. $A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$.

Так как расстояния от двух соседних зон до точки наблюдения отличаются на $\frac{\lambda}{2}$, следовательно, возбуждаемые этими зонами колебания находятся в противофазе. Поэтому волны от любых двух соседних зон почти гасят друг друга. Суммарная амплитуда в точке P :

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots = A_1 - (A_2 - A_3) - (A_4 - A_5) - \dots < A_1$$

Таким образом, суммарная амплитуда колебаний в точке P всегда меньше амплитуды колебаний, которые вызвала бы одна первая зона Френеля.

В частности, если бы были открыты все зоны Френеля (при $R \rightarrow \infty$, $m \rightarrow \infty$), то до точки наблюдения дошла бы не возмущенная волна. В этом случае, с учетом того, что $A_m \ll A_1$, можно записать: $A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots = \frac{A_1}{2}$, так

как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Следовательно, действие (амплитуда), вызванное всем волновым фронтом, равно половине действия одной первой зоны.

Итак, если отверстие в непрозрачном экране оставляет открытой только одну зону Френеля (при $R = r$), то амплитуда колебаний в точке наблюдения будет равна A_1 , т. е. возрастает в 2 раза (а интенсивность I , пропорциональная квадрату амплитуды, в 4 раза) по сравнению с действием невозмущенной волны. Если открыть две зоны, то амплитуда колебаний в точке P обращается в нуль.

Явления дифракции принято классифицировать в зависимости от расстояний между источником света, препятствием, поставленным на пути распространения светового пучка, и плоскостью наблюдения.

Различают 2 случая:

1. *Дифракция Френеля*, или дифракция в сходящихся лучах. На препятствие падает плоская или сферическая волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся на конечном расстоянии от препятствия.

2. *Дифракция Фраунгофера*, или дифракция в параллельных лучах. На препятствие падает плоская волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, который находится в фокальной плоскости собирающей линзы, установленной на пути прошедшего через препятствие света.

Для наблюдения дифракции Фраунгофера достаточно точечный источник света поместить в фокальной плоскости линзы. Образовавшийся параллельный пучок дифрагирует на каком-либо препятствии, а дифракционная картина наблюдается на экране, расположенном в фокальной плоскости второй линзы, или на бесконечности, в отсутствие линзы.

Другими словами — источник света и точка наблюдения находятся на бесконечности от препятствия.

В случае падения плоской волны на экран с отверстием радиус m -ой зоны Френеля $r_m = \sqrt{m\lambda b}$, где b — расстояние от препятствия до точки наблюдения, λ — длина волны света. Если $b \rightarrow \infty$, то и

$r_m \rightarrow \infty$; это означает, что в случае дифракции Фраунгофера радиус даже нулевой зоны стремится к бесконечности, т. е. на препятствие попадает лишь часть нулевой зоны Френеля.

В приборах спектрального анализа широко используют в качестве диспергирующих элементов дифракционные решетки.

Дифракционная решетка — оптический прибор, представляющий собой периодическую структуру из большого числа регулярно расположенных элементов, на которых происходит дифракция света. В качестве элементов могут быть, например, параллельные равноотстоящие штрихи, нанесенные на плоскую или вогнутую оптическую поверхность. Если штрихи нанесены на плоскую поверхность, то дифракционная решетка называется плоской, если на вогнутую поверхность — вогнутой. Различают прозрачные и отражательные дифракционные решетки. У прозрачных решеток наблюдение ведется в проходящем свете через щели, образующиеся между штрихами, нанесенными на прозрачную (обычно стеклянную) пластинку или вырезанными в непрозрачном экране. У отражательных дифракционных решеток штрихи наносятся на зеркальную (обычно металлическую) поверхность, и наблюдение ведется в отраженном свете.

Основным свойством дифракционной решетки является ее способность раскладывать падающий пучок света по длинам волн, поэтому решетку используют в спектральных приборах в качестве диспергирующего элемента наряду с призмами.

Решетки применяют для работы и исследований в различных областях спектра: видимой, ближней и дальней инфракрасной, ультрафиолетовой и рентгеновской.

Решетки различаются размерами, формой, материалом поверхности, профилем штрихов и их частотой. Частота штрихов, наносимых на дифракционную решетку, колеблется от 2400 штрихов на 1 мм до 0,25 штриха на 1 мм.

Простейшая *одномерная дифракционная решетка представляет собой систему из большого числа одинаковых по ширине и параллельных друг другу щелей, лежащих в одной плоскости и разделенных непрозрачными промежутками, равными по ширине.*

Для лучшего понимания принципа действия дифракционной решетки рассмотрим дифракцию в параллельных лучах (*дифракцию Фраунгофера*) на одной и двух щелях.

Дифракция Фраунгофера на щели. Под щелью понимают отверстие прямоугольной формы с незначительной шириной и беско-

нежной длиной. При ширине щели 0,01–0,02 мм длина отверстия в несколько миллиметров может считаться бесконечной.

Рассмотрим случай с одной щелью (рис. 1.9). Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на непрозрачный экран, в котором прорезана узкая щель BC , длина которой l перпендикулярна плоскости чертежа, а ширина равна b , причем $l \gg b$. Когда плоский фронт падающей волны совпадает с плоскостью щели BC , то согласно принципу Гюйгенса–Френеля все точки щели служат центрами вторичных когерентных волн, которые в однородной и изотропной среде будут сферическими. Волны распространяются от щели вперед по всем направлениям. Если на пути лучей, проходящих через щель, поставить собирающую линзу, а в ее фокальной плоскости — экран, то на экране будет наблюдаться дифракционная картина.

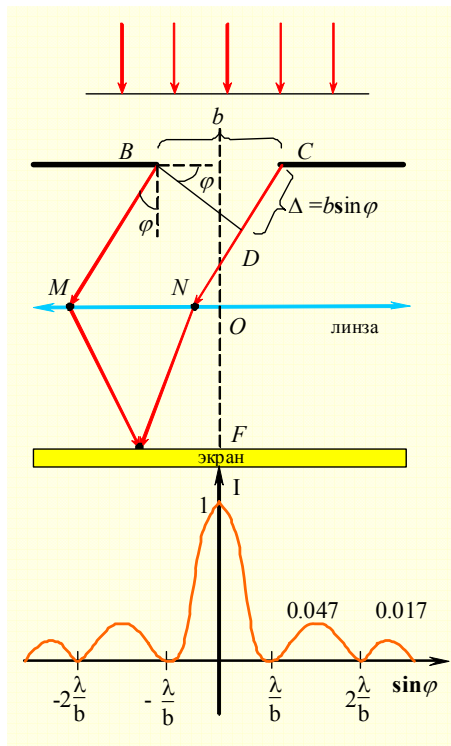


Рис. 1.9. Дифракция параллельного пучка на щели

Линза собирает в определенной точке экрана исходящие от вторичных источников лучи, которые распространяются в одинаковых направлениях. Для каждого направления положение точки на экране можно определить по месту пересечения с экраном побочной оптической оси (прямая, проходящая через оптический центр линзы), проведенной в данном направлении.

Для того чтобы определить, в каких точках будут наблюдаться дифракционные максимумы или минимумы, воспользуемся методом зон Френеля. Разобьем волновой фронт BC на зоны Френеля следующим образом. Через точку B проведем плоскость, перпендикулярную направлению лучей, идущих под углом φ к первоначальному направлению (отрезок BD на рисунке 1.9). Угол φ называется *углом дифракции*. Начиная от плоскости BD и дальше, до экрана, параллельные лучи не меняют своей разности хода, т. к. линза не вносит изменений в нее. Разность хода Δ , определяющая результат интерференции этих лучей, возникает лишь на пути от исходного фронта BC до плоскости BD . Для произвольной точки экрана оптическая разность хода между крайними лучами BM и CN , идущими от щели под углом φ к главной оптической оси линзы OF , определяется формулой:

$$\Delta = CD = b \cdot \sin \varphi \quad (1.4)$$

Разобьем щель BC на ряд узких полосок, параллельных ребру щели. Ширина каждой полоски выбирается так, чтобы разность хода от краев этих полосок была равна $\frac{\lambda}{2}$. Эти полоски и являются в данном случае зонами Френеля. При интерференции лучей от каждой пары соседних полосок (зон Френеля) амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как эти полосы вызывают колебания с одинаковыми амплитудами, но противоположными фазами. Всего на ширине щели разместится $\frac{\Delta}{\lambda/2} = \frac{b \sin \varphi}{\lambda/2}$ полос.

Если число полос четное, т. е. $b \cdot \frac{\sin \varphi}{\lambda/2} = \pm 2m$, или:

$$b \cdot \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad (m = 1, 2, 3 \dots), \quad (1.5)$$

то наблюдается дифракционный минимум (темная полоса).

Если число зон нечетное: $\frac{b \cdot \sin \varphi}{\lambda/2} = \pm(2m+1)$, или:

$$b \cdot \sin \varphi = \pm(2m+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (m = 1, 2, 3 \dots), \quad (1.6)$$

то наблюдается дифракционный максимум (светлая полоса), соответствующий действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

Соотношения (1.5) и (1.6) называются соответственно *условиями дифракционного минимума и максимума*. Знаки \pm соответствуют положительным (отсчитанным от оси OF по ходу часовой стрелки) и отрицательным (отсчитанным от оси OF против хода часовой стрелки) углам дифракции φ . Величина m называется *порядком дифракционного минимума или максимума*.

Распределение интенсивности в дифракционной картине монохроматической волны, испытавшей дифракцию на щели, показано на рисунке 1.9. В направлении $\varphi = 0$ на экране наблюдается самый интенсивный центральный максимум нулевого порядка, т. к. колебания от всех точек фронта BC придут в эту точку (фокус линзы) в одинаковой фазе. Симметрично по обе стороны от центрального максимума интенсивность будет спадать до первого минимума, а затем возрастать до первого максимума и т. д. Величина интенсивности вторичных максимумов быстро убывает. Численные значения интенсивностей центрального и последующих максимумов относятся как 1:0,047:0,017:0,008 и т. д. Основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме. На рис. 1.9 по оси абсцисс отложен синус угла φ , величина которого не может превышать единицу ($\sin \varphi \leq 1$). Поэтому представленное на рисунке распределение имеет место, когда ширина щели b существенно больше длины волны λ . Это означает, что с уменьшением ширины щели центральная светлая полоса расширяется, захватывая все большую и большую область экрана.

В предельном случае ($b = \lambda$) первый минимум соответствует углу 90° . Следовательно, освещенность экрана падает от центра к краям, асимптотически приближаясь к нулю. При увеличении ширины щели появляются боковые полосы, которые сгущаются, при этом центральный максимум становится более узким и резким (рис. 1.10). Четко выраженные широкие максимумы и минимумы наблюдаются в промежуточном случае, когда ширина щели всего в несколько раз превышает длину волны и число зон Френеля порядка 3–5.

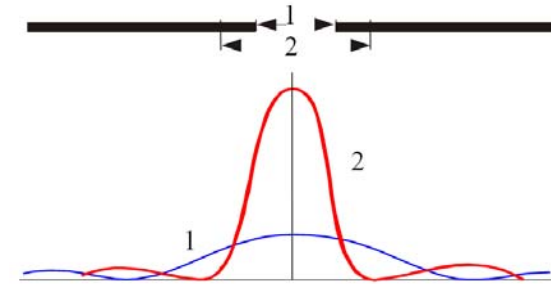


Рис. 1.10. Влияние размера щели на распределение интенсивности света на экране

Углы, под которыми наблюдаются максимумы всех порядков, начиная с первого, зависят от длины волны λ . Поэтому падающий на щель белый свет разложится в спектр. Центральный максимум будет общим для всех длин волн. Вторичные максимумы для разных длин волн не будут совпадать: ближе к центру располагаются максимумы, соответствующие более коротким волнам. Однако эти максимумы расплывчатые, перекрываются с минимумами других длин волн. Дифракционная картина имеет вид центральной белой полосы, переходящей в цветную окаемку. Отчетливого разделения различных длин волн (спектрального разложения) не получается.

Рассмотрим *дифракцию на одномерной плоской прозрачной дифракционной решетке*. Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально на дифракционную решетку (рис. 1.11) с одинаковыми щелями шириной b , отстоящими друг от друга на расстоянии a . Величина $d = b + a$ называется *постоянной (периодом) решетки*. Параллельно решетке установим собирающую линзу и экран в фокальной плоскости линзы. Будем предполагать, что длина пространственной когерентности падающей волны намного превышает длину решетки, поэтому колебания от всех щелей будут когерентными.

В случае дифракции Фраунгофера на щели распределение интенсивности на экране определяется направлением дифрагированных лучей. Поэтому перемещение щели параллельно самой себе не изменит дифракционной картины. Следовательно, если перейти от одной щели ко многим (к дифракционной решетке), то дифракционные картины, создаваемые каждой щелью в отдельности, будут одинаковыми (придутся на одно и то же место экрана). Независимо от положения щели центральный максимум лежит против центра линзы. Ре-

зультирующая картина в других точках экрана определится как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей.

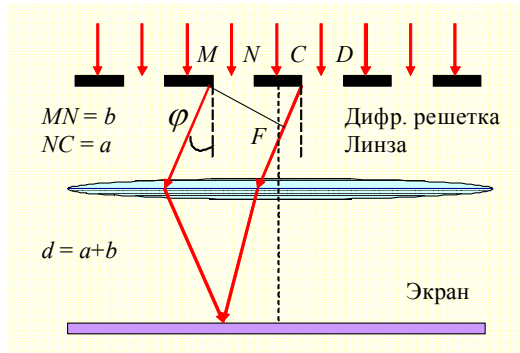


Рис. 1.11. Дифракция на одномерной плоской прозрачной дифракционной решетке

Для наглядности рассмотрим ход лучей от двух соседних щелей. Очевидно, что направления, в которых щели не распространяют свет, будут теми же, что и в случае одной щели, так как перемещение щели параллельно самой себе не изменит дифракционной картины. Следовательно, прежние (*главные*) минимумы интенсивности наблюдаются в направлениях, определяемых условием:

$$b \cdot \sin \varphi = \pm m\lambda, m = 1, 2, 3 \dots \quad (1.7)$$

Световые лучи, посылаемые двумя щелями, вследствие взаимной интерференции в некоторых направлениях могут гасить друг друга, определяя *дополнительные* минимумы. Этим направлениям соответствует разность хода лучей $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2} \dots$ (см. рис. 1.11):

$$CF = MC \sin \varphi = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, m = 0, 1, 2 \dots \quad (1.8)$$

В то же время в направлениях, для которых разность хода:

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda, m = 0, 1, 2 \dots, \quad (1.9)$$

действие одной щели усиливает действие другой. Этим направлениям соответствуют *главные* максимумы. Число m означает порядок главного максимума.

Между двумя главными максимумами располагается дополнительный минимум (условие (1.7)). При этом по сравнению со случаем одной щели максимумы становятся более узкими.

Аналогичное рассмотрение показывает, что при трех щелях между каждыми двумя главными максимумами ($d \sin \varphi = m\lambda$) располагаются два дополнительных минимума $\left(d \sin \varphi = \frac{1}{3}\lambda, \frac{2}{3}\lambda, \frac{4}{3}\lambda, \frac{5}{3}\lambda, \dots \right)$.

При четырех щелях — три минимума и т. д. В случае N щелей между соседними главными максимумами наблюдается $(N - 1)$ дополнительных минимумов, разделенных слабыми вторичными максимумами (их число равно $(N - 1)$). Использование большого числа регулярно расположенных щелей равной ширины означает переход к *дифракционной решетке*.

Для дифракционной решетки, состоящей из N щелей, условием главных максимумов является соотношение (1.9), главных минимумов — (1.7), а условие дополнительных минимумов:

$$d \sin \varphi = \pm \frac{m'\lambda}{N}, m' = 1, 2, \dots, N - 1, N + 1 \quad (1.10)$$

т. е. m' может принимать все целочисленные значения, кроме $0, N, 2N, \dots$, при которых условие (1.10) переходит в (1.9).

Дифракционная картина от решетки получается в результате дифракции на каждой щели и интерференции лучей, падающих от разных щелей. Главные максимумы соответствуют таким углам φ , для которых колебания от всех N щелей складываются в фазе, т. е. $A_{\text{макс}} = NA_{\varphi}$, где A_{φ} — амплитуда колебания от одной щели под углом φ . Интенсивность максимума: $I_{\text{макс}} = N^2 I_{\varphi}$, т. е. может превышать в миллионы раз интенсивность максимума, создаваемого одной щелью (для хороших решеток N достигает нескольких десятков тысяч).

При учете лишь интерференции пучков, исходящих от отдельных щелей, главные максимумы должны были бы обладать одинаковой интенсивностью (рис. 1.12а).

В действительности из-за того, что лучи, дифрагирующие от каждой из щелей под разными углами φ , дают в фокальной плоскости линзы L колебания различных амплитуд, величина главных максимумов различна. Для учета этого воспользуемся видом дифракционной картины от одной щели. В фокальной плоскости линзы L одна щель дает распределение интенсивности

I_2 (рис. 1.12б). Главный максимум соответствует $\varphi = 0$, минимумы — $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{b}$.

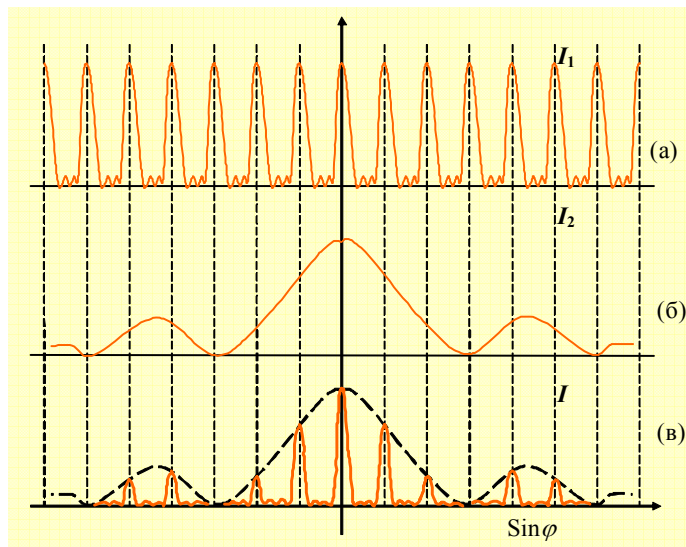


Рис. 1.12. Распределение интенсивности: *a* — без учета интерференции; *б* — в случае дифракции из одной щели; *в* — результирующее

Истинное распределение интенсивности I представится произведением: $I = I_1 \cdot I_2$. Как оно выглядит, показано на рис. 1.12в. Интенсивными будут лишь те главные максимумы $I_{1\max}$, которые попадают в область главного максимума дифракционной картины $I_{2\max}$.

Число наблюдаемых главных максимумов зависит от отношения между величиной периода решетки d и шириной щелей b .

В самом деле, первый минимум кривой I_2 (положительные углы) соответствует значению $\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{b}$. На это же значение угла приходится главный максимум кривой I_1 , если выполнено условие

$\sin \varphi_1 = m \frac{\lambda}{d}$, где m — целое число. Отсюда $m = \frac{d}{b}$, т. е. если отношение

$\frac{d}{b}$ — целое число, то главный максимум порядка m попадает

на главный минимум кривой I_2 и пропадает. Наш рисунок относится к случаю четырех равноотстоящих щелей и $m = \frac{d}{b} = 3$. Так как $d = a + b$, то из этого следует, что $\frac{a+b}{b} = 3$, $a + b = 3b$, $a = 2b$. Непрозрачные промежутки в два раза шире самих щелей.

Количество наблюдаемых главных максимумов определяется отношением периода решетки к длине волны. Так как $\sin \varphi \leq 1$, то из (1.9) вытекает, что $m \leq \frac{d}{\lambda}$. Можно показать, что угловая ширина главных

максимумов обратно пропорциональна длине решетки, т. е. $\sim Nd$.

Положение главных максимумов зависит от длины волны λ . При освещении решетки белым светом в центре ($\varphi = 0$) получается белая полоса, так как при $\varphi = 0$ условие главного максимума (1.9) выполняется при любом λ . Справа и слева от центральной белой полосы возникают окрашенные полосы — так называемые спектры первого, второго и т. д. порядков. Число m называется порядком спектра. В каждом из спектров максимумы для фиолетовых лучей располагаются ближе к центральной полосе, максимумы для красных лучей — дальше от нее.

На рисунке 1.13 схематически изображено положение центральной светлой полосы и видимых спектров различных порядков, отмеченных римскими цифрами I, II, III... Видимые спектры второго и третьего порядков частично перекрывают друг друга (на рисунке спектры второго и третьего порядков смещены по вертикали).

Таким образом, дифракционная решетка может быть использована как спектральный прибор. В дифракционных спектрах положение линий, соответствующих определенным длинам волн, зависит от длины волны и постоянной решетки. Поэтому дифракционные решетки используются для измерения длин волн. Из условия главных максимумов (1.9) получим формулу для определения длины волны:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m} \quad (1.11)$$

Поскольку постоянная решетки (d) указывается в паспорте, то для определения длины волны (λ) необходимо измерить угол дифракции (φ) в спектре выбранного порядка (m).

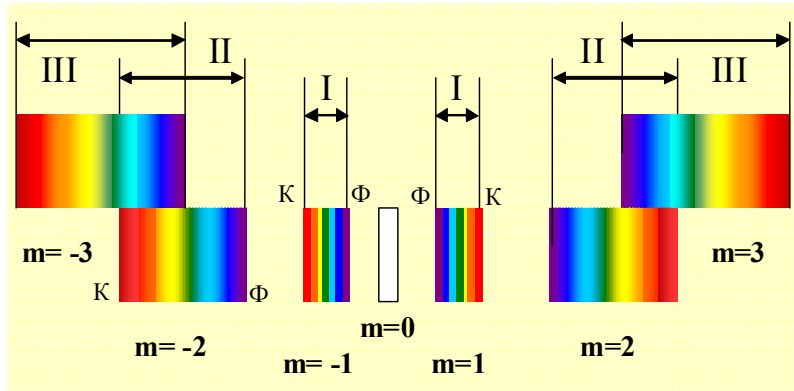


Рис. 1.13. Спектр дифракционной решетки

Основными характеристиками спектрального прибора являются его *дисперсия* и *разрешающая способность*.

Угловая дисперсия определяет угловое расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на единицу, т. е.:

$$D = \frac{\delta\phi}{\delta\lambda}, \quad (1.12)$$

где $\delta\phi$ — угловое расстояние между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $\delta\lambda$.

Чтобы найти угловую дисперсию дифракционной решетки, продифференцируем условие главного максимума (1.9) слева по ϕ , а справа по λ . Опустив знак минус, получим соотношение $d \cos\phi \delta\phi = m\delta\lambda$, из которого:

$$D = \frac{\delta\phi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos\phi} \quad (1.13)$$

Для небольших углов дифракции $\cos\phi \approx 1$, поэтому $D = \frac{m}{d}$. Та-

ким образом, дисперсия дифракционной решетки обратно пропорциональна периоду решетки и возрастает с увеличением порядка спектра.

Разрешающей способностью спектрального прибора называют величину:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (1.14)$$

где $\delta\lambda$ — минимальная разность длин волн двух спектральных линий, при которых эти линии воспринимаются отдельно. Можно показать, что разрешающая способность дифракционной решетки пропорциональна числу щелей и порядку спектра, т. е.:

$$R = mN \quad (1.15)$$

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.2 «ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ВИДИМОГО СВЕТА С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ»

Изучите краткую теорию к подразделу «Дифракция света», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника.

Задачи работы

- 1) ознакомиться с принципом действия дифракционной решетки и ее основными характеристиками;
- 2) определить длины волн спектральных линий, указанных преподавателем;
- 3) рассчитать угловую дисперсию дифракционной решетки.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. В чем заключается явление дифракции света?
2. Как устроена дифракционная решетка? Что такое период решетки?
3. Почему дифракционная решетка разлагает белый свет в спектр?
4. Запишите условие главных максимумов при дифракции монохроматического света на дифракционной решетке, на которую свет падает нормально.
5. Что такое угловая дисперсия дифракционной решетки? Запишите формулу для ее расчета.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Для изучения дифракции Фраунгофера на дифракционной решетке используется лабораторная установка, общий вид которой приведен на рис. 1.14. Основным элементом установки является гониометр типа Федорова (ГФ), позволяющий определять углы дифракции. Общий вид и краткое описание устройства гониометра типа Федорова имеются на рабочем месте.

Гониометр состоит из вертикального штатива, на котором в горизонтальной плоскости неподвижно установлена круговая шкала (горизонтальное кольцо), разделенная на 720 равных делений (цена де-

ления $0,5^\circ$). В центре круговой шкалы находится столик для установки дифракционной решетки. Вокруг вертикальной оси прибора могут вращаться два держателя, на одном из которых установлена отсчетно-оптическая труба, а на другом коллиматор со щелью. Таким образом, обе трубы могут перемещаться в горизонтальной плоскости по круговой шкале, при этом каждая труба соединена с круговым нониусом, позволяющим отсчитывать углы с точностью до $1'$.



Рис. 1.14. Гониометр типа Федорова

В качестве источника света в установке используется лампа дневного света, которая освещает щель коллиматора. Щель коллиматора находится в главном фокусе линзы, поэтому выходящие из коллиматора лучи идут параллельным пучком и падают нормально на дифракционную решетку. Ширина щели регулируется с помощью винта. Дифрагирующие от решетки лучи наблюдаются с помощью отсчетно-оптической трубы.

Порядок выполнения работы

1. Сориентировать щель коллиматора в вертикальное положение. С помощью винта, расположенного на коллиматоре, установить ширину щели 1–2 мм.
2. Установить гониометр так, чтобы щель коллиматора находилась у источника света. Зрительную (отсчетно-оптическую) трубу расположить на одной прямой с коллиматором.

3. Вращением окуляра добиться четкого изображения визирной нити.

4. Перемещая окуляр в горизонтальном направлении, получить резкое изображение щели. Щель должна быть расположена параллельно визирной нити.

5. Установить дифракционную решетку на столике гониометра так, чтобы ее штрихи были параллельны щели коллиматора, а плоскость решетки — перпендикулярна к направлению падающих на нее лучей.

6. Вращая зрительную трубу вокруг оси прибора, наблюдать дифракционные спектры различных порядков. Установить визирную нить на середине центрального максимума (белая полоса).

7. Вращая зрительную трубу по часовой стрелке, навести ее визирную нить на середину указанной преподавателем линии спектра первого порядка. Произвести отсчет φ' по лимбу и нониусу с точностью до одной минуты. Затем, поворачивая трубу против часовой стрелки, навести визирную нить на середину той же линии спектра первого порядка, расположенную по другую сторону от центрального максимума, и снять отсчет φ'' . Отсчеты φ' и φ'' записать в таблицу 1.3. Измерения повторить не менее трех раз.

Таблица 1.3

Результаты измерений и вычислений

Линия	Порядок спектра	Отсчет по часовой стрелке	Отсчет против часовой стрелки	Угол дифракции	Длина волны	Абсолютная погрешность	Угловая дисперсия для первого порядка	Угловая дисперсия для второго порядка
	m	φ' , град	φ'' , град	φ , град	λ , м	$\Delta\lambda$, м	$D1$	$D2$
	1							
	1							
	1							
	2							
	2							
	2							
Среднее значение								
	1							
	1							
	1							

Линия	Порядок спектра	Отсчет по часовой стрелке	Отсчет против часовой стрелки	Угол дифракции	Длина волны	Абсолютная погрешность	Угловая дисперсия для первого порядка	Угловая дисперсия для второго порядка
	m	φ' , град	φ'' , град	φ , град	λ , м	$\Delta\lambda$, м	$D1$	$D2$
	2							
	2							
	2							
Среднее значение								

8. Для каждой пары значений φ' и φ'' определить угол дифракции по формуле $\varphi = \frac{\varphi' - \varphi''}{2}$ и его значение записать в таблицу 1.3.

9. Выполнить пункты 7–8 для той же линии в спектре второго порядка.

10. Выполнить пункты 7–9 для другой указанной преподавателем линии.

11. Для каждой указанной преподавателем линии рассчитать по формуле (1.11) ее длину волны по измеренным значениям φ для спектров первого и второго порядков. Определить среднее значение длины волны $\lambda_{\text{ср}}$, рассчитать абсолютную погрешность $\Delta\lambda$ и записать ответ в виде $\lambda = (\lambda_{\text{ср}} \pm \Delta\lambda)$ м.

12. Используя полученные для двух линий значения λ и φ , по формуле (1.12) рассчитать *угловую дисперсию* для спектров первого и второго порядков. Полученные значения угловой дисперсии сравнить с рассчитанными по формуле (1.13).

Вопросы и задания для контроля

Гуровень

1. Сформулируйте принцип Гюйгенса–Френеля.
2. По каким правилам строят зоны Френеля?
3. Чем отличается дифракция Френеля от дифракции Фраунгофера?
4. Какие бывают дифракционные решетки?
5. Запишите условие главных максимумов при дифракции монохроматического света на дифракционной решетке.

6. От чего зависит максимальный порядок спектра, который можно наблюдать с данной решеткой?

7. Что будет наблюдаться на экране при дифракции некогерентного света на дифракционной решетке?

8. Что такое разрешающая способность дифракционной решетки? Запишите формулу для ее расчета.

II уровень

1. Для дифракции монохроматического света на одной щели постройте ход лучей, выведите условие для максимумов и минимумов. Как зависит дифракционная картина от ширины щели?

2. Для дифракционной решетки постройте для монохроматического света ход лучей, выведите условие главного максимума. Напишите условия главных и дополнительных минимумов.

3. Как влияют период дифракционной решетки и ее размер на дифракционную картину?

4. Обсудите сходство и различие между интерференцией и дифракцией.

5. Радиоволны и свет представляют собой электромагнитные волны. Почему можно слушать радио за возвышенностью, даже если передающая антенна находится за пределами прямой видимости?

6. Почему в спектроскопии предпочитают использовать дифракционную решетку, а не призму?

7. Дифракционная решетка с периодом d освещается нормально падающим световым пучком с длиной волны λ . Чему равен угол φ , под которым наблюдается первый главный максимум?

1.3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

Краткая теория

Согласно электромагнитной теории света свет представляет собой поперечные электромагнитные волны. Электромагнитная волна описывается двумя взаимно перпендикулярными векторами напряженности полей: электрического E и магнитного H — изменяющимися в одинаковой фазе и перпендикулярными к направлению распространения волны (вектору скорости V волны).

На рис. 1.15 изображено *мгновенное* распределение в пространстве электрического и магнитного полей в электромагнитной волне, распространяющейся в положительном направлении оси z , причем колебания векторов E и H происходят по гармоническому закону.

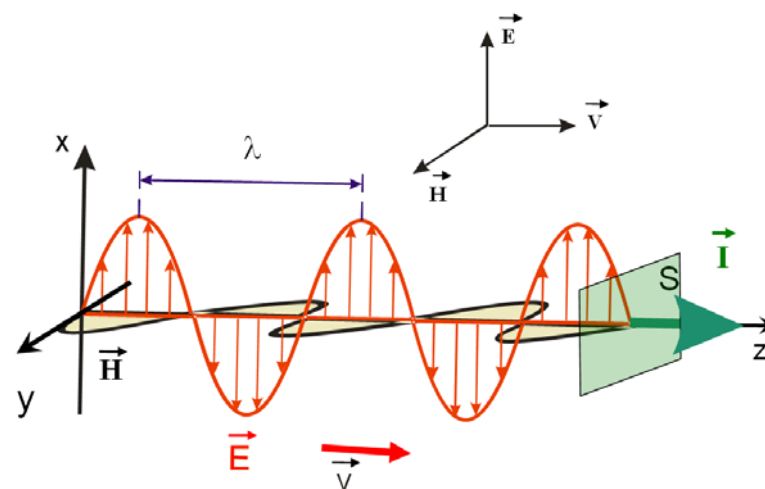


Рис. 1.15. Изображение плоской электромагнитной волны в определенный момент времени

Опыт показывает, что при взаимодействии света с веществом основное действие (физиологическое, фотохимическое и др.) вызывается колебаниями напряженности электрического поля (вектора E). Вектор E мы и будем называть *световым* вектором.

Обычные источники света являются совокупностью огромного числа быстро высвечивающихся элементарных излучателей (атомов, молекул), испускающих независимо друг от друга волны с различными направлениями светового вектора. При наложении друг на друга эти волны образуют результирующую волну, в которой колебания светового вектора, перпендикулярные направлению распространения волны, происходят в различных плоскостях и быстро ($\sim 10^{-8}$ с) и беспорядочно сменяют друг друга.

Такой свет называют *естественным*, или *неполяризованным*.

Если колебания светового вектора \vec{E} упорядочены каким-либо образом, то такой свет называется *поляризованным*.

Различают следующие виды поляризации:

1. *Плоско- (или линейно-) поляризованный свет*. Колебания вектора \vec{E} происходят в одной плоскости, проходящей через луч.

2. Свет, поляризованный *по кругу* (круговая поляризация). Плоскость колебаний вектора \vec{E} вращается вокруг направления распространения света, модуль \vec{E} остается постоянным.

3. *Эллиптически* поляризованный свет. Плоскость колебаний вектора \vec{E} вращается вокруг направления распространения света (волны), и вектор \vec{E} изменяется по модулю.

Для 2-го и 3-го видов различают *правую* и *левую* поляризации.

Правая поляризация: если смотреть навстречу направлению распространения света, вектор \vec{E} поворачивается по часовой стрелке. *Левая поляризация*: вектор \vec{E} поворачивается против часовой стрелки.

Наиболее общий вид поляризации — *эллиптическая*. *Линейная* и *круговая* — частные случаи этого вида поляризации.

Можно условно графически изобразить свет (рис. 1.16) в виде проекции траектории конца колеблющегося электрического вектора на плоскость, перпендикулярную направлению распространения света (фиксированная область пространства).

Способы получения линейно-поляризованного света

1. Поляризация при отражении и преломлении. Закон Брюстера. Если на границу раздела двух прозрачных диэлектриков падает луч естественного света под углом $\alpha \neq 0$ (рис. 1.17), то отра-

женный и преломленный лучи оказываются частично поляризованными. В отраженном свете преобладают колебания вектора \vec{E} , перпендикулярные к плоскости падения. В преломленном — параллельные плоскости падения.

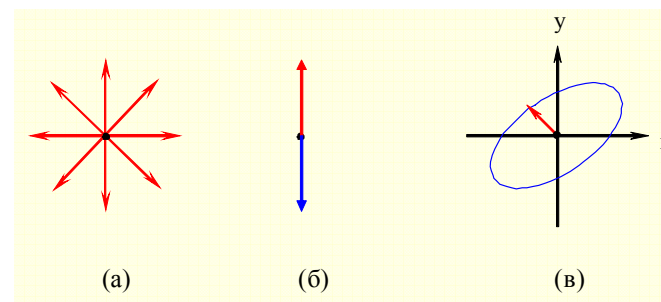


Рис. 1.16. Проекция различных видов света в фиксированный момент времени: а — естественный; б — линейно-поляризованный; в — эллиптически-поляризованный

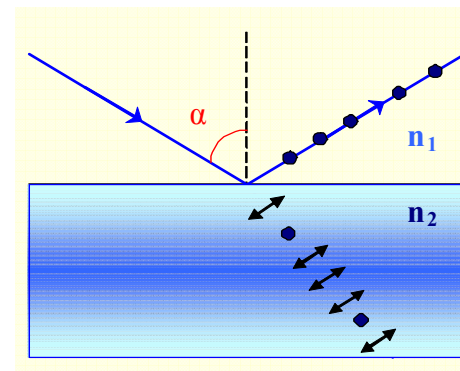


Рис. 1.17. Поляризация при отражении и преломлении

Закон Брюстера: если угол падения света удовлетворяет условию $\operatorname{tg} \theta_{\text{бр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$, то отраженный свет *полностью* плоско-поляризован. Колебания электрического вектора происходят перпендикулярно плоскости падения (на рис. 1.17 это изображено точками). Данное соотношение называют законом Брюстера, а угол

падения $\alpha = \theta_{\text{Бр}}$ — углом Брюстера. $\frac{n_2}{n_1}$ — отношение абсолютных

показателей преломления второй среды и первой.

Преломленный луч в этом случае будет поляризован максимально, но не полностью. Колебания электрического вектора в преломленном луче происходят преимущественно в плоскости падения (на рис. 1.17 они обозначены стрелками).

Отметим, что при падении луча под углом Брюстера к границе раздела отраженный и преломленный лучи взаимно ортогональны (угол между ними равен 90°).

Если несколько одинаковых и параллельных друг другу пластинок установить под углом Брюстера к падающему свету, то при достаточно большом числе пластинок проходящий через эту систему свет будет практически полностью линейно-поляризованным. Такое устройство называется *стопой Столетова*. Интенсивность прошедшего через такую стопу света (при отсутствии поглощения) будет равна половине интенсивности падающего на стопу неполяризованного света.

2. Поляризация при двойном лучепреломлении. Поляроиды. Явление двойного лучепреломления заключается в том, что при прохождении света через многие прозрачные кристаллы падающий световой луч внутри кристалла разделяется на два луча, которые, как правило, распространяются в различных направлениях, с разными скоростями и линейно-поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях.

Это явление было обнаружено в конце XVII века при изучении кристаллов исландского шпата (CaCO_3) (рис. 1.18).

У некоторых кристаллов есть только одно направление (OO' — оптическая ось), в котором не происходит двойного лучепреломления, такие кристаллы называются *одноосными*. К ним относятся исландский шпат, кварц, турмалин.

В общем случае в двулучепреломляющих кристаллах имеется два направления, в которых не происходит двойного лучепреломления. Эти направления называются *оптическими осями* кристалла. Такие кристаллы называются *двуосными*. К ним относятся слюда, гипс.

Любая плоскость, проходящая через оптическую ось, называется *главным сечением*, или *главной плоскостью* кристалла. Обычно пользуются главным сечением, проходящим через световой луч.

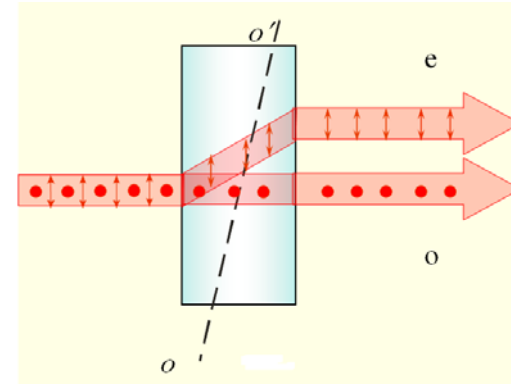


Рис. 1.18. Прохождение луча через кристалл исландского шпата

У одноосных кристаллов один из преломленных лучей подчиняется обычному закону преломления и называется *обыкновенным* (обозначается буквой «о»). Показатель преломления n_o обыкновенного луча не зависит от направления распространения его в кристалле.

Для другого луча, называемого *необыкновенным* (обозначают буквой «е»), отношение синусов угла падения и угла преломления не остается постоянным при изменении угла падения (луч не подчиняется закону преломления). Даже при нормальном падении света на кристалл этот луч отклоняется от первоначального направления. Для необыкновенного луча показатель преломления n_e зависит от направления в кристалле. Оба луча, обыкновенный и необыкновенный, полностью поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях. Колебания электрического вектора \vec{E} в обыкновенном луче перпендикулярны к плоскости главного сечения кристалла, а в необыкновенном луче вектор \vec{E} колеблется в плоскости главного сечения.

Названия «обыкновенный» и «необыкновенный» имеют смысл только внутри кристалла, по выходе из кристалла оба луча отличаются друг от друга только плоскостями поляризации.

Явление двойного лучепреломления можно использовать для получения линейно-поляризованного света из естественного, выделив один из двух лучей. На практике линейно-поляризованный свет получают с помощью специальных поляризационных устройств.

Призма Николя. Рассмотрим в качестве примера *призму Николя*. Это устройство изобрел шотландский физик Николь в 1828 г. Изготавливается оно из кристалла исландского шпата. Показатели преломления для него равны: $n_o = 1,6585$ и $n_e = 1,4863$. Из кристалла, разрезанного специальным образом, изготавливают две призмы. Эти призмы склеивают канадским бальзамом. В результате получается следующая конструкция призмы Николя (рис. 1.19).

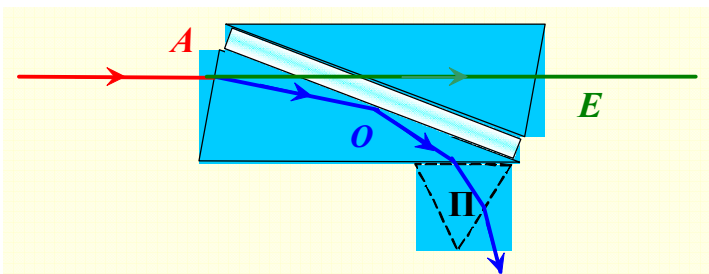


Рис. 1.19. Прохождение луча через призму Николя

Естественный световой луч в кристалле разделяется на два луча — обыкновенный AO и необыкновенный AE .

Благодаря конструкции призмы Николя необыкновенный луч проходит через границу двух склеенных частей кристалла, а обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение и выводится из кристалла с помощью призмы Π . Выходящий из призмы Николя луч AE полностью линейно-поляризован.

Поляроиды. Для получения линейно-поляризованного света большое распространение получили поляризующие пленки — *поляроиды*.

Поляроид — это пленка прозрачного вещества, на которую тонким слоем нанесены определенным образом ориентированные микроскопические кристаллики турмалина или герпатита (сернокислого йод-хинина). Эти кристаллы являются двулучепреломляющими. Кроме того в этих кристаллах один из лучей поглощается значительно сильнее другого. Явление избирательного поглощения одного из лучей в кристалле называется *дихроизмом*.

Например, кристаллы герпатита практически полностью поглощают обыкновенный луч на длине 0,1 мм. Таким образом, падающий естественный свет, проходя через поляроид, становится полностью линейно-поляризованным.

Поляризаторами называются приборы, свободно пропускающие только те колебания светового вектора, которые параллельны одной плоскости. Эту плоскость мы будем называть *плоскостью пропускания* поляризатора.

Колебания, перпендикулярные этой плоскости, задерживаются полностью (идеальный поляризатор) или частично (неидеальный поляризатор).

Поляризаторы, которые используются для анализа поляризованного света, называются *анализаторами*.

Анализ поляризованного света. Закон Малюса

Рассмотрим следующий пример: на систему, состоящую из двух поляризаторов, плоскости поляризации которых повернуты относительно друг друга на угол φ , падает естественный свет интенсивностью I_0 . Пренебрегая отражением и поглощением, найдем интенсивность I света, прошедшего через эту систему (рис. 1.20).

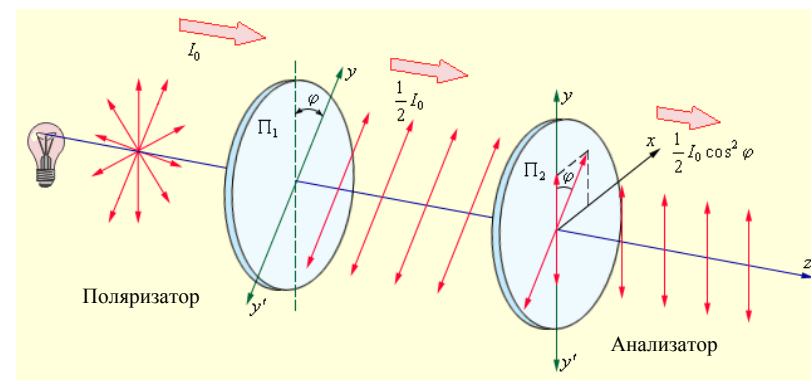


Рис. 1.20. Прохождение луча через систему из двух поляризаторов

Первый поляризатор пропустит только ту составляющую падающего светового вектора E_{0i} , которая параллельна плоскости пропускания поляризатора $E_{pi} = E_{0i} \cos \varphi_i$. В естественном свете присутствуют всевозможные ориентации светового вектора E . Так как интенсивность пропорциональна E^2 , то интенсивность прошедшего поляризатора света будет равна $I = \sum_i E_{0i}^2 \cdot \cos^2 \varphi_i = I_0 \cdot \frac{1}{2}$.

Плоскость поляризации прошедшего света будет совпадать с плоскостью пропускания поляризатора $уу'$.

Второй поляризатор (анализатор) пропустит только ту составляющую падающего светового вектора E_0 , которая параллельна плоскости пропускания анализатора $E = E_0 \cos\varphi$. Так как интенсивность пропорциональна E^2 , то $I = \frac{1}{2} I_0 \cdot \cos^2 \varphi$.

Таким образом, закон Малюса для поляризованного света без учета отражения и поглощения в поляризаторе и анализаторе записывается следующим образом:

$$I_A = I_P \cdot \cos^2 \varphi \quad (1.16)$$

Интенсивность света, прошедшего через анализатор (I_A), прямо пропорциональна произведению интенсивности поляризованного света (I_P) на квадрат косинуса угла между плоскостями анализатора и поляризатора (угла между направлением колебаний, пропускаемых анализатором без учета потерь, и направлением колебаний светового вектора в луче, падающем на анализатор).

Поворот анализатора вокруг поляризованного луча сопровождается изменением интенсивности света, прошедшего через анализатор. Если $\varphi = 90^\circ$ (анализатор и поляризатор «скрещены»), то $I_A = 0$.

Если $\varphi = 0^\circ$, то $I_A = I_P$, интенсивность прошедшего через анализатор света будет максимальной.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.3 «ПРОВЕРКА ЗАКОНА МАЛЮСА»

Изучите краткую теорию к подразделу «Поляризация света», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника.

Задачи работы

- 1) собрать установку для анализа плоско-поляризованного света;
- 2) исследовать зависимость интенсивности плоско-поляризованного света, прошедшего анализатор, от угла поворота между плоскостью поляризации падающего на анализатор света и плоскостью пропускания анализатора;
- 3) проверить выполнение закона Малюса.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. Какой свет называется естественным?
2. Какой свет называется поляризованным?
3. Какие виды поляризации Вы знаете?
4. Какими способами можно получить линейно-поляризованный свет?
5. Сформулируйте закон Брюстера.
6. В чем заключается явление двойного лучепреломления?
7. Запишите и сформулируйте закон Малюса.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Для того чтобы исследовать зависимость интенсивности плоско-поляризованного света, прошедшего анализатор, от угла поворота между плоскостью поляризации падающего на анализатор света и плоскостью пропускания анализатора, необходимо: а) получить плоско-поляризованный свет; б) пропустить его через анализатор; в) зарегистрировать интенсивность света после прохождения анализатора.

Это можно сделать с помощью лабораторной установки, блок-схема и общий вид которой приведены на рис. 1.21 и 1.22 соответственно.

Для получения плоско-поляризованного света используется либо источник естественного света И и поляризатор П, либо оптический квантовый генератор Л (лазер), который дает плоско-поляризованный свет.

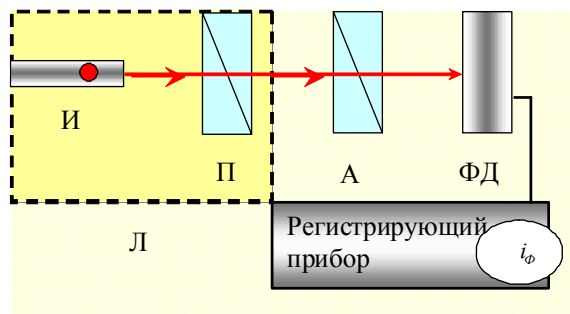


Рис. 1.21. Блок-схема лабораторной установки для получения и анализа плоско-поляризованного света



Рис. 1.22. Лабораторная установка для получения и анализа плоско-поляризованного света

В качестве анализатора используется либо призма Николя, либо поляроид А.

Для регистрации интенсивности применяются фотодиод ФД и измерительный прибор, регистрирующий силу тока фотодиода.

Порядок выполнения работы

1. Собрать установку, проверить ее работоспособность.
2. Изучить зависимость интенсивности плоско-поляризованного света, прошедшего анализатор, от угла поворота между плоскостью

поляризации падающего света и плоскостью пропускания анализатора. Для этого:

- а) вращая анализатор, определить положение, при котором ток фотодиода имеет максимальное значение;
- б) принять отсчет на лимбе анализатора за $\varphi = 0^\circ$;
- в) поворачивая анализатор на 10° , зарегистрировать величину фототока i_Φ . Измерения проводить через каждые 10° . На участках, где фототок приближается к нулю, измерения проводить через каждые 5° . Данные занести в таблицу 1.4.

Таблица 1.4

Результаты измерений и вычислений

φ, град.	10	20	30	40	50	60	70	80	90
i_Φ, A									
$\frac{i_\Phi}{i_0}$									
$\cos^2 \varphi$									

φ, град.	100	110	120	130	140	150	160	170	180
i_Φ, A									
$\frac{i_\Phi}{i_0}$									
$\cos^2 \varphi$									

3. Найти отношение $\frac{i_\Phi}{i_0}$, за i_0 принять значение тока при $\varphi = 0^\circ$.

4. Экспериментально проверить выполнение закона Малюса — формула (1.16). Для этого построить график экспериментальной зависимости $\frac{i_\Phi}{i_0} = f(\varphi)$. На этом же графике построить зависимость

$\frac{I_A}{I_p} = \cos^2 \varphi = f(\varphi)$, которая должна существовать при условии выполнения закона Малюса. Сравнить полученные зависимости. Сделать вывод.

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Что называется поляризатором и анализатором и какова их роль?
2. Каковы устройство и принцип работы призмы Николя?
3. Что такое поляроиды?
4. Какому закону подчиняется интенсивность луча естественного света, прошедшего через поляризатор и анализатор?
5. Нарисуйте схему установки для анализа плоскополяризованного света.

II уровень

1. Сформулируйте закон Малюса с учетом потерь в поляризаторе и анализаторе.
2. Интенсивность естественного света, прошедшего через поляризатор, уменьшилась в 2,3 раза. Во сколько раз она уменьшится, если за первым поставить второй такой же поляризатор так, чтобы угол между их главными плоскостями был равен 60° ?
3. Приведите примеры использования явления поляризации света.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.4 «ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРА САХАРА КРУГОВЫМ ПОЛЯРИМЕТРОМ»

Изучите краткую теорию к подразделу «Поляризация света», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника, а также сведения, приведенные ниже.

Некоторые вещества, оптически неактивные в обычных условиях, обладают способностью вращать плоскость поляризации в магнитном поле. Это явление называется эффектом Фарадея. Оно наблюдается только при распространении света вдоль направления вектора магнитной индукции \vec{B} . Для наблюдения вращения исследуемое вещество, находящееся между «скрещенными» поляризатором и анализатором, помещается в магнитное поле. Вследствие поворота плоскости поляризации поле зрения просветляется. Повернув анализатор, можно снова получить темное поле зрения. Угол поворота анализатора равен углу поворота плоскости поляризации. Магнитное вращение плоскости поляризации обусловлено влиянием магнитного поля на вещество. Под влиянием магнитного поля электроны, входящие в состав атомов, начинают прецессировать. В результате скорости колебаний с различным направлением круговой поляризации становятся неодинаковыми, что приводит к вращению плоскости поляризации. Угол поворота в этом случае определяется соотношением:

$$\varphi = V l B, \quad (1.17)$$

где V — постоянная Верде, характерная для данного вещества; l — длина пути луча в исследуемом веществе; B — индукция магнитного поля.

Направление вращения плоскости поляризации зависит от направления магнитного поля. При изменении направления поля на противоположное поворот плоскости поляризации осуществляется на тот же угол, но в противоположную сторону.

Френель предложил следующее качественное объяснение вращения плоскости поляризации. Линейно поляризованный свет всегда можно представить как результат сложения двух волн, поляризованных по кругу во взаимно противоположных направлениях.

Остановимся несколько подробнее на круговой поляризации света. Если плоская волна круговой поляризации распространяется вдоль оси Z со скоростью v , то проекции E_x и E_y светового вектора на оси X и Y изменяются по закону:

$$E_x = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right), \quad E_y = E_0 \cos \omega \left[\left(t - \frac{z}{v} \right) \pm \frac{\pi}{2} \right], \quad (1.18)$$

где E_0 — амплитуда колебаний в световой волне; ω — циклическая частота; t — время; z — расстояние по оси Z .

В формуле (1.18) для E_y знак плюс соответствует вращению вправо, знак минус — влево. Из выражения (1.18) видно, что в фиксированной точке пространства ($Z = \text{const}$) фаза колебаний со временем возрастает, а для заданного момента времени t с увеличением Z — убывает. Возрастанию и убыванию фазы соответствуют различные направления вращения светового вектора. Это означает, что если смотреть навстречу лучу, то в фиксированный момент времени окончания светового вектора лежат на правой или левой спирали. На расстоянии, равном длине волны λ в данном веществе, световой вектор совершает полный оборот. Угол поворота вектора на расстоянии l равен:

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{\omega l}{v} \quad (1.19)$$

Используя формулу (1.18), можно показать, что линейно поляризованный свет рассматривается как суперпозиция двух поляризованных по кругу волн (правой и левой) с одинаковыми частотами и амплитудами. Световой вектор линейно поляризованной волны (рис. 1.23а) в произвольной точке оптически активной среды можно представить как суперпозицию двух векторов \vec{E}_n и \vec{E}_l , которые с течением времени вращаются с одинаковой частотой ω соответственно вправо и влево. Вектор \vec{E} при этом образует равные углы β с векторами \vec{E}_n и \vec{E}_l .

Так как скорости волн, поляризованных вправо и влево, для оптически активных веществ различны, то на расстоянии l от выбранной точки вдоль расстояния волны ориентация векторов \vec{E}_n и \vec{E}_l будет уже другой (рис. 1.23б). Оптическая разность хода, возникающая при этом, равна:

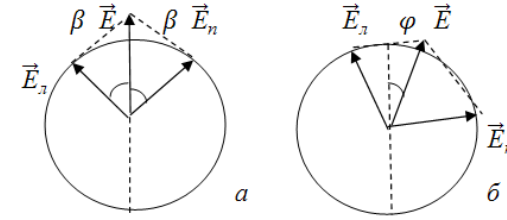


Рис. 1.23. Схематическое изображение световых векторов: а — правополяризованный свет; б — левополяризованный свет

$$\Delta = l(n_n - n_l) = lc \left(\frac{1}{v_n} - \frac{1}{v_l} \right), \quad (1.20)$$

где c — скорость света в вакууме; v_n и v_l — скорости волн, поляризованных по правому и левому кругам соответственно.

Возникающий при этом сдвиг фаз равен:

$$\Delta\psi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi lc(1/v_n - 1/v_l)}{\lambda} = \omega l \left(\frac{1}{v_n} - \frac{1}{v_l} \right) \quad (1.21)$$

Поворот плоскости поляризации волны определяется соотношением:

$$\varphi = \frac{\omega l(1/v_n - 1/v_l)}{2} \quad (1.22)$$

Используя соотношения $v_n = \frac{c}{n_n}$, $v_l = \frac{c}{n_l}$, $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, в которых λ — длина волны в вакууме; n_n и n_l — соответствующие показатели преломления, формулу (1.22) можно переписать следующим образом:

$$\varphi = \frac{\pi l(n_n - n_l)}{\lambda} \quad (1.23)$$

Сравнивая формулы (1.17) и (1.23), получим выражение для постоянной вращения:

$$\alpha = \frac{\pi(n_n - n_l)}{\lambda} \quad (1.24)$$

Задачи работы

- 1) изучить явление оптической активности;
- 2) измерить концентрацию сахара в растворе по углу вращения плоскости поляризации.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. Какой свет называется естественным?
2. Какой свет называется поляризованным?
3. Какие виды поляризации Вы знаете?
4. Какими способами можно получить линейно-поляризованный свет?
5. Сформулируйте закон Брюстера.
6. Какие вещества называют оптически активными?
7. Как зависит угол поворота плоскости поляризации от концентрации растворов?

Описание лабораторной установки и методики измерений

Явление вращения плоскости поляризации используется для измерения малых различий между показателями преломления веществ, получения информации о структуре молекул, точного определения концентрации оптически активных веществ в растворах и других целей. Применяемые при этом приборы называются поляриметрами.

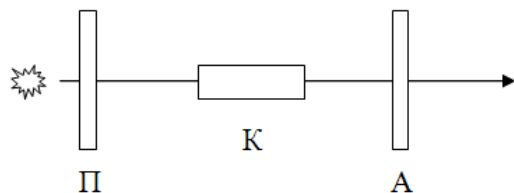


Рис. 1.24. Схема поляриметра

Схема простейшего поляриметра изображена на рисунке 1.24. Между двумя «скрещенными» поляроидами А и П помещена кювета К известной длины l с раствором оптически активного вещества. При прохождении света через кювету плоскость его поляри-

зации повернется на некоторый угол φ , в результате чего поле зрения просветлеет. Для восстановления прежнего затемнения анализатор А нужно повернуть на такой же угол φ . Зная удельную постоянную вращения a_0 данного вещества и длину кюветы l , можно, измерив угол φ , определить концентрацию раствора C . Однако измерение углов поворота φ таким методом является недостаточно точным, так как человеческий глаз малочувствителен к небольшим изменениям абсолютной величины яркости равномерно освещенного или затемненного поля зрения. Но глаз чувствителен к малейшему различию в яркости смежных частей поля зрения, окрашенных в один и тот же цвет. Это свойство используется в полутеневого поляриметрии.

Пусть поляризатор П состоит из двух поляроидов (1 и 2), главные плоскости которых образуют между собой угол γ . Тогда естественный свет, прошедший через этот поляризатор, расщелится на два одинаковых по интенсивности плоско-поляризованных пучка, плоскости поляризации которых повернуты друг относительно друга на тот же угол γ . При прохождении через поляризатор А (поляририд) интенсивности вышедших пучков будут зависеть от положения главной плоскости анализатора относительно направлений колебания светового вектора в пучках. Это поясняется рисунком 1.25, на котором \vec{E}_1 и \vec{E}_2 — световые векторы обоих пучков; OA — главная плоскость анализатора.

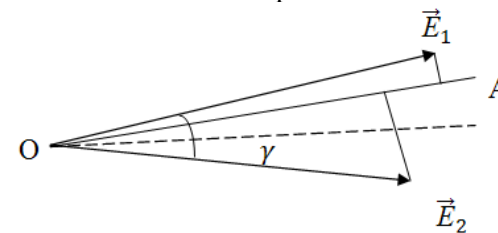


Рис. 1.25. Амплитуда колебаний световых векторов

Амплитуды колебаний световых векторов в пучках, прошедших через анализатор, равны проекциям векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 на направление OA . В общем случае эти проекции различны, поэтому и интенсивности обоих пучков будут отличаться друг от друга. Для уравнивания интенсивностей пучков (яркостей полей сравнения в поля-

риметре) анализатор А достаточно повернуть в положение, при котором его главная плоскость совпадает с биссектрисой угла γ . При введении между поляризатором и анализатором оптически активного вещества плоскости поляризации обоих пучков повернутся на некоторый угол φ , и яркости полей сравнения изменятся. Угол φ легко определить: он равен углу, на который следует повернуть анализатор, чтобы опять уравнять яркости обоих полей.

Порядок выполнения работы

1. Установить в поляриметре трубку с дистиллированной водой, уравнять яркость полей сравнения и определить нулевой отсчет X_0 . Измерения следует проводить в полутемном поле, т. е. полутеневым методом.
2. Установить в поляриметре трубку с раствором сахара в воде, уравнять яркость полей сравнения и определить отсчет X .
3. Пункты 1 и 2 повторить не менее трех раз и вычислить угол поворота плоскости поляризации. Результаты измерений занести в таблицу 1.5.

Таблица 1.5

Результаты измерений и вычислений

№ измерения	X_0	X	φ	a_0	l	C
1						
2						
3						

4. По формуле $\varphi = a_0Cl$ определит концентрацию сахара в растворе (удельное вращение сахара в растворе $a_0 = 0,67$ град. m^2/kg).

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Что называется поляризатором и анализатором и какова их роль?
2. Каковы устройство и принцип работы призмы Николя?
3. Что такое поляроиды?
4. Чем обусловлено вращение плоскости поляризации света в оптически активных веществах?

5. Какие параметры определяют угол поворота плоскости поляризации света?
6. Поясните принцип работы полутеневого поляриметра.
7. В чем основная причина поворота плоскости поляризации оптически активными веществами?

II уровень

1. Зависит ли удельное вращение от длины волны?
2. Будет ли изменяться удельное вращение при изменении агрегатного состояния (жидкость, пар) вещества?
3. В чем суть эффекта Фарадея?
4. Каково назначение анализатора в экспериментальной установке?
5. От чего зависит угол поворота плоскости поляризации в магнитном поле?
6. В чем физическая причина поворота плоскости поляризации при распространении света вдоль магнитного поля в веществе? Почему этого не происходит в вакууме?
7. В чем особенность естественной оптической активности, вызванной действием магнитного поля?

2. КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Краткая теория

Все тела в той или иной степени излучают электромагнитные волны. Излучение (свечение) тел может происходить за счет различных видов энергии. Электромагнитное излучение, возникающее за счет внутренней энергии излучающего тела и зависящее только от температуры и оптических свойств этого тела, называется *тепловым излучением*. Все остальные виды свечения, возбуждаемые за счет любого другого вида энергии, объединяются под общим названием *люминесценция* (хемилюминесценция — за счет энергии, выделяемой при химическом превращении; фотолюминесценция — за счет поглощаемого телом электромагнитного излучения и др.). Тепловое излучение имеет место при любой температуре выше 0 К и характеризуется сплошным спектром, положение максимума которого зависит от температуры: при высоких температурах излучаются преимущественно короткие (видимые и ультрафиолетовые) электромагнитные волны, при низких — длинные (инфракрасные). Если расход энергии тела на тепловое излучение не восполняется за счет подвода к телу теплоты, то его температура понижается, а тепловое излучение уменьшается. Тепловое излучение — единственное излучение, которое может находиться в равновесии с веществом. При равновесии расход энергии тела на тепловое излучение компенсируется за счет такого же количества энергии падающего на него излучения. Такое излучение, называемое *равновесным*, устанавливается в адиабатно замкнутой системе. Например, если нагретое тело поместить внутрь оболочки с идеально отражающими стенками, то с течением времени такая система придет в состояние термодинамического равновесия. Энергия такой системы содержится частично в виде внутренней энергии тела, а частично в виде

энергии излучения. Состояние системы будет равновесным, если с течением времени распределение энергии между телом и излучением не изменяется для каждой длины волны. Равновесное излучение не зависит от материала тел, образующих замкнутую термодинамически равновесную систему. Объемная плотность энергии равновесного излучения и ее распределение по длинам волн являются универсальными функциями температуры.

Основные количественные характеристики теплового излучения

Поток энергии электромагнитного излучения Φ численно равен энергии, излучаемой телом в единицу времени по всем направлениям:

$$\Phi = \frac{dW}{dt}$$

Энергетическая светимость (интегральная испускательная способность) R_T — энергия электромагнитных волн, испускаемых за единицу времени с единицы площади поверхности тела по всем направлениям во всем диапазоне длин волн (от 0 до ∞):

$$R_T = \frac{dW}{dSdt} = \frac{d\Phi}{dS} \quad (2.1)$$

Индекс T указывает на то, что данная величина зависит от температуры тела и определяется при конкретной температуре.

Испускательная способность (спектральная плотность энергетической светимости) $r_{\lambda,T}$, $r_{\nu,T}$ — энергия электромагнитных волн, испускаемых за единицу времени с единицы площади поверхности тела по всем направлениям и приходящаяся на единичный спектральный интервал длин волн или частот:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_T}{d\lambda}, \quad r_{\nu,T} = \frac{dR_T}{d\nu}, \quad r_{\nu,T} = r_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c} \quad (2.2)$$

Индексы λ и ν указывают на то, что данная величина зависит, соответственно, от длины волны или частоты и определяется в достаточно узком интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ или частот от ν до $\nu + d\nu$; c — скорость света.

Энергетическая светимость связана с испускательной способностью также соотношением:

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} \cdot d\lambda = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu \quad (2.3)$$

Поглощательная способность (монохроматический коэффициент поглощения) тела $a_{\lambda,T} = \frac{d\Phi'_{\lambda}}{d\Phi_{\lambda}} \leq 1$, $a_{\nu,T} = \frac{d\Phi'_{\nu}}{d\Phi_{\nu}} \leq 1$ — безразмерная величина, показывающая, какая доля энергии электромагнитных волн, падающих на поверхность тела, соответственно, в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ или частот от ν до $\nu + d\nu$, поглощается им.

Отражательная способность тела $\rho_{\lambda,T} = \frac{d\Phi''_{\lambda}}{d\Phi_{\lambda}} \leq 1$, $\rho_{\nu,T} = \frac{d\Phi''_{\nu}}{d\Phi_{\nu}} \leq 1$ — безразмерная величина, показывающая, какая доля энергии электромагнитных волн, падающих на поверхность тела, соответственно, в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ или частот от ν до $\nu + d\nu$, отражается им.

Связь между поглощательной и отражательной способностями тел, не пропускающих электромагнитное излучение:

$$\rho_{\lambda,T} + a_{\lambda,T} = 1, \rho_{\nu,T} + a_{\nu,T} = 1, \quad (2.4)$$

Абсолютно черное тело — тело, у которого во всем спектральном диапазоне и при любых температурах *поглощательная способность* равна единице $a_{\lambda,T} = 1$, $a_{\nu,T} = 1$.

Серое тело — тело, у которого *поглощательная способность* меньше единицы и не зависит от длины волны (частоты), т. е. одинакова во всем спектральном диапазоне, и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности тела: $a_{\lambda}^{cep} = a^{cep}$,

$$\frac{da_{\lambda}^{cep}}{d\lambda} = 0, a_{\nu}^{cep} = a^{cep}, \frac{da_{\nu}^{cep}}{d\nu} = 0.$$

Законы теплового излучения

Закон Кирхгофа. В 1859 г. Кирхгоф установил связь между испускательной и поглощательной способностями тела.

Отношение испускательной способности тела к его поглощательной способности не зависит от природы тела и равно испус-

кательной способности абсолютно черного тела — $r_{\lambda,T}^$, которая является функцией температуры и длины волны.*

$$\frac{r_{\lambda,T}^1}{a_{\lambda,T}^1} = \frac{r_{\lambda,T}^2}{a_{\lambda,T}^2} = \frac{r_{\lambda,T}^3}{a_{\lambda,T}^3} = \dots = r_{\lambda,T}^*, \quad (2.5)$$

где индексы 1, 2, 3 и т. д. относятся к разным телам.

Экспериментальные кривые зависимости испускательной способности абсолютно черного тела от длины волны для различных температур приведены на рис. 2.1. Функция $r_{\lambda,T}^*$ имеет большое значение в учении о тепловом излучении тел.

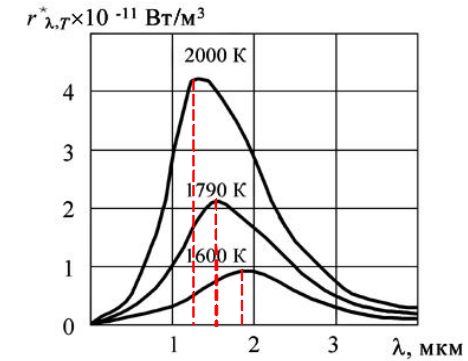


Рис. 2.1. Зависимости испускательной способности абсолютно черного тела от длины волны для различных температур

Как показал Планк (1900 г.), выражение для $r_{\lambda,T}^*$ можно получить, предположив, что излучение испускается не непрерывно, а отдельными порциями — *квантами*.

Энергия квантов равна $h\nu$, где ν — частота колебаний; h — постоянная Планка. Значение постоянной $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Формула Планка. Формула Планка описывает излучение абсолютно черного тела во всем спектральном диапазоне.

$$r_{\lambda,T}^* = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp[hc/(\lambda kT)] - 1}, \quad (2.6)$$

где c — скорость света; k — постоянная Больцмана; T — температура излучающего абсолютно черного тела; h — постоянная Планка.

Закон Стефана–Больцмана. Энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры.

$$R_T^* = \sigma \cdot T^4, \quad (2.7)$$

где σ — постоянная Стефана–Больцмана.

Значение постоянной Стефана–Больцмана $\sigma = 5,6688 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴).

Закон Стефана–Больцмана можно получить, проинтегрировав формулу Планка (2.6) по всем длинам волн.

$$R_T^* = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T}^* d\lambda = \sigma T^4 \quad (2.8)$$

Если тело не является абсолютно черным, то энергетическая светимость такого тела $R_T = A_T \cdot \sigma \cdot T^4$, где A_T — интегральная поглощательная способность. A_T всегда меньше единицы и зависит от природы тела, температуры, состояния поверхности и ряда других факторов.

Закон смещения Вина. Длина волны λ , на которую приходится максимум испускательной способности абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре.

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (2.9)$$

где b — постоянная величина, равная $2,898 \cdot 10^{-3}$ м·К.

Из закона смещения Вина следует, что максимум функции $r_{\lambda,T}^*$ по мере возрастания температуры смещается в область малых длин волн, а при понижении температуры — в область больших длин волн. Таким образом, закон смещения Вина объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел в их спектре начинает преобладать длинноволновое излучение (например, переход от белого каления к красному при остывании металла).

Закон смещения Вина можно получить, если выражение (2.6) исследовать на экстремум: продифференцировать по длине волны

λ , приравнять производную к нулю и определить из полученного уравнения λ .

Оптическая пирометрия

Оптической пирометрией называется совокупность оптических методов измерения температур, основанных на законах теплового излучения. Приборы, применяемые для этого в оптическом диапазоне спектра, называются пирометрами. В зависимости от того, какой закон используется, различают радиационную, яркостную и цветовую температуры.

В радиационных пирометрах регистрируется интегральное (полное) излучение исследуемого тела, а в оптических пирометрах — излучение тела в каком-либо одном или двух узких участках спектра.

Радиационная температура — это такая температура абсолютно черного тела, при которой его энергетическая светимость R_T^* равна энергетической светимости исследуемого тела R_T . При измерении температуры регистрируется интегральное излучение исследуемого тела и по закону Стефана–Больцмана вычисляется его радиационная температура $T_p = \sqrt[4]{\frac{R_T}{\sigma}}$. Радиационная температура

тела $T_p = \sqrt[4]{A_T T}$ меньше истинной, так как интегральная поглощательная способность $A_T < 1$.

Цветовая температура. Испускательная способность серых тел (или тел, близких им по свойствам) $r_{\lambda,T} = A_T r_{\lambda,T}^*$. Так как $A_T = \text{const} < 1$, то при равных температурах распределение энергии в спектре излучения серого тела такое же, как у абсолютно черного тела, поэтому к серым телам применим закон смещения Вина. Определив длину волны λ_{\max} , на которую приходится максимум испускательной способности исследуемого тела, можно определить его температуру $T_{\text{ц}} = \frac{b}{\lambda_{\max}}$, которая называется *цветовой температурой*.

Этим методом впервые была определена температура поверхности Солнца. Максимум энергии солнечного излучения приходится на видимый диапазон $\lambda_{\max} = 0,47$ мкм.

$$T = \frac{b}{\lambda_{\max}} = \frac{0,2898 \cdot 10^{-2}}{0,47 \cdot 10^{-6}} \approx 6160 \text{ К}$$

Для тел, сильно отличающихся по свойствам от серых, понятие цветовой температуры не применимо.

Яркостная температура — это такая температура абсолютно черного тела, при которой для определенной длины волны его испускательная способность равна испускательной способности исследуемого тела, т. е. $r_{\lambda,T} = r_{\lambda,T_a}^*$. Применяя закон Кирхгофа (2.5),

можно записать, что $\frac{r_{\lambda,T_a}^*}{r_{\lambda,T}^*} = a_{\lambda,T}$. Так как поглощательная способ-

ность нечерных тел $a_{\lambda,T} < 1$, то истинная температура исследуемого тела всегда выше яркостной.

Для измерения яркостной температуры обычно используется *пирометр с исчезающей нитью*. Нить пирометра, величина накала которой проградуирована по черному телу, и поверхность исследуемого тела совмещают в фокальной плоскости объектива пирометра. Наблюдение ведется через светофильтр, пропускающий узкую полосу длин волн, обычно в области 660 нм. Изменяя с помощью реостата накал нити, добиваются, чтобы ее яркость сравнилась с яркостью источника. При этом изображение нити становится неразличимым на фоне поверхности исследуемого тела, нить как бы исчезает. По шкале пирометра определяют яркостную температуру. При известных $a_{\lambda,T}$ и λ по яркостной температуре можно определить истинную температуру поверхности исследуемого тела. Используя формулу Планка (2.6), получим:

$$T = \frac{T_a}{1 - \frac{k\lambda T_a}{2\pi ch} \ln a_{\lambda,T}} \quad (2.10)$$

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.5 «ЗАКОНЫ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ПРОВЕРКА ЗАКОНА СМЕЩЕНИЯ ВИНА. ПРОВЕРКА ВЫПОЛНЕНИЯ ЗАКОНА СТЕФАНА–БОЛЬЦМАНА»

Изучите краткую теорию к подразделу «Тепловое излучение», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника.

Задачи работы

- 1) изучить законы теплового излучения;
- 2) освоить методику измерения спектральной зависимости испускательной способности серого тела;
- 3) экспериментально измерить спектральную зависимость испускательной способности серого тела;
- 4) экспериментально подтвердить справедливость закона смещения Вина и закона Стефана–Больцмана.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. Какое излучение называется тепловым?
2. Какое излучение называется равновесным?
3. Перечислите основные характеристики теплового излучения и дайте им определения.
4. Какое тело называется абсолютно черным?
5. Сформулируйте и запишите основные законы теплового излучения абсолютно черного тела.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Лабораторная установка для изучения законов теплового излучения выполнена в виде единого прибора, состоящего из оптико-механического блока, расположенного в левой части прибора под прозрачной крышкой, и электронного блока в правой части. Схема и общий вид лабораторной установки приведены на рис. 2.2 и 2.3 соответственно. Поток излучения от нихромовой спирали 1 проходит через оптический фильтр 4 и после отражения от сферического зер-

кала 5 падает на фотоэлектрический приемник 6. Обработка сигнала осуществляется электронным блоком 7 с цифровым вольтметром, на индикаторе которого высвечивается значение напряжения (U), пропорциональное величине потока излучения. Электропитание установки обеспечивается блоком питания 8. Для увеличения точности измерения: устранения влияния фоновых засветок, уменьшения влияния внутренних шумов фотоприемника и электронных схем, а также для эффективной обработки полезного сигнала — осуществляется модуляция потока излучения с помощью обтюратора 2, который приводится во вращение электродвигателем 3.

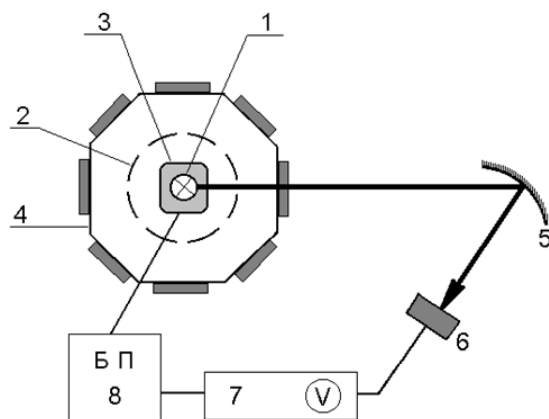


Рис. 2.2. Схема лабораторной установки для изучения законов теплового излучения



Рис. 2.3. Общий вид лабораторной установки для изучения законов теплового излучения

Нихромовый излучатель можно считать серым телом, так как его поглощательная способность практически не зависит от длины волны падающего на него излучения. Вследствие этого форма кривой r_λ (в нашем случае — U_λ) при $T = \text{const}$ должна повторять форму кривой испускательной способности абсолютно черного тела.

В лабораторной установке применяются семь инфракрасных узкополосных интерференционных фильтров, которые позволяют выделить из падающего потока излучения энергию, приходящуюся на узкий спектральный диапазон. Полуширина полосы пропускания применяемых в работе интерференционных фильтров не превышает 2 % от длины волны максимума пропускания. Это позволяет использовать такой фильтр для измерения испускательной способности нагретого тела в узком интервале длин волн. Применяя набор интерференционных фильтров с различными длинами волн, соответствующими максимумам полос пропускания, можно построить по результатам измерения $r_{\lambda,T}$ спектральную кривую излучения нагретого тела. В табл. 2.1 указаны номера фильтров и соответствующие им длины волн максимумов пропускания.

Таблица 2.1.

Длины волн максимумов пропускания фильтров

Номер фильтра	1	2	3	4	5	6	7
λ_{max} , мкм	2,1	2,5	3,2	3,9	4,5	6,2	8,5

Под номером 8 вместо узкополосного фильтра устанавливается нейтральный ослабитель, что позволяет измерить величину U_T , пропорциональную энергетической светимости (интегральной испускательной способности) в интервале длин волн от 2 до 20 мкм.

Излучение нагретого тела, отражаясь от сферического зеркала, падает на фотоприемник, который обладает практически одинаковой чувствительностью в диапазоне длин волн 2–20 мкм. Величина сигнала на выходе фотоприемника пропорциональна величине потока излучения, а следовательно, и величине испускательной способности нагретого тела. Таким образом, показания цифрового индикатора вольтметра, выраженные в вольтах, пропорциональны величине $r_{\lambda,T}$.

Построение кривых U_λ , выполненное для различных температур нагрева спирали излучателя, позволяет осуществить проверку закона смещения Вина и закона Стефана–Больцмана.

По экспериментальным кривым U_λ определяют длины волн, соответствующие максимумам кривых. Используя закон Вина, рассчитывают температуру излучателя по формуле:

$$T_{\text{экс}} = \frac{b}{\lambda_{\text{max}}}, \quad (2.11)$$

где b — постоянная Вина. Затем полученное значение температуры сравнивают с заданным в лабораторной установке.

Для проверки закона Стефана–Больцмана необходимо определить интегральную испускательную способность нагретого тела. С этой целью измеряется пропорциональная $r_{\lambda,T}$ величина — напряжение на фотоприемнике при освещении его чувствительной площадки излучением широкого спектрального диапазона. Для этого вместо узкополосного фильтра устанавливается нейтральный ослабитель. Выполнение соотношения:

$$\frac{U_{T_1}}{(T_1)^4} = \frac{U_{T_2}}{(T_2)^4} = \frac{U_{T_3}}{(T_3)^4}, \quad (2.12)$$

подтверждает справедливость закона Стефана–Больцмана.

Включение лабораторной установки в сеть переменного тока производится нажатием кнопки СЕТЬ. В отжатом положении данной кнопки установка отключается от сети переменного тока.

Для подключения излучателя к источнику тока нажимается одна из кнопок Т3, Т2 или Т1. При нажатии одной из этих кнопок устанавливается определенная температура нагрева спирали излучателя (согласно паспортным данным $T_3 = 630$ К, $T_2 = 740$ К, $T_1 = 900$ К), что фиксируется свечением одного из светодиодов на лицевой панели.

Примечание. Кнопки Т3, Т2, Т1 необходимо включать последовательно друг за другом. Не допускается одновременное нажатие более одной кнопки! Это может привести к неисправности лабораторной установки.

Смена оптических фильтров осуществляется поворотом барабана с фильтрами на фиксированный угол с помощью рукоятки, расположенной над крышкой. Поворот следует производить плавно (по направлению стрелки!) до щелчка, означающего фиксацию положения фильтра. При этом номер установленного фильтра появляется в прямоугольном окне на верхней поверхности прозрачной крышки.

В нажатом положении кнопки МОДУЛЯТОР на электродвигатель 3 подается напряжение. Это приводит к модуляции светового потока источника 1. При нажатии кнопки ДИАПАЗОН показания цифрового индикатора следует увеличить в три раза.

Порядок выполнения работы

1. Включить установку нажатием кнопки СЕТЬ, установить температуру T_3 , нажав кнопку Т3. Выждать 10–15 минут, необходимых для прогрева установки, после чего приступить к выполнению измерений.
2. Поворотом рукоятки блока фильтров по часовой стрелке установить в рабочее положение фильтр №1.
3. Включить двигатель модулятора нажатием кнопки МОДУЛЯТОР и не выключать его до окончания измерений.
4. Снять показания с цифрового индикатора. Если на индикаторе высвечивается 1. (после точки цифры не высвечиваются), то необходимо нажать кнопку ДИАПАЗОН. При этом показания индикатора следует увеличить в три раза.
5. Последовательно меняя фильтры, измерить $U_{\lambda,T}$ и заполнить табл. 2.2. Установить блок фильтров в положение 8. В этом положении вместо узкополосного фильтра устанавливается нейтральный ослабитель, что позволяет измерить величину U_T , пропорциональную энергетической светимости в интервале длин волн от 2 до 20 мкм. Провести не менее трех измерений для каждого фильтра и нейтрального ослабителя. Определить среднее значение $U_{\lambda,T}$ для каждой длины волны и для U_T .

Таблица 2.2.

Измеренные значения $U_{\lambda,T}$ и U_T для температуры T_3

λ_{max} , мкм	2,1	2,5	3,2	3,9	4,5	6,2	8,5	U_T , В
$U_{\lambda,T}$, В	1							
	2							
	3							
Среднее значение								

Примечание. При величине показаний цифрового вольтметра менее 2 В более точными являются показания на диапазоне 1.

6. Произвести измерения, описанные в пунктах 4–5, последовательно для температуры T_2 , нажав кнопку T2, а затем для температуры T_1 . Результаты измерений занести в таблицы, аналогичные табл. 2.2.

Примечание. После перехода к новой температуре выждать 5 минут до начала проведения измерений.

7. Нажатием кнопки МОДУЛЯТОР отключить двигатель от блока питания. Выключить установку нажатием кнопки СЕТЬ.

8. Построить графики зависимости $U_{\lambda,T} = f(\lambda)$ для каждой из трех температур.

9. Проверить справедливость закона смещения Вина.

Определить из зависимости $U_{\lambda,T} = f(\lambda)$ длины волн, соответствующие максимуму данной зависимости для каждой из трех температур.

Вычислить по формуле (2.11) значения температур $T_{1\text{эксп}}$, $T_{2\text{эксп}}$ и $T_{3\text{эксп}}$, определенные из эксперимента, и сравнить их с заданными значениями температур: $T_3 = 630$ К, $T_2 = 740$ К, $T_1 = 900$ К.

Определить отклонения измеренных температур от заданных. Сделать выводы.

10. Проверить выполнение закона Стефана–Больцмана.

Используя экспериментально измеренные значения U_{T_1} , U_{T_2} и U_{T_3} и значения заданных температур излучателя, проверить выполнение соотношения (2.12). Сделать выводы. Оценить погрешность.

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Чем отличается тепловое излучение от других видов излучения?
2. Сформулируйте и запишите закон Кирхгофа для теплового излучения.
3. Сформулируйте и запишите закон Стефана–Больцмана для теплового излучения.
4. Сформулируйте и запишите закон смещения Вина для теплового излучения.
5. Что такое серое тело? Можно ли с использованием серого тела изучать законы теплового излучения?

II уровень

1. Изобразите графически зависимость испускательной способности абсолютно черного тела от длины волны для различных температур. Проанализируйте ход этих кривых.
2. Сформулируйте и запишите основные законы теплового излучения абсолютно черного тела.
3. В чем заключается квантовая гипотеза Планка?
4. Температура печи повысилась от 327 °С до 927 °С. Во сколько раз увеличилась ее энергетическая светимость?
5. Запишите формулы, связывающие энергетическую светимость и спектральную плотность энергетической светимости черного тела.
6. Запишите формулу, связывающую энергетические светимости серого тела и абсолютно черного тела.
7. Объясните принцип работы оптического пирометра.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.6 «ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА–БОЛЬЦМАНА»

Изучите краткую теорию к подразделу «Тепловое излучение», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника.

Задачи работы

- 1) изучить законы теплового излучения;
- 2) освоить методику измерения температуры оптическим пирометром с исчезающей нитью;
- 3) экспериментально измерить температуру исследуемого тела (нити лампы накаливания) оптическим пирометром с исчезающей нитью;
- 4) определить значение постоянной Стефана–Больцмана;
- 5) определить длину волны λ_{max} , на которую приходится максимум испускательной способности нити накаливания для разных температур.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. Какое излучение называется тепловым?
2. Перечислите основные характеристики теплового излучения и дайте им определения.
3. Какое тело называется абсолютно черным?
4. Что такое серое тело?
5. Объясните принцип работы оптического пирометра.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Блок-схема и общий вид лабораторной установки приведены на рис. 2.4 и 2.5 соответственно. Источником теплового излучения служит лампа накаливания Л1, размещенная в кожухе на подставке. Накал нити лампы можно менять, подавая на нее переменное напряжение от источника питания 2. Мощность, потребляемая лам-

пой накаливания, измеряется ваттметром 3. Для измерения температуры нити накала лампы используют пирометр 4.

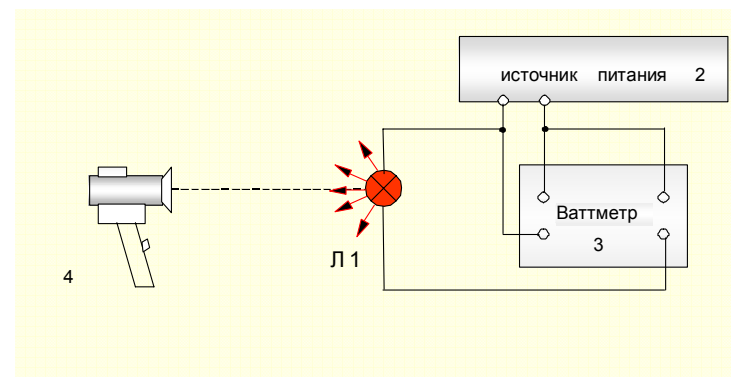


Рис. 2.4. Блок-схема лабораторной установки для изучения законов теплового излучения

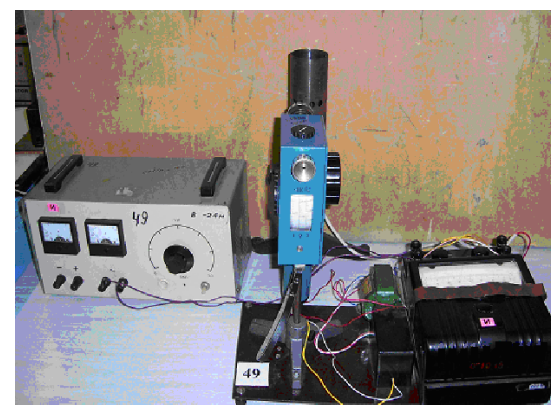


Рис. 2.5. Общий вид лабораторной установки для изучения законов теплового излучения

Оптический пирометр позволяет измерять температуру нагретых тел без непосредственного контакта с ними. Схема оптического пирометра с исчезающей нитью приведена на рис. 2.6.

В фокусе объектива О помещается электрическая лампочка Л с нитью накала. Лампочка включена в электрическую цепь со стабилизированным источником напряжения и реостатом R, с помо-

щью которого изменяется сила тока в цепи и, соответственно, накал нити. Нить лампочки и совмещенное с ней (при помощи объектива) изображение поверхности источника излучения (И) наблюдаются в окуляр (Ок). Наблюдение ведется через светофильтр (Ф), пропускающий узкую полосу длин волн в области 660 нм.

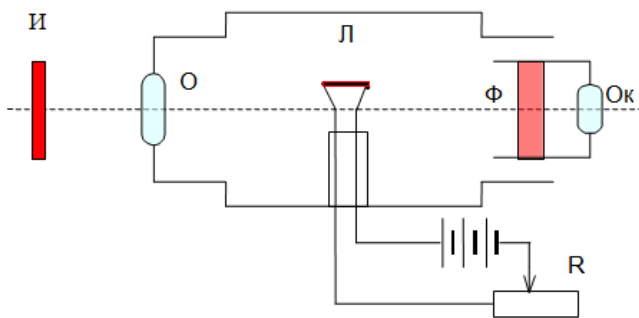


Рис. 2.6. Схема оптического пирометра с исчезающей нитью

Реостатом (R) накал нити лампочки пирометра изменяют так, чтобы нить исчезла на фоне излучающего источника. Таким образом, устанавливается накал нити, при котором ее испускательная способность в области 660 нм совпадает с испускательной способностью излучающего источника.

Предварительно пирометр градуируется по абсолютно черному телу, т. е. устанавливается, при каком сопротивлении реостата (силе тока в нити лампочки или падении напряжения на нити) нить излучает в области 660 нм, как абсолютно черное тело данной температуры. Проградуировав таким образом пирометр, можно, наблюдая абсолютно черный излучатель, определить его температуру непосредственно по показаниям прибора. При определении температуры нечерных тел оптическим пирометром получают не истинную температуру тел, а ту температуру, которую должно иметь абсолютно черное тело для того, чтобы оно испускало то же излучение, что и исследуемое тело (в области пропускания светофильтра). Эту температуру называют *яркостной*. Яркостная температура тела ниже истинной температуры. Истинную температуру можно рассчитать по формуле (2.10), приняв для вольфрама $a_{\lambda,T} = 0,46$, или ум-

ножив значение яркостной температуры на отношение $\frac{\epsilon_{\lambda,T}}{r_{\lambda,T}}$. Величина этого отношения для вольфрама в зависимости от температуры приведена в таблице 2.3.

Таблица 2.3

Множители для определения истинной температуры по измеренной яркостной температуре для вольфрама

$T_{\text{яр}}, \text{K}$	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800
$\frac{\epsilon_{\lambda,T}}{r_{\lambda,T}}$	1,037	1,043	1,046	1,051	1,056	1,060	1,065	1,070	1,074

В оптическом пирометре «Проминь5» сопротивление реостата изменяют, вращая маховик, расположенный с правой стороны прибора. Маховик связан с барабаном, на боковой поверхности которого нанесена температурная шкала в диапазоне от 800 до 5500 °С, разбитая на три поддиапазона I, II и III. Переключатель поддиапазонов расположен на верхней стороне прибора. Отсчет температуры производится по указателю, нанесенному на прозрачном окне, расположенном на задней стороне прибора.

Для измерения температуры пирометр наводят на исследуемый объект. Наблюдение ведут глазом через окуляр, предварительно установив переключателем, расположенным на окуляре, красный светофильтр. Вращая объектив, добиваются четкого изображения объекта. Затем, вращая маховик реостата, добиваются исчезновения нити на фоне объекта и снимают отсчет температуры по шкале пирометра.

Порядок выполнения работы

1. Включить источник питания и подать на лампу накаливания, температура нити накала которой определяется в данной работе, мощность, равную 10 Вт.

2. Оптическим пирометром измерить яркостную температуру $t_{\text{яр}} \text{ } ^\circ\text{C}$ нити накаливания и выразить ее в абсолютной шкале температур $T_{\text{яр}} = (t_{\text{яр}} + 273) \text{ K}$. По таблице 2.3 определить отношение $\frac{\epsilon_{\lambda,T}}{r_{\lambda,T}}$

для данной температуры и найти истинную температуру T . Результаты измерений занести в таблицу 2.4.

Таблица 2.4

Результаты измерений и вычислений

№ п/п	P , Вт	$t_{\text{гр}}$, °С	$T_{\text{гр}}$, К	T , К	σ ,	$\Delta\sigma$,	λ_{max} ,
1	10						
2	20						
3	30						
4	40						
5	50						
Среднее значение							

3. Выполнить пункты 1–2, подавая на лампу мощность 20, 30, 40, 50 Вт.

4. Определить постоянную Стефана–Больцмана.

Так как энергия, потребляемая лампой, почти полностью расходуется на излучение, то потребляемая лампой мощность P , поверхность нити накала S , интегральная поглощательная способность A_T и энергетическая светимость R_T связаны соотношением $P = R_T \cdot S = A_T \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot S$, откуда постоянная Стефана–Больцмана:

$$\sigma = \frac{P}{A_T \cdot S \cdot T^4}$$

Вычислить по этой формуле постоянную Стефана–Больцмана для всех измерений, найти ее среднее значение и абсолютную погрешность измерения. Значения S и A_T приведены в дополнении к работе.

5. Используя закон смещения Вина (2.9), найти длину волны λ_{max} , на которую приходится максимум испускательной способности нити лампы накаливания для экспериментально определенных температур. Значения λ_{max} занести в таблицу 2.4.

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Чем отличается тепловое излучение от других видов излучения?

2. Сформулируйте и запишите закон Кирхгофа для теплового излучения.

3. Сформулируйте и запишите закон Стефана–Больцмана для теплового излучения.

4. Сформулируйте и запишите закон смещения Вина для теплового излучения.

5. Что такое серое тело? Можно ли с использованием серого тела изучать законы теплового излучения?

II уровень

1. Изобразите графически зависимость испускательной способности абсолютно черного тела от длины волны для различных температур. Проанализируйте ход этих кривых.

2. Сформулируйте и запишите основные законы теплового излучения абсолютно черного тела.

3. В чем заключается квантовая гипотеза Планка?

4. Температура печи повысилась от 327 °С до 927 °С. Во сколько раз увеличилась ее энергетическая светимость?

5. Запишите формулы, связывающие энергетическую светимость и спектральную плотность энергетической светимости черного тела.

6. Запишите формулу, связывающую энергетические светимости серого тела и абсолютно черного тела.

7. Объясните принцип работы оптического пирометра.

8. Какая температура измеряется оптическим пирометром?

2.2. ВНЕШНИЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Краткая теория

Среди явлений, в которых при взаимодействии света с веществом проявляется квантовый характер поглощения света, очень важным является фотоэффект. Кроме того, из всех квантово-оптических явлений фотоэффект используется наиболее широко. Внешний фотоэффект применяется в вакуумных и газонаполненных фотоэлементах, в фотоумножителях, в электронно-оптических преобразователях, используемых в различных областях науки и техники: в автоматике, телемеханике, измерительной технике. Фотоэлементы всех типов находят широкое применение в производстве для управления технологическими процессами, в сигнализации, для ограждения и блокировки движущихся частей механизмов и машин.

Внешним фотоэффектом называется явление испускания электронов веществом под действием электромагнитного излучения.

Внешний фотоэффект наблюдается в газах на отдельных атомах и молекулах (фотоионизация), в атомных ядрах (фотоядерные реакции) и в конденсированных средах. Наиболее детально разработанная теория фотоэмиссии из металлов. Обнаружил и описал внешний фотоэффект из металлов Герц в 1886–1887 гг. Систематическое исследование внешнего фотоэффекта немногим более года спустя после работ Герца было проведено профессором Московского университета А. Г. Столетовым. Его экспериментальные исследования были продолжены П. И. Лукирским и С. С. Прилежаевым. Экспериментально установлены следующие *законы внешнего фотоэффекта*.

1. Сила фототока насыщения, а следовательно, и количество фотоэлектронов, вылетающих в единицу времени с единицы поверхности вещества, прямо пропорциональны интенсивности падающего излучения, если его спектральный состав остается неизменным.

2. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты падающего монохроматического излучения и не зависит от его интенсивности.

3. Для каждого вещества существует минимальная частота ν_0 (максимальная длина волны λ_0), называемая *красной границей фотоэффекта*.

фотоэффекта. Если частота падающего электромагнитного излучения меньше ν_0 , фотоэффект не наблюдается.

Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта

В 1905 г. А. Эйнштейн объяснил экспериментальные закономерности фотоэффекта на основе гипотезы световых квантов. Эйнштейн развил идеи Планка о квантовом характере излучения. Он предположил, что процесс поглощения света веществом можно рассматривать как взаимодействие отдельных квантов излучения (фотонов) с электронами вещества. В результате такого взаимодействия энергия кванта только целиком может перейти к электрону — электрон поглощает фотон.

Рассмотрим более подробно фотоэффект с поверхности металлов. Пусть на поверхность металла падает квант света. Если его энергия передается электрону в металле, то часть этой энергии электрон затратит на преодоление потенциального барьера, существующего вблизи поверхности металла. Величина этого барьера определяется работой выхода электронов из металла. Оставшаяся часть энергии кванта используется на сообщение кинетической энергии электрону, покинувшему металл. Заметим, что не каждый поглощенный фотон приводит к освобождению электрона. Эффективность выбивания электронов характеризуется квантовым выходом — величиной, равной отношению числа фотоэлектронов к числу поглощенных фотонов, которая, как правило, меньше единицы.

Используя закон сохранения энергии и предполагая, что каждый электрон поглощает один фотон, можно найти максимальную кинетическую энергию электронов, вылетевших из металла при освещении его поверхности монохроматическим светом частоты ν :

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = h\nu - A_{\text{вых}} \quad (2.13)$$

Данное уравнение получило название *уравнения Эйнштейна*.

Исходя из этого уравнения, можно объяснить указанные выше основные закономерности внешнего фотоэффекта.

Так как каждый электрон испускается в результате поглощения одного фотона, то общее число фотоэлектронов, испускаемых за единицу времени, пропорционально числу фотонов, падающих

за то же время на поверхность вещества. Но число фотонов пропорционально потоку излучения Φ , следовательно, фототок насыщения пропорционален интенсивности падающего излучения.

Поскольку для каждого вещества $A_{\text{вых}} = \text{const}$, то максимальная кинетическая энергия испускаемых фотоэлектронов определяется только частотой излучения и не зависит от его интенсивности.

Из соотношения (2.13) следует, что существует некоторая минимальная частота падающего на металл излучения, при которой еще возможен фотоэффект. Она определяется соотношением:

$$\nu_0 = \frac{A_{\text{вых}}}{h} \quad (2.14)$$

Частота ν_0 получила название *красной границы фотоэффекта*. Красная граница фотоэффекта различна для различных металлов и так же, как и работа выхода, существенно зависит от химической природы вещества и состояния его поверхности. Граница фотоэффекта с малой работой выхода (щелочные металлы) лежит в видимой области спектра, а для металлов с большой работой выхода (серебро, платина и др.) — в ультрафиолетовой области.

Рассмотренный процесс фотоэмиссии справедлив только для светового потока небольшой мощности, когда взаимодействие излучения с веществом носит линейный характер. При освещении поверхности металла мощным лазерным источником света возможно поглощение одним электроном двух или нескольких фотонов. При этом красная граница фотоэффекта сдвигается в область более длинных волн и зависит от интенсивности светового потока (многофотонный фотоэффект).

Вольтамперная характеристика фотоэффекта. Ток насыщения. Задерживающее напряжение

Вольтамперной характеристикой называется зависимость фототока i_{Φ} от напряжения U на электродах фотоэлемента при постоянном световом потоке $\Phi = \text{const}$.

На рис. 2.7 представлены вольтамперные характеристики, полученные для двух значений светового потока Φ ($\Phi_2 > \Phi_1$) при облучении монохроматическим светом ($\nu = \text{const}$). Если на анод фотоэлемента подано достаточно большое положительное напряжение,

то все вылетевшие из катода электроны достигнут анода, и фототок будет иметь максимальное значение для данного светового потока. Этот ток называется *фототоком насыщения*.

С уменьшением положительного напряжения на аноде уменьшается анодный ток, так как не все электроны, вылетевшие с катода, достигнут анода. Если подать отрицательное напряжение на анод ($U < 0$), то с увеличением напряжения (по абсолютной величине) фототок будет уменьшаться и при напряжении U_3 станет равным нулю. Напряжение U_3 , при котором фототок равен нулю, называют *задерживающим напряжением*.

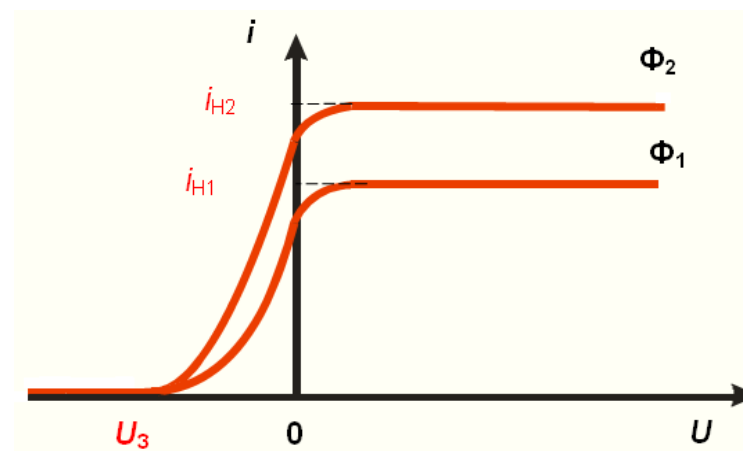


Рис. 2.7. Вольтамперная характеристика

Постепенное уменьшение фототока показывает, что фотоэлектроны обладают различными энергиями. При напряжении U_3 задерживаются все фотоэлектроны. Следовательно, определив задерживающий потенциал, можно вычислить максимальную энергию фотоэлектронов:

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\text{max}} = eU_3 \quad (2.15)$$

Определим потенциал выхода электрона из металла как отношение: $\varphi_{\text{вых}} = \frac{A_{\text{вых}}}{e}$.

Тогда из уравнения Эйнштейна (2.13) получим:

$$eU_3 = h\nu - e\varphi_{\text{вых}}, \text{ или } U_3 = \frac{h\nu}{e} - \varphi_{\text{вых}} \quad (2.16)$$

Следовательно, задерживающий потенциал линейно зависит от частоты света, падающего на фотоэлемент. Если найти экспериментальную зависимость U_3 от частоты, то из графика этой зависимости можно определить постоянную Планка и работу выхода электрона. Экспериментальная проверка этой зависимости впервые произведена Р. Э. Милликеном и подтверждена П. И. Лукирским и С. С. Прилежаевым.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.7 «ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТОВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОЭЛЕМЕНТА»

Изучите краткую теорию к подразделу «Внешний фотоэлектрический эффект», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника.

Задачи работы

- 1) изучить явление внешнего фотоэффекта;
- 2) исследовать зависимость фототока насыщения от величины светового потока;
- 3) определить интегральную чувствительность фотоэлемента.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. В чем заключается явление внешнего фотоэффекта?
2. Сформулируйте экспериментально установленные основные законы внешнего фотоэффекта.
3. Что такое красная граница фотоэффекта?
4. Что такое задерживающая разность потенциалов? От чего она зависит?
5. Что такое световая характеристика фотоэлемента?

Описание лабораторной установки и методики измерений

В данной работе явление внешнего фотоэффекта изучается с помощью промышленного фотоэлемента СЦВ–3. Этот фотоэлемент представляет собой герметично закрытый стеклянный сферический баллон, из которого выкачан воздух. На одну половину внутренней поверхности баллона нанесен тонкий слой соединения Cs_3Sb . Этот слой и служит фотокатодом (К), обладающим малой работой выхода для электронов и, следовательно, обеспечивающим нахождение красной границы фотоэффекта в видимой части спектра. Металлический анод (А) фотоэлемента имеет форму сферы и расположен в центральной части баллона.

Простейшая схема включения фотоэлемента приведена на рис. 2.8.

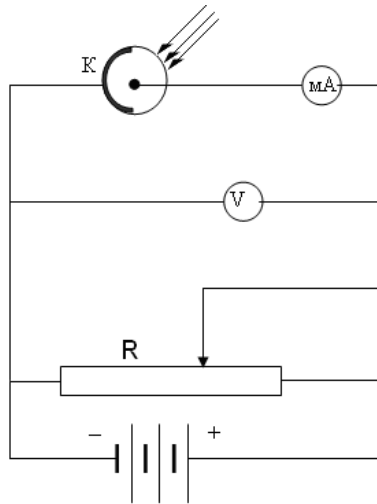


Рис. 2.8. Схема включения фотоэлемента

При освещении фотокатода в цепи фотоэлемента возникает электрический ток, который можно измерить миллиамперметром (мА). Напряжение U между анодом и катодом измеряется вольтметром (V) и может изменяться потенциометром R.

Общий вид лабораторной установки приведен на рис. 2.9.

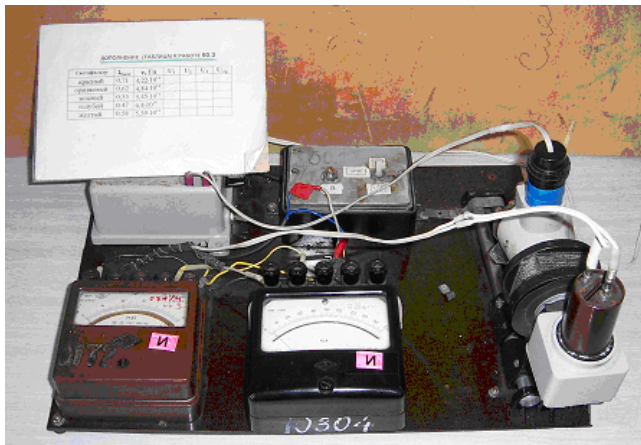


Рис. 2.9. Лабораторная установка для изучения явления внешнего фотоэффекта

Основными характеристиками фотоэлемента являются световая и вольтамперная.

Световой характеристикой называется зависимость фототока i_Φ от величины светового потока Φ при постоянном напряжении U на электродах фотоэлемента.

Световая характеристика снимается при напряжении U , соответствующем фототоку насыщения. При постоянном U величина фототока i_Φ должна быть прямо пропорциональна потоку световой энергии Φ , падающему на катод:

$$i_\Phi = k \cdot \Phi, \quad (2.17)$$

где k — интегральная чувствительность фотоэлемента, мкА/лм. *Интегральная чувствительность* фотоэлемента — это величина фототока, который дает фотоэлемент при освещении его белым светом при световом потоке в 1 лм.

В реальных фотоэлементах линейная зависимость $i_\Phi = f(\Phi)$ при $U = \text{const}$ может быть искажена рядом побочных явлений.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с установкой и, не включая ее, проверить правильность собранной схемы. Определить цену деления вольтметра, а также микроамперметра при постановке выключателя ШУНТ в положениях I = 1:1 и II = 10:1.
2. Расположить лампочку осветителя на минимальном расстоянии от фотоэлемента.
3. Установить выключатель ШУНТ в положение I или II, включить тумблер СЕТЬ и потенциометром R установить максимальное напряжение на вольтметре (по указанию преподавателя).
4. Измерить величину фототока, изменяя расстояние между осветителем и фотоэлементом каждый раз на 2 см от минимального значения до максимального, а затем в обратном направлении (на тех же расстояниях). Данные занести в таблицу 2.5.

5. По формулам рассчитать световой поток $\Phi = \frac{IS}{R^2}$ и интеграль-

ную чувствительность $k = \frac{i_\Phi}{\Phi}$, где S — площадь светочувствительного слоя фотокатода; I — сила света лампочки осветителя (указаны в таблице к установке).

Таблица 2.5

Результаты измерений и вычислений

Напряжение $U_{\max} =$					
Расстояние r , см	Фототок i_f , мкА			Световой поток Φ , лм	Интегральная чувствитель- ность k , мкА/лм
	При увеличении расстояния	При уменьшении расстояния	Среднее значение		
8					
10					
...					
...					
20					

6. Построить график световой характеристики фотоэлемента.

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Какие закономерности фотоэффекта нельзя объяснить с точки зрения волновой теории света?
2. Что такое работа выхода электрона из вещества? В каких единицах она измеряется и от чего зависит?
3. Как связана красная граница фотоэффекта с работой выхода электрона?
4. В чем состоит квантовая гипотеза Планка и ее обобщение Эйнштейном?
5. Что называется интегральной чувствительностью фотоэлемента?
6. Как рассчитывается в данной работе световой поток, падающий на фотоэлемент?

II уровень

1. Нарисовать принципиальную схему для изучения внешнего фотоэффекта и объяснить ее.
2. Объяснить зависимость фототока насыщения от величины светового потока.
3. Чем объяснить наличие фототока насыщения у вакуумных фотоэлементов?

4. Проанализировать зависимость фототока от разности потенциалов между электродами фотоэлемента при внешнем фотоэффекте.

5. Записать уравнение Эйнштейна и на его основе объяснить основные законы фотоэффекта.

6. В чем состоит метод определения постоянной Планка, основанный на внешнем фотоэффекте?

7. Перечислить устройства, основанные на внешнем фотоэффекте.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.8 ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЗАДЕРЖИВАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ ОТ ЧАСТОТЫ ПАДАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА

Изучите краткую теорию к подразделу «Внешний фотоэлектрический эффект», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника

Задачи работы

- 1) изучить явление внешнего фотоэффекта;
- 2) определить величину задерживающего потенциала U_3 для разных частот падающего на фотокатод света, построить график $U_3 = f(\nu)$;
- 3) определить постоянную Планка, красную границу для данного фотокатода и вычислить работу выхода электрона из катода.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. В чем заключается явление внешнего фотоэффекта?
2. Сформулируйте экспериментально установленные основные законы внешнего фотоэффекта.
3. Что такое красная граница фотоэффекта?
4. Что такое задерживающая разность потенциалов? От чего она зависит?
5. Что такое световая характеристика фотоэлемента?

Описание лабораторной установки и методики измерений

Общий вид лабораторной установки показан на рис. 2.10, электрическая схема приведена в дополнении к работе, находящемся на рабочем месте.

Описание вольтамперной характеристики см. в п. «Вольтамперная характеристика фотоэффекта. Ток насыщения. Задерживающее напряжение». Из формулы (2.16) видно, что задерживающее напряжение линейно зависит от частоты света, падающего

на фотоэлемент. Если найти экспериментальную зависимость U_3 от частоты (рис. 2.11), то из графика зависимости $U_3 = f(\nu)$ можно определить постоянную Планка и работу выхода электрона.

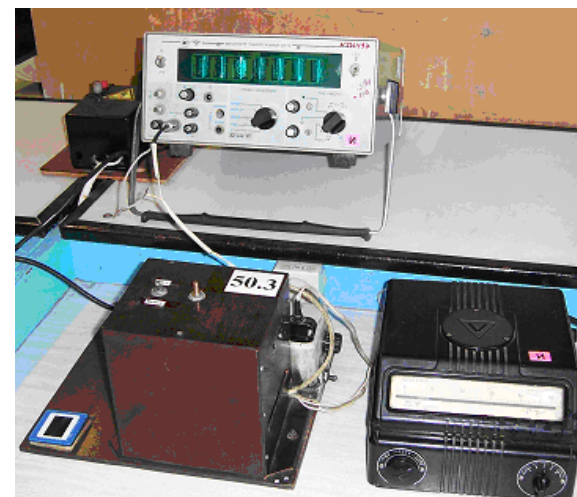


Рис. 2.10. Общий вид лабораторной установки для изучения внешнего фотоэффекта

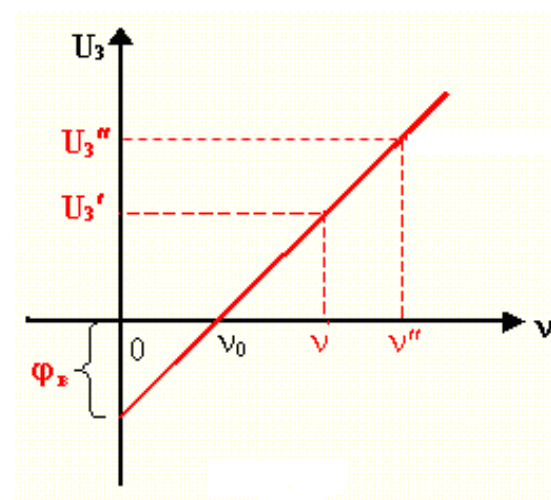


Рис. 2.11. Зависимость задерживающего напряжения от частоты света

Для любой пары точек, находящихся на прямой $U_3 = f(\nu)$ и имеющих частоты ν' и ν'' , соответственно, можно записать:

$$U_3' = \frac{h}{e}\nu' - \varphi_{\text{вых}} \quad \text{и} \quad U_3'' = \frac{h}{e}\nu'' - \varphi_{\text{вых}}, \quad \text{откуда:}$$

$$h = \frac{e(U_3'' - U_3')}{\nu'' - \nu'} \quad (2.18)$$

Зная e и подставляя значения задерживающих напряжений и соответствующих им частот, взятых из экспериментальной зависимости $U_3 = f(\nu)$, можно вычислить постоянную Планка.

Для красной границы фотоэффекта ν_0 максимальная скорость электронов равна нулю, задерживающее напряжение U_3 равно нулю. Поэтому ν_0 определяется точкой пересечения прямой $U_3 = f(\nu)$ с осью частот (рис. 2.11). Отрезок $\varphi_{\text{в}}$, отсекаемый продолжением прямой на оси U_3 , равен потенциалу выхода из вещества, из которого сделан фотокатод. Работа выхода электрона из исследуемого фотокатода $A_{\text{вых}} = e\varphi_{\text{в}}$. По красной границе также можно определить работу выхода, т. к. $h\nu_0 = A_{\text{вых}}$.

Порядок выполнения работы

1. Включить тумблер СЕТЬ вольтметра.
2. Установить ручку потенциометра R_2 в крайнее положение против часовой стрелки.
3. Включить осветительную лампочку и отрегулировать яркость свечения лампочки-осветителя.
4. Установить светофильтр заданного цвета против фотоэлемента.
5. Потенциометром R_2 установить напряжение, равное 0. При этом на микроамперметре будет некоторое значение фототока. В процессе измерения (при необходимости) можно изменять пределы измерения на микроамперметре.
6. Подавая отрицательное напряжение, увеличивать его до тех пор, пока ток в фотоэлементе не упадет до 0, при этом $U = U_3$.
7. Аналогичные измерения произвести с различными светофильтрами и результаты занести в таблицу 2.6.

Результаты измерений

Светофильтр	λ , мкм	ν , Гц	U_{31}	U_{32}	U_{33}	$U_{3\text{ср}}$
красный	0,71	$4,22 \cdot 10^{14}$				
желтый	0,58	$5,39 \cdot 10^{14}$				
зеленый	0,55	$5,45 \cdot 10^{14}$				
голубой	0,47	$6,40 \cdot 10^{14}$				

8. По данным таблицы построить график функции $U_3 = f(\nu)$. Пределы изменения ν на графике принять от $4,0 \cdot 10^{14}$ Гц до $7,0 \cdot 10^{14}$ Гц и U_3 от 0 до 1 В. Провести через экспериментальные точки прямую линию так, чтобы она занимала среднее положение между точками.

9. Выбрать два значения U_3' и U_3'' и соответствующие им значения ν' и ν'' и вычислить постоянную Планка h по формуле (2.8).

10. Определить по графику красную границу фотоэффекта ν_0 для данного фотоэлемента.

11. По частоте ν_0 и рассчитанному значению h вычислить работу выхода из исследуемого фотокатода в Джоулях и электрон-вольтах.

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Какие закономерности фотоэффекта нельзя объяснить с точки зрения волновой теории света?
2. Что такое работа выхода электрона из вещества? В каких единицах она измеряется и от чего зависит?
3. Как связана красная граница фотоэффекта с работой выхода электрона?
4. В чем состоит квантовая гипотеза Планка и ее обобщение Эйнштейном?
5. Что называется интегральной чувствительностью фотоэлемента?

II уровень

1. Нарисовать принципиальную схему для изучения внешнего фотоэффекта и объяснить ее.

2. Объяснить зависимость фототока насыщения от величины светового потока.

3. Чем объяснить наличие фототока насыщения у вакуумных фотоэлементов?

4. Проанализировать зависимость фототока от разности потенциалов между электродами фотоэлемента при внешнем фотоэффекте.

5. Записать уравнение Эйнштейна и на его основе объяснить основные законы фотоэффекта.

6. В чем состоит метод определения постоянной Планка, основанный на внешнем фотоэффекте?

7. Перечислить устройства, основанные на внешнем фотоэффекте.

2.3. ИЗУЧЕНИЕ ЛИНЕЙЧАТЫХ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ

Краткая теория

Спектр атома водорода

Спектр атома водорода состоит из отдельных спектральных линий, которые объединены в группы, называемые сериями (рис. 2.12). Частота любой спектральной линии в каждой серии спектра водорода определяется обобщенной формулой Бальмера, полученной экспериментально:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad n_2 > n_1, \quad (2.19)$$

где $R = 1,09737315 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ — постоянная Ридберга; n_1 и n_2 — целые числа.

Линии, частота которых определяется одним и тем же значением n_1 , но разными n_2 , принадлежат к одной серии (для серии Лаймана $n_1 = 1$, Бальмера — 2, Пашена — 3, Брэкета — 4, Пфунда — 5, Хемфри — 6). Для каждой серии $n_2 = n_1 + 1, n_1 + 2, n_1 + 3$ и т. д. Линия, соответствующая $n_2 = n_1 + 1$, называется *головной линией серии*, а линия, соответствующая $n_2 = \infty$, называется *границей серии*.

Линии серии Лаймана расположены в ультрафиолетовой ($\lambda < 400 \text{ нм}$), некоторые линии серии Бальмера — в видимой ($\lambda = 400\text{--}760 \text{ нм}$), а линии остальных серий — в инфракрасной ($\lambda > 760 \text{ нм}$) областях спектра.

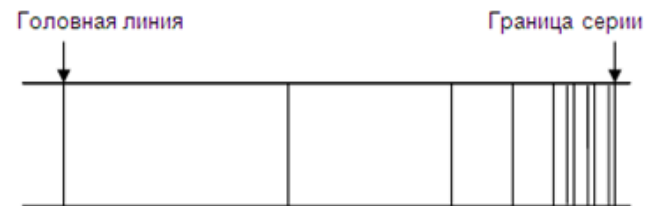


Рис. 2.12. Спектр атома водорода

Атом водорода и его спектр по теории Бора

В 1912 г. Резерфорд, пользуясь результатами опытов по рассеянию α -частиц веществом, предложил ядерную модель атома. Однако эта модель в сочетании с классической механикой и электродинамикой оказалась неспособной объяснить устойчивость атома и его спектр. Поэтому Бор ввел некоторые ограничения на возможные состояния электронов в атоме, которые представляют собой постулаты теории.

Согласно **первому постулату Бора**, атомы могут находиться только в определенных стационарных состояниях, которым соответствует дискретный (прерывный) ряд значений энергии атома. Находясь в стационарном состоянии, атом не излучает и не поглощает энергию. Стационарным состояниям соответствуют электронные орбиты, для которых момент импульса электрона (орбитальный момент) кратен величине $\frac{h}{2\pi}$, т. е.:

$$L = mvr_n = \frac{n \cdot h}{2\pi}, \quad (2.20)$$

где m — масса электрона; v — скорость электрона; r_n — радиус орбиты; h — постоянная Планка; n — целое число, называемое главным квантовым числом. Первый постулат Бора (постулат о дискретности стационарных состояний электронов) противоречит законам классической электродинамики, согласно которым электрон, движущийся по круговой орбите и, следовательно, обладающий ускорением, должен излучать электромагнитные волны.

Второй постулат Бора (условие частот Бора) утверждает, что при переходе атома из одного состояния в другое испускается или поглощается квант излучения частотой ν , равной:

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad (2.21)$$

где E_1 и E_2 — энергии двух стационарных состояний атома. При $E_2 > E_1$ происходит излучение кванта, при $E_2 < E_1$ — его поглощение.

Квантовые постулаты Бора нашли экспериментальное подтверждение в опытах Франка и Герца.

Схематически атом водорода представляет собой систему из одного протона (ядро атома) и одного электрона. Ядро можно считать неподвижным, так как его масса в 1840 раз меньше массы электрона. Для простоты предположим, что движение электрона в атоме водорода происходит по круговой орбите под действием кулоновской силы притяжения к ядру, играющей роль центростремительной силы. Следовательно:

$$\frac{mv^2}{r_n} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} \rightarrow \frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} \quad (2.22)$$

Из (2.20) и (2.22) получаем значение радиуса r орбиты:

$$r_n = \epsilon_0 h^2 \frac{n^2}{\pi m e^2} = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m e^2} \cdot n^2, \text{ где } \hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (2.23)$$

Так как полная энергия электрона E равна сумме кинетической E_K и потенциальной E_{II} энергий в поле ядра, то:

$$E = E_K + E_{II} = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} \quad (2.24)$$

Подставив в (2.24) значение радиуса из (2.23), получим:

$$E_n = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{A}{n^2}, \text{ где } A = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \quad (2.25)$$

Формула (2.25) выражает энергию стационарного состояния атома водорода. Следовательно, при переходе атома из одного стационарного состояния в другое будет излучаться или поглощаться квант излучения частотой ν , равной:

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = \frac{A}{h} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (2.26)$$

Выражение (2.26) в теории Бора совпадает с соотношением (2.19), полученным экспериментально, причем постоянная Ридберга:

$$R = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} = \frac{A}{h}, \quad A = Rh = 13,6 \text{ эВ}$$

Теория Бора, прекрасно объяснив частоты линий в спектре водорода, не смогла объяснить их интенсивностей. Это обусловлено тем, что данная теория логически не последовательна. Поэтому она явилась переходным этапом на пути к созданию последовательной квантово-механической теории атомных явлений.

Атом водорода в квантовой механике

Весьма полезной в развитии квантовой теории атомных явлений оказалась гипотеза *Луи де-Бройля*, согласно которой частицам вещества присущи волновые свойства, при этом длина волны λ , соответствующая частице массой m , движущейся со скоростью v , определяется формулой $\lambda = \frac{h}{mv}$.

В дальнейшем гипотеза де Бройля была подтверждена экспериментально и послужила основой новой механики, учитывающей как корпускулярные, так и волновые свойства частиц и получившей название *волновой, или квантовой, механики*. Основным уравнением квантовой механики, определяющим волновую функцию $\psi(\vec{r})$, является *уравнение Шредингера*, которое для стационарных состояний (не зависящих от времени) имеет вид:

$$\Delta\psi + \left[\frac{8\pi^2m}{h^2}(E - U) \right] \psi = 0, \quad (2.27)$$

где Δ — оператор Лапласа ($\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$), составленный из вторых частных производных; U — потенциальная, а E — полная энергии частицы.

Физический смысл имеет не сама функция $\psi(\vec{r})$, а квадрат ее модуля, т. е. $|\psi^2|$, который трактуется как плотность вероятности. В связи с этим величина $|\psi^2|dv$ определяет вероятность того, что частица окажется в элементе объема dv . Таким образом, определив волновую функцию ψ , можно найти вероятность нахождения частицы в любой области пространства.

Так как плотность вероятности должна быть однозначной функцией и во всем пространстве не обращаться в бесконечность, то и волновая функция ψ должна быть однозначной, конечной и непре-

рывной во всей рассматриваемой области пространства. Это требование приводит к тому, что уравнение Шредингера имеет решение не при любых значениях энергии E , а только при некоторых. В частности, уравнение Шредингера в применении к атому водорода имеет однозначные, конечные и непрерывные решения только при значениях энергии, удовлетворяющих (2.25), а число $n = 1, 2, \dots$ называется *главным квантовым числом*. Таким образом, из уравнения Шредингера без каких-либо дополнительных требований вытекает, что атом водорода может находиться в определенных стационарных состояниях, энергия которых определяется формулой (2.25).

На основании формулы (2.25) можно построить диаграмму уровней энергии атома водорода (рис. 2.13). Стрелками на рис. 2.13 указаны переходы, в результате которых в спектре атомарного водорода появляются линии, принадлежащие к сериям Лаймана, Бальмера и Пашена. Серию образуют линии, возникающие вследствие квантовых переходов на общий нижний энергетический уровень со всех более высоких уровней. Слева указаны соответствующие значения главного квантового числа n . Энергетическое состояние, которому соответствует $n = 1$ и, следовательно, наименьшее значение энергии атома E_1 , называется *основным (нормальным) состоянием*, а остальные — *возбужденными*. При возрастании n расстояние между соседними уровнями уменьшается, а энергия $E_n \rightarrow 0$. Знак минус в формуле (2.25) показывает, что электрон связан в атоме силой притяжения к ядру, поэтому абсолютное значение E_n можно считать энергией связи электрона в атоме, находящемся в состоянии n . Значению $n = \infty$ соответствует состояние, в котором электрон бесконечно удалён от ядра и не связан с последним. Поэтому изменение энергии при переходе атома из состояния $n = 1$ в состояние $n = \infty$ равно $E_1 - E_\infty = -hv_{1\infty} = -Rh$. Следовательно, энергия, которую нужно затратить для того, чтобы электрон, находящийся в основном состоянии, удалить из атома, называемая *энергией ионизации атома водорода*, определяется формулой:

$$E_i = |E_1 - E_\infty| = hv_{1\infty} = Rh = A = 13,6 \text{ эВ} \quad (2.28)$$

Таким образом, энергетическая постоянная A характеризует энергию ионизации атома.

Энергия ионизации связана с потенциалом ионизации ϕ_i : $E_i = e\phi_i$. Потенциал ионизации атома водорода $\phi_i = 13,6$ эВ. Минимальная энергия, необходимая для возбуждения атома водорода, есть та энергия, которую необходимо затратить для перевода электрона

с первого (основного) энергетического уровня на второй. Первый потенциал возбуждения водорода $\varphi_1 = 10,2$ В.

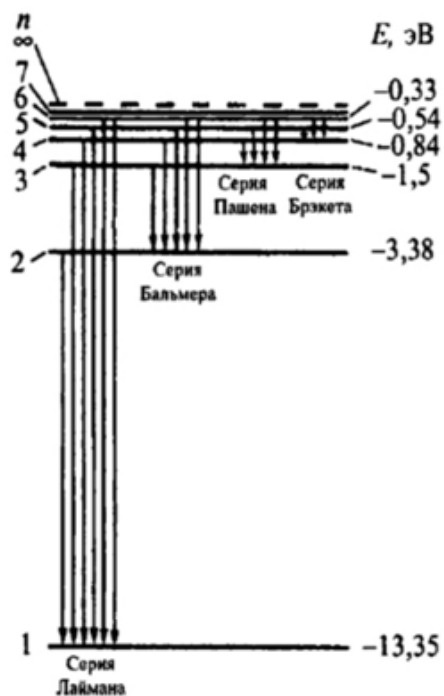


Рис. 2.13. Диаграмма уровней энергии атома водорода

Оптические спектры

Оптические спектры атомов (спектры испускания и поглощения) в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях обусловлены переходами между энергетическими уровнями внешних валентных электронов (оптических электронов). Спектр водорода является наиболее простым. С увеличением числа электронов в атоме происходит усложнение спектров. Последнее обусловлено взаимодействием оптических электронов не только с ядром, но и между собой, а также с электронами внутренних слоев. При этом каждый атом имеет характерный, только ему присущий спектр, определяемый строением атома (набором энергетических уровней).

Наличие однозначной связи между спектрами испускания (поглощения) атомов и их строением (химической индивидуальностью) является основой *качественного спектрального анализа*.

Следовательно, метод качественного спектрального анализа сводится к нахождению характерных для данного элемента спектральных линий и точному определению длины световой волны этих линий. Найдя характерные линии некоторого элемента в спектре какой-то смеси веществ, можно утверждать, что данный элемент присутствует в данной смеси.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.9 «ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА»

Изучите краткую теорию к подразделу «Изучение линейчатых оптических спектров», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника.

Задачи работы

- 1) выполнить градуировку монохроматора;
- 2) изучить спектр водорода и определить постоянную Ридберга;
- 3) построить диаграмму уровней энергии атома.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. Что представляют собой атомные спектры?
2. Что такое серия спектральных линий?
3. Какие серии спектральных линий наблюдаются в спектре водорода?
4. Что понимают под головной линией и границей серии?
5. Сформулируйте постулаты Бора.

Описание лабораторной установки и методики измерения

Для работы в видимой области спектра используется *универсальный монохроматор со стеклянной оптикой УМ-2*.

Оптическая схема и общий вид монохроматора изображены на рис. 2.14 и 2.15 соответственно. Схема включает в себя коллиматор, состоящий из щели 1 и объектива 2, и зрительную трубу, состоящую из объектива 4 и окуляра 5. Коллиматор и зрительная труба расположены под углом 90° . Объективы можно перемещать вдоль оптической оси для фокусировки коллиматора и зрительной трубы.

В качестве диспергирующей системы используется призма постоянного отклонения 3. Переход от одной области спектра к другой осуществляется с помощью барабана, вращение которого связано с поворотом призмленного столика. По шкале барабана отмечается угол его поворота, который можно проградуировать по известному спектру. Ширину входной щели регулируют вручную.

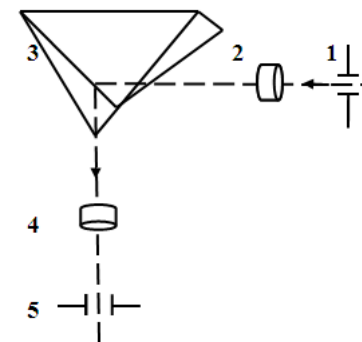


Рис. 2.14. Оптическая схема монохроматора



Рис. 2.15. Общий вид монохроматора

Порядок выполнения работы

Задание 1. Градуировка монохроматора

1. Подать напряжение на электроды газоразрядной лампы, наполненной парами ртути.
2. Установить лампу у щели монохроматора так, чтобы в окуляре монохроматора были видны линии спектра. Перемещением окуляра добиться резкого изображения этих линий.
3. Навести визирную нить зрительной трубы на наиболее яркие линии спектра, длины волн которых приведены на рис. 2.16, и произвести отсчет по барабану. Результаты измерений занести в таблицу 2.7.

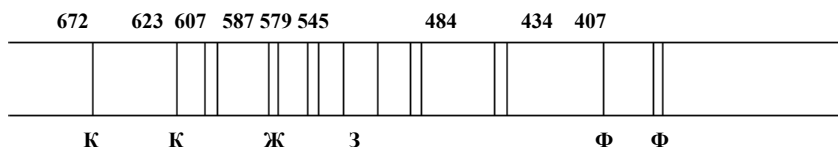


Рис. 2.16. Длины волн наиболее ярких линии спектра водорода

Таблица 2.7

Результаты измерений

№ п/п	Цвет линии	λ , нм	Отсчет по барабану монохроматора
1			
2			
3			
4			
5			
6			
7			
8			
9			

4. По полученным данным построить градуированную кривую $\lambda = f(m)$.

Задание 2. Изучение спектра водорода и определение постоянной Ридберга

1. Включить газоразрядную лампу, наполненную водородом.
2. Выполнить пункты 2 и 3 задания 1 и заполнить таблицу 2.8.

Таблица 2.8

Результаты измерений и вычислений

Цвет линии	Отсчет m по барабану	λ , нм	n_1	n_2	R , Гц	$\langle R \rangle$, Гц
Красный			2	3		
Зеленый			2	4		
Фиолетовый			2	5		

3. Пользуясь градуировочным графиком задания 1, определить длины волн спектральных линий водорода.

4. По формуле (2.19) вычислить постоянную Ридберга R , используя значения λ , а также n_1 и n_2 для каждой линии. Найти среднее значение $\langle R \rangle$.

5. Вычислить постоянную A и энергию ионизации атома водорода по формуле (2.28).

6. Вычислить значения энергии стационарных состояний E_n по формуле (2.25). Построить диаграмму уровней энергии атома, показав вертикальными линиями серии Лаймана, Бальмера и Пашена.

6. Определить длины волн границ серий Лаймана, Бальмера и Пашена, а также соответствующие энергии фотонов.

8. Пользуясь формулой (2.23), вычислить радиус атома водорода в основном состоянии (размеры наименьшей орбиты атома водорода).

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. В каких случаях атом излучает, а в каких поглощает свет?
2. Что характеризует главное квантовое число?
3. В чем непоследовательность теории Бора?
4. Объясните суть теории де Бройля.
5. Что такое волновая функция и каков ее физический смысл?
6. Каким условиям должна удовлетворять волновая функция?
7. Запишите уравнение Шредингера и объясните, что дает решение этого уравнения.
8. Что понимают под потенциалом ионизации атома?

II уровень

1. Используя теорию Бора, определите: а) радиус ближайшей к ядру орбиты электрона (первый боровский радиус); б) скорость движения электрона по этой орбите.
2. Определите первый потенциал возбуждения атома водорода.
3. Фотон с энергией $E_\phi = 12,12$ эВ, поглощенный атомом водорода, находящимся в основном состоянии, переводит атом в возбужденное состояние. Определите главное квантовое число этого состояния.
4. Определите скорость электрона на третьей орбите атома водорода.
5. Определите максимальную и минимальную энергии фотона в видимой серии атома водорода (серии Бальмера).

3. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Краткая теория

Элементы зонной теории твердых тел

Энергетические зоны кристалла. Как известно, любое твердое кристаллическое тело представляет собой кристаллическую решетку, в узлах которой хаотично колеблются ионы либо атомы. Можно представить, что такая система образовалась при сближении N одинаковых атомов. Согласно квантовой теории каждый электрон в атоме, в том числе и валентные электроны, может иметь только определенное значение механической энергии. Состояние электрона в атоме зависит от значения 4-х квантовых чисел: главного n , орбитального l , магнитного m и спинового магнитного m_s . Механическая энергия электрона в атоме есть сумма кинетической энергии электрона и его потенциальной энергии в электрическом поле ядра и остальных электронов атома. В многоэлектронном атоме (значит, во всех атомах, кроме атома водорода) энергия электрона зависит от двух квантовых чисел: n и l и обозначается W_{nl} . Потенциальная энергия электрона в атоме как энергия притяжения к ядру отрицательна, если на бесконечно большом расстоянии от ядра она принимается за 0. Полная механическая энергия электрона в атоме также отрицательна, $W_{nl} \leq 0$. Ее нулевому значению ($W_{nl} = 0$) соответствует состояние электрона, когда он отрывается от атома, т. е. происходит ионизация атома.

При сближении атомов и образовании кристаллической решетки твердого тела каждый энергетический уровень атома распадается на $2l + 1$ уровня (это количество различных значений магнитного квантового числа m для данного l). Например, как показано на рис. 3.1, энергетический уровень $2p$ атома Na распадается на 3 уровня, т. к. $l = 1$, $2l + 1 = 3$; уровень $3s$ остается единственным.

Электроны как частицы с полуцелым спином подчиняются *принципу Паули*, который гласит, что в системе частиц с полуцелым

спином (фермионов) не может быть более одной частицы в состоянии, определяемом набором конкретных значений квантовых чисел n, l, m, m_s .

Если бы при сближении атомов, например, натрия, в каждом из них атомные уровни распались на одинаковый набор уровней, изображенный в правой части рис. 3.1, то оказалось бы, что в системе N атомов в каждом состоянии (например, $2p$ или $2s$) находятся N электронов. Это на основании принципа Паули невозможно, поэтому энергетические уровни, на которые распадаются атомные уровни одинаковых N атомов при объединении их в кристалл, немного отличаются друг от друга. В результате из одного атомного уровня образуется система из $(2l + 1)N$ близких уровней, которая называется *энергетической зоной*, или *зоной разрешенных энергий* (рис. 3.2). Таким образом, энергетическая зона — это есть дискретный набор близких по значению возможных энергий электронов в кристаллическом теле. Ширина зоны, т. е. разность между минимальным и максимальным значениями близких возможных энергий, есть величина порядка единиц электронвольт ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). В случае кристалла Na имеем энергетические зоны $1s, 2s, 2p, 3s$. В состоянии с энергией, соответствующей каждому уровню, могут находиться 2 электрона, отличающиеся направлением собственного (спинового) момента импульса (или магнитным квантовым числом m_s , которое может принимать значения $m_s = \pm \frac{1}{2}$).

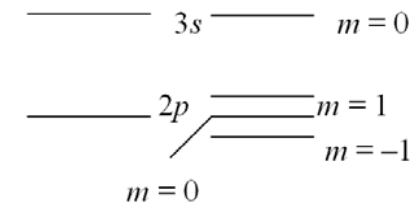


Рис. 3.1. Расщепление атомных уровней

Подчеркнем, что уровни энергии каждой зоны являются уровнями полной механической (т. е. кинетической плюс потенциальной) энергии при определенной для каждой зоны потенциальной энергии. Изменение начала отсчета (нулевого значения) потенци-

альной энергии ведет за собой только перемещение всех уровней зоны вверх или вниз на одинаковое энергетическое расстояние.

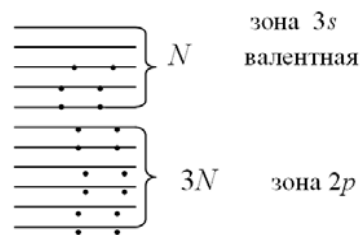


Рис. 3.2. Уровни всех атомов кристалла

Зоны разрешенных значений энергии (разрешенные зоны) разделены между собой запрещенными промежутками, называемыми *запрещенными зонами*. Ширина запрещенной зоны, т. е. та дополнительная энергия, которую необходимо сообщить электрону для того, чтобы его энергия стала соответствовать ближайшей вышестоящей зоне, называется *энергией активации* ΔW . Энергетические зоны, образованные из уровней валентных электронов атомов, называются *валентными зонами* (для Na это зона $3s$). Если при объединении атомов в кристалл валентные электроны отделяются от атома, обобществляются между всеми атомами (вернее, ионами) кристалла и становятся свободными электронами проводимости, то возможные значения энергии этих электронов составляют *зону проводимости*.

Электрические свойства кристаллического тела определяются тем, какими из возможных значений энергии обладают электроны кристалла. Или на языке зон: как заполнены электронами энергетические зоны. Возможные варианты заполнения зон изображены на рисунке 3.3, где изображены только заполненные электронами уровни.

В *изоляторах (диэлектриках)* электроны доверху заполняют валентную зону (рис. 3.3а). Следующая разрешенная зона — зона проводимости — не содержит электронов (т. е. свободных электронов нет). Ширина запрещенной зоны, разделяющей валентную зону и зону проводимости, есть величина порядка десяти электронвольт. Поэтому электроны в обычных условиях не могут ее «перепрыгнуть». В результате изоляторы не проводят электрического тока, имеют большое электросопротивление.



Рис. 3.3. Варианты заполнения зон проводимости: а — изолятор (диэлектрик); б — проводник с частично заполненной валентной зоной; в — проводник, в котором зона валентности перекрывается с зоной проводимости

Если при таком же, как для изоляторов, заполнении зон энергия активации ΔW на порядок меньше, т. е. несколько электронвольт или десятых электронвольт, то кристалл является *полупроводником*.

Проводники имеют частично заполненную валентную зону (рис. 3.3б), или зона проводимости перекрывается с валентной зоной (рис. 3.3в). В обоих случаях это означает, что в кристалле есть свободные электроны. Поэтому при внесении этого вещества (проводника) в электрическое поле свободные электроны получают дополнительную энергию, т. е. переходят на незанятые уровни в зоне проводимости. Энергия свободных электронов в электрическом поле соответствует движущимся против поля электронам, а это означает, что появляется направленное движение электронов, т. е. электрический ток.

Работа выхода электрона из металла

Электропроводимость металла обусловлена его свободными электронами. Поэтому в дальнейшем нас будет интересовать только валентная зона энергий металла. Это энергетическая зона, а значит, набор возможных энергий электронов, которые в каждом атоме являлись валентными, а при образовании кристалла стали свободными, общими для всех атомов металлического тела. Свободные электроны являются носителями тока в металле. В соответствии с этим валентная зона металлов является *зоной проводимости*.

Каждый свободный электрон в металле находится в потенциальном поле кристаллической решетки (положительных ионов) и остальных свободных электронов. Это взаимодействие в результате имеет характер притяжения. Свободные электроны могут при своем тепловом движении преодолеть притяжение, пересечь поверхность металла и удалиться от него на небольшое расстояние. При этом металл заряжается положительно (рис. 3.4а) и втягивает электрон обратно. Так происходит с большим числом электронов у поверхности. В результате этих процессов устанавливается динамическое равновесие: положительная решетка снаружи окружена тонким слоем электронов, на всей поверхности металла образуется двойной электрический слой. Он препятствует дальнейшему выходу электронов из металла. Действительно, для того чтобы следующему электрону выйти из металла, ему надо выполнить определенную работу против сил \vec{f} , направленных внутрь металла. Это говорит о том, что потенциальная энергия свободного электрона внутри металла меньше, чем потенциальная энергия электрона, вылетевшего из металла. Если потенциальную энергию последнего принять за 0, то потенциальная энергия электронов внутри металла будет отрицательной. Приблизительно можно считать, что численное значение потенциальной энергии свободных электронов в усредненном поле ионов и электронов металла одинаковое. Тогда получим, что график потенциальной энергии свободных электронов в металле при условии, что потенциальная энергия электрона вне металла принята за 0, представляет собой потенциальную яму (рис. 3.4б) определенной глубины с очень крутыми стенками (толщина поверхностного слоя порядка 10^{-9} м), которые будем считать вертикальными. Потенциальная энергия электрона равна произведению заряда электрона на потенциал ϕ электрического поля в металле: $W_p = -e\phi$, причем $\phi \geq 0$. График величины ϕ изображен на рис. 3.4б пунктирной линией.

Если металлу сообщить избыточный положительный электрический заряд, то потенциал ϕ металла повышается, а потенциальная энергия W_p электрона понижается. Этот случай изображен на рисунке 3.5а. Если же металлу сообщить избыточный отрицательный заряд, то потенциал металла понизится, а потенциальная энергия свободного электрона в металле повысится, что показано на рисунке 3.5б.

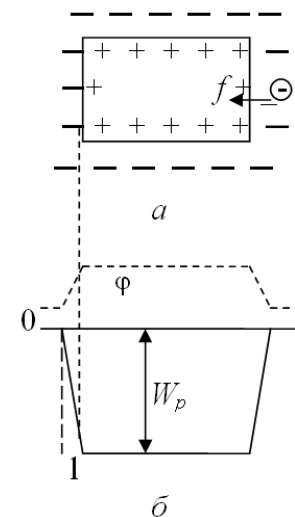


Рис. 3.4 а — двойной электрический слой на поверхности металла; б — потенциальные энергии электронов в металле

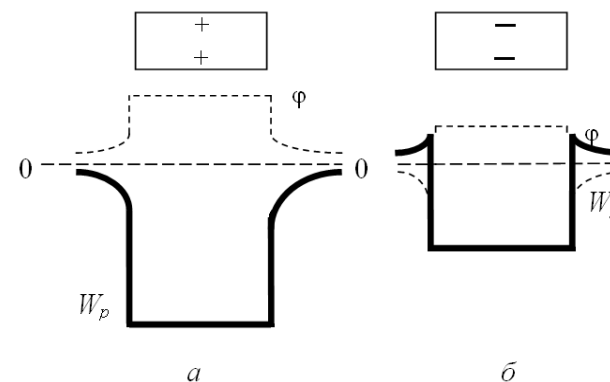


Рис. 3.5. Потенциальные энергии электронов в металле: а — при сообщении положительного заряда; б — при сообщении отрицательного заряда

Если возможные значения кинетической энергии свободных электронов, которые соответствуют уровням валентной зоны, откладывать от дна потенциальной ямы, то каждый энергетический уровень, отсчитанный от нулевого, будет означать уровень полной

механической энергии W свободного электрона в металле, т. е. $W = W_p + W_k$, что показано на рис. 3.6. Чтобы электрону, находящемуся на определенном энергетическом уровне, покинуть металл, нужно совершить работу $A = |W| = |W_p| - W_k$ равную модулю полной энергии этого электрона. Распределение свободных электронов по уровням энергии при различных температурах дается формулой Ферми–Дирака:

$$f(W) = \frac{1}{e^{(W-W_F)/kT} + 1}, \quad (3.1)$$

где $f(W)$ — вероятность того, что электрон находится в состоянии с кинетической энергией W при температуре T . Величина W_F в формуле является параметром распределения и называется кинетической энергией Ферми (или просто энергией Ферми). Из формулы (3.1) следует, что при $T = 0$ для $W \geq W_F$ величина $f(W) = 0$, а для $W \leq W_F$ $f(W) = 1$. Это означает, что при абсолютном нуле температуры энергия Ферми представляет собой такое значение энергии, что большую, чем она, не имеет ни один свободный электрон в металле; они имеют все дозволённые значения энергии, меньшие W_F . На языке энергетических уровней это означает, что при $T = 0$ уровни энергии, лежащие выше уровня W_F , свободны, а ниже — заняты. На самом уровне Ферми (с кинетической энергией W_F) находится 1 или 2 электрона. На рис. 3.6 изображен именно случай $T = 0$.

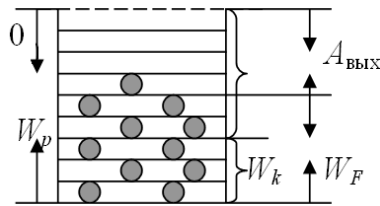


Рис. 3.6. Распределение электронов по энергетическим уровням в металле

Электронам, находящимся на различных энергетических уровнях, для выхода из металла необходимо выполнить различную работу A . Работой выхода $A_{\text{вых}}$ электрона из металла называется работа, которую необходимо совершить электрону, находящемуся на уровне Ферми, для того чтобы выйти из вещества в вакуум, где его энергия будет равна нулю. Согласно этому определению:

$$A_{\text{вых}} = |W_p| - W_F \quad (3.2)$$

При повышении температуры уровень Ферми W_F для металла смещается немного вниз, распределение электронов по уровням, как следует из формулы (3.1), изменяется. Изменяется также с ростом температуры глубина потенциальной ямы W_F . По этим причинам $A_{\text{вых}}$ зависит от температуры, а именно, увеличивается с ростом T . Для разных металлов $A_{\text{вых}}$ имеет порядок нескольких электрон-вольт и значительно зависит от чистоты поверхности металла. Работу выхода принято записывать в виде $A_{\text{вых}} = e\phi$, где ϕ — потенциал выхода:

$$\phi = \frac{A_{\text{вых}}}{e}$$

Контактная разность потенциалов

Рассмотрим систему двух металлов с различными работами выхода и различными значениями энергии Ферми. Для определенности выберем случай, когда $A_{\text{вых}1} \leq A_{\text{вых}2}$ (или $e\phi_1 \leq e\phi_2$) и $W_{F1} \leq W_{F2}$ (рис. 3.7а). Металлы не заряжены и не образуют электрического поля вокруг себя.

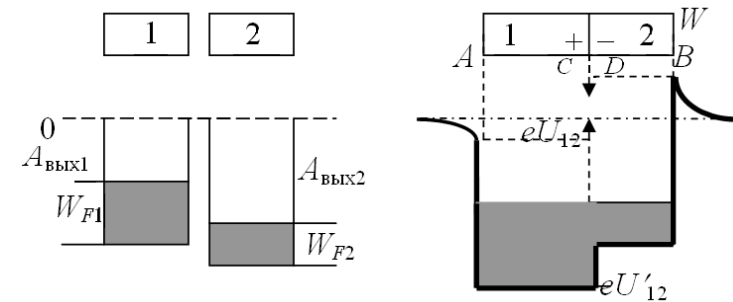


Рис. 3.7. Энергетические зоны двух металлов: а — металлы не соприкасаются друг с другом; б — металлы находятся в контакте

Приведем эти металлы в соприкосновение (или в контакт). Начнется переход свободных электронов из металла 1 в металл 2 и наоборот. Но так как работа выхода металла 1 меньше, чем металла 2 и, следовательно, полная энергия на уровне Ферми в металле 1

большая, чем полная энергия на уровне Ферми в металле 2, то число свободных электронов, переходящих из металла 1 в металл 2 будет больше, чем число электронов, переходящих через контакт в противоположном направлении. В результате этого металл 1 постепенно заряжается положительно, а металл 2 — отрицательно (рис. 3.7б). Поэтому потенциальная яма металла 1 опускается, а металла 2 — поднимается. Это будет происходить до тех пор, пока не сравняются полные энергии на уровне Ферми. Дальнейшее преимущественное перетекание зарядов будет невозможным, устанавливается динамическое равновесие.

В результате этих процессов поверхность металла 1 заряжается положительно, металла 2 — отрицательно. Образуется ли при этом электрическое поле вокруг металлов? Для выяснения этого сравним потенциальные энергии электронов, помещенных вблизи поверхностей металлов в точках A и B (рис. 3.7б). Потенциальная энергия электрона в точке A в рассматриваемом случае меньше потенциальной энергии электрона, помещенного в точку B на величину $A_{\text{вых}2} - A_{\text{вых}1} = e(\varphi_2 - \varphi_1)$:

$$W_{pB} - W_{pA} = e(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (3.3)$$

Заменив потенциальные энергии электронов в выражении (3.3) произведениями его заряда на потенциал точки, где он находится ($W_{pA} = -e\varphi_A$, $W_{pB} = -e\varphi_B$), получим разность потенциалов между точками A и B :

$$U_{12} = U_{AB} = \varphi_A - \varphi_B = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (3.4)$$

Эта формула означает, что во внешнем пространстве, окружающем два соприкасающихся металла, появляется электрическое поле, а на поверхности металла возникают заряды. Поверхность каждого металла является эквипотенциальной. Но потенциалы поверхностей металлов 1 и 2 различны. Их разность потенциалов U_{12} называется внешней контактной разностью потенциалов. Формула (3.4) показывает, что внешняя контактная разность потенциалов равна разности потенциалов выхода этих металлов. Картина электрического поля двух соприкасающихся металлов изображена на рисунке 3.8, где показаны эквипотенциальные поверхности и линии напряженности. Внешняя контактная разность потенциалов обусловлена различными работами выхода и имеет порядок от десятых вольт до нескольких вольт.

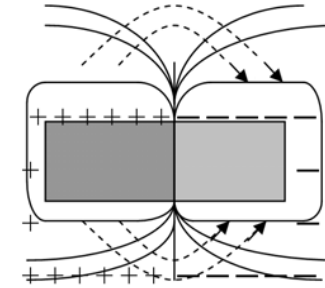


Рис. 3.8. Электрическое поле двух соприкасающихся металлов

Между внутренними точками C и D вблизи границы металлов (рис. 3.7б) также имеется разность потенциалов, которая может иметь в определенных случаях другой знак, чем внешняя разность потенциалов.

Действительно, электроны, помещенные в точки C и D вблизи контакта, имеют различные потенциальные энергии W_{pC} и W_{pD} , разность которых, как видно из рис. 3.7б, равна разности кинетических энергий Ферми:

$$W_{pC} - W_{pD} = W_{F1} - W_{F2} \quad (3.5)$$

Записав потенциальные энергии через потенциалы точек: $W_{pD} = -e\varphi_D$, $W_{pC} = -e\varphi_C$, из формулы (3.5) получим разность потенциалов U'_{12} :

$$U'_{12} = \varphi_C - \varphi_D = \frac{W_{F1} - W_{F2}}{e} \quad (3.6)$$

U'_{12} называется внутренней контактной разностью потенциалов. Как показывает равенство (3.6), она определяется разностью кинетических энергий на уровнях Ферми двух металлов. Как вытекает из квантовой теории металлов, W_F зависит от концентрации свободных электронов в металле n . А именно, при $T = 0$ W_F пропорциональна величине $(n)^{\frac{2}{3}}$, при $T \neq 0$:

$$W_F = W_{F0} \left(1 - \frac{(nkT)^2}{12W_{F0}^2} \right) \quad (3.7)$$

Заметим, что, как следует из равенства (3.7), энергия Ферми W_F зависит от температуры, причем уменьшается с ростом T . На основании выражений (3.6) и (3.7) приходим к выводу, что *внутренняя контактная разность потенциалов обусловлена различием концентраций свободных электронов*. В изображенном на рис. 3.7 случае концентрация электронов в металле 1 больше, чем в металле 2: $n_1 \geq n_2$. В этом случае диффузионные потоки электронов по причине различных их концентраций будут больше в направлении $1 \rightarrow 2$, и разность потенциалов по обе стороны контакта будет расти. Перетекание будет продолжаться до тех пор, пока работа по преодолению разности потенциалов не окажется равной разности кинетических энергий на уровнях Ферми. Вследствие большой тепловой скорости электронов равновесие устанавливается за доли секунды. В состоянии равновесия электрическое поле в толще каждого металла отсутствует, оно существует только в тонком пограничном слое толщины порядка 10^{-10} м. Перетекает приблизительно 2 % электронов.

Вычисление внутренней контактной разности потенциалов U'_{12} по квантовой теории довольно сложное, поэтому ограничимся ее вычислением по классической теории. В рамках классической теории задача о равновесии электронного газа в двух соприкасающихся металлах сводится к задаче о распределении частиц в потенциальном поле. Согласно распределению Больцмана концентрация частиц n , имеющих потенциальную энергию W_F , выражается формулой:

$$n = n_0 e^{-W_p/kT}, \quad (3.8)$$

где n_0 — концентрация частиц, имеющих $W_p = 0$. В случае соприкасающихся металлов подобно формуле (3.8) можно записать следующую связь между концентрациями n_1 и n_2 свободных электронов этих металлов и установившейся разностью их потенциальных энергий eU'_{12} вблизи контакта:

$$n_2 = n_1 e^{-eU'_{12}/kT}, \quad n_2 \leq n_1$$

откуда искомая разность потенциалов:

$$U'_{12} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (3.9)$$

Из равенства (3.9) следует, что чем больше различие между концентрациями свободных электронов n_1 и n_2 , тем больше внутренняя контактная разность потенциалов. При комнатной температуре $T = 300$ К получаем:

$$\frac{kT}{e} = 0,026 \text{ В}, \quad \ln \frac{n_1}{n_2} \approx 1, \quad U'_{12} \approx 10^{-2} - 10^{-3} \text{ В}$$

Внешняя U_{12} и внутренняя U'_{12} контактные разности потенциалов могут быть разных знаков. Например, в случае, изображенном на рис. 3.9, $A_{\text{вых}1} \geq A_{\text{вых}2}$ (или $\phi_1 \geq \phi_2$), $W_{F1} \geq W_{F2}$ и потенциалы в точках A и B связаны неравенством $\phi_A \leq \phi_B$, а в точках C и D имеет место неравенство $\phi_C \geq \phi_D$.

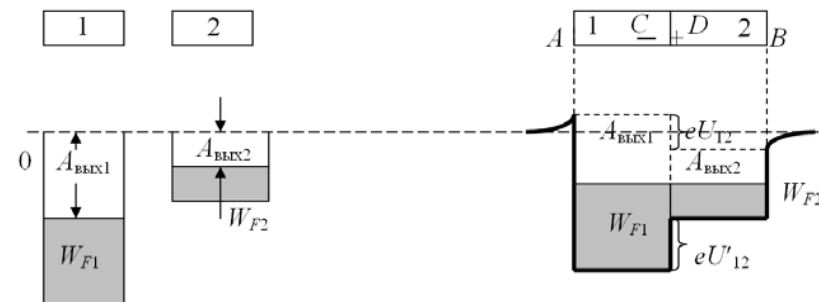


Рис. 3.9. Энергетические зоны двух металлов с различными потенциальными энергиями

Если $W_{F1} = W_{F2}$, то внутренней контактной разности не возникает, как показано на рис. 3.10.

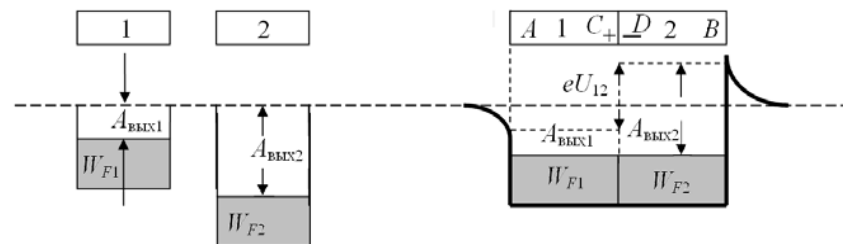


Рис. 3.10. Энергетические зоны двух металлов с одинаковыми потенциальными энергиями

Законы Вольты

Существование контактной разности потенциалов было обнаружено экспериментально Вольтом в 1795 году задолго до создания теории. Он установил два закона.

1. Рассмотрим последовательное контактное соединение нескольких металлов: 1, 2, 3, 4 (рис. 3.11а). Найдем разность потенциалов между концами цепи — точками A и B , т. е. внешнюю контактную разность потенциалов. Для этого мысленно разрежем цепь по линии aa . Тогда между свободными концами металлов 1 и 2 была бы внешняя контактная разность потенциалов $U_{12} = \varphi_2 - \varphi_1$. Аналогично между разрезами aa и bb разность потенциалов $U_{23} = \varphi_3 - \varphi_2$, $U_{34} = \varphi_4 - \varphi_3$. Так как в плоскостях aa и bb соприкасаются одинаковые металлы, то дополнительной разности потенциалов здесь не возникает. Поэтому внешняя контактная разность потенциалов всей цепи равна:

$$U_{12} + U_{23} + U_{34} = \varphi_2 - \varphi_1 + \varphi_3 - \varphi_2 + \varphi_4 - \varphi_3 = \varphi_4 - \varphi_1 = U_{14}, \quad (3.10)$$

т. е. разность потенциалов между концами цепи определяется разностью потенциалов выхода металлов, образующих крайние звенья цепи (**первый закон Вольты**).

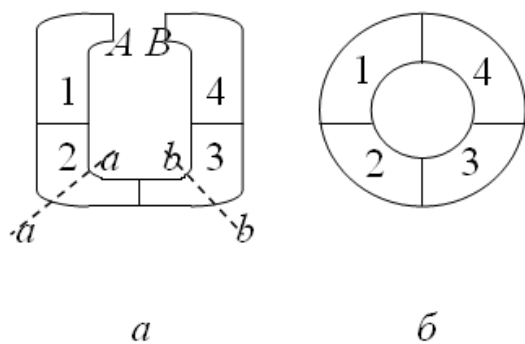


Рис. 3.11. Последовательное контактное соединение металлов:
а — незамкнутая цепь; б — замкнутая цепь

2. Замкнем рассматриваемую цепь (рис. 3.11б) и найдем сумму разностей потенциалов во всей замкнутой цепи, т. е. сумму внутренних контактных разностей потенциалов на четырех контактах. Пользуясь формулой (3.9), получим:

$$\begin{aligned} \sum_{ij} U'_{ij} &= U'_{12} + U'_{23} + U'_{34} + U'_{41} = \frac{kT}{e} \left(\ln \frac{n_1}{n_2} + \ln \frac{n_2}{n_3} + \ln \frac{n_3}{n_4} + \ln \frac{n_4}{n_1} \right) = \\ &= \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1 n_2 n_3 n_4}{n_1 n_2 n_3 n_4} = 0 \end{aligned} \quad (3.11)$$

Следовательно, сумма контактных разностей потенциалов в замкнутой цепи, состоящей из различных металлов, находящихся при одинаковой температуре, равна нулю (**второй закон Вольты**).

Термоэлектричество

Между тепловыми и электрическими явлениями в металлах (и полупроводниках) существует определенная взаимосвязь, которая обуславливает ряд явлений, называемых *термоэлектрическими явлениями*: явление возникновения электродвижущей силы (ЭДС) в электрической цепи, содержащей два контакта двух металлов, если эти контакты поддерживаются при различной температуре (явление Зеебека); обратное ему явление, при котором при прохождении электрического тока через два контакта двух металлов на одном из них выделяется, а на другом поглощается тепло (явление Пельтье); выделение или поглощение тепла (помимо джоулевого) при прохождении тока по однородному проводнику, вдоль которого имеется градиент температуры (явление Томсона). Указанные явления объясняются в рамках зонной теории твердых тел.

Явление Зеебека. Рассмотрим замкнутую цепь, состоящую из двух различных металлов (рис. 3.12а), причем температуры контактов не одинаковы, а равны соответственно T_1 и T_2 . В этом случае, как показано ниже, суммарная контактная разность потенциалов не равна нулю. Суммарная контактная разность потенциалов в замкнутой цепи называется термоЭДС E_T , а явление ее возникновения носит название явления Зеебека. ТермоЭДС возникает, в основном, по двум причинам:

1. Внутренние контактные разности потенциалов при различных температурах отличаются. Согласно равенству (3.6) U'_{12} определяется кинетической энергией Ферми, которая, согласно формуле (3.7), зависит от температуры. Поэтому на контакте A :

$$U'_{12}(A) = \frac{W_{F1}(T_1) - W_{F2}(T_1)}{e}, \quad (3.12)$$

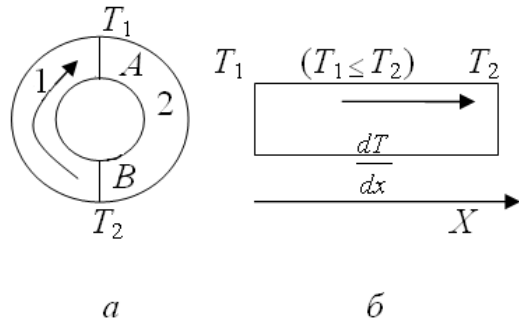


Рис. 3.12. Явление Зеебека:

a — замкнутая цепь из двух различных металлов; *б* — градиент температуры

на контакте *B*:

$$U'_{21}(B) = \frac{W_{F2}(T_2) - W_{F1}(T_2)}{e}$$

Сумма этих выражений не равна нулю. По классической теории, пользуясь формулой (3.9), получим сумму контактных разностей потенциалов в замкнутой цепи, изображенной на рис. 3.12:

$$U'_{12} + U'_{21} = \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} (T_1 - T_2)$$

2. Вторая причина возникновения E_T обусловлена тем, что при различных температурах контактов вдоль каждого металла существует градиент температуры (рис. 3.12б). Например, при $T_2 \geq T_1$ градиент температуры $\frac{dT}{dx}$ направлен, как показано на рисунке 3.11б.

В этом случае концентрация электронов с более высокой кинетической энергией у правого конца больше, чем у левого. Из-за этого при хаотическом движении число электронов, переходящих справа налево, будет больше, чем число электронов, переходящих в обратном направлении. Левый конец металла заряжается отрицательно, правый — положительно. По этой причине устанавливается определенная разность потенциалов φ_0 , обеспечивающая динамическое равновесие. Приближенно можно считать, что:

$$\varphi_0 = \beta(T_2 - T_1), \quad (3.13)$$

где коэффициент β , имеющий для каждого металла свое значение, не зависит от температуры.

Указанные две причины ведут к образованию *термоЭДС*, которую по классической теории можно записать на основании равенств (3.12) и (3.13) в виде:

$$E_T = U'_{12} + U'_{21} + \varphi_0 = \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} (T_1 - T_2) + (\beta_2 - \beta_1)(T_1 - T_2) = \left(\frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \beta_1 - \beta_2 \right) (T_1 - T_2) = \alpha_{12} (T_1 - T_2) \quad (3.14)$$

где величина α_{12} называется *удельной термоЭДС*. Это ЭДС, возникающая в цепи, изображенной на рис. 3.12а, при разности температур $T_1 - T_2 = 1$ °С. Для большинства пар металлов α_{12} порядка 10^{-5} – 10^{-6} В/град и в небольших интервалах температур не зависит от температуры. Квантовая теория дает более сложную зависимость термоЭДС от разности температур $T_1 - T_2$.

Явление Пельтье. Это явление, обратное явлению Зеебека, а именно: при пропускании тока через цепь, составленную из различных металлов, на одних контактах происходит выделение, на других — поглощение тепла. Причем если в данном контакте при одном направлении тока тепло выделяется, то при противоположном направлении тока — поглощается. Например, в опыте, схема которого изображена на рис. 3.13, если в спае *A* тепло выделяется, то в *B* — поглощается. В калориметре *A* за время *t* выделяется тепло, равное обычному теплу Джоуля–Ленца и теплу Пельтье *Q*:

$$Q_1 = I^2 R t + Q$$

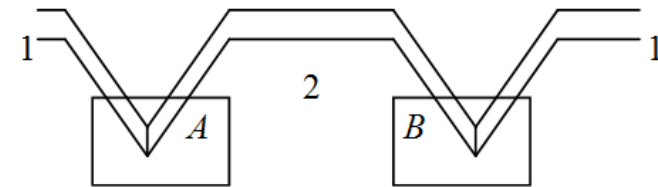


Рис. 3.13. Явление Пельтье

В калориметре *B* выделяется:

$$Q_2 = I^2 R t - Q$$

Таким образом, разность количеств теплоты, выделенных в A и B : $Q_1 - Q_2 = 2Q$. Опыт показывает, что тепло Пельтье, выделенное или поглощенное на контакте металлов 1 и 2, пропорционально заряду, прошедшему через контакт:

$$Q_{12} = \Pi_{12}q = \Pi_{12}It \quad (3.15)$$

Коэффициент Пельтье Π_{12} зависит от рода соприкасающихся металлов и от их температуры. Для большинства пар металлов он имеет величину порядка 10^{-2} – 10^{-3} В.

Явление Пельтье объясняется тем, что свободные электроны по обе стороны контакта имеют различную среднюю кинетическую энергию. Если электроны, пройдя через контакт, попадают в область с меньшей энергией, они отдают избыток энергии кристаллической решетке, и контакт нагревается. На другом спае электроны переходят в область с большей средней энергией и недостающую энергию забирают у кристаллической решетки, спай охлаждается.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.10 «ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ. ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ЗЕЕБЕКА»

Изучите краткую теорию к подразделу «Элементы физики твердого тела», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника.

Задачи работы

- 1) изучить явление возникновения термоЭДС (явление Зеебека);
- 2) экспериментально определить зависимость термоЭДС от разности температур контактов;
- 3) найти удельную термоЭДС для используемых образцов.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. Что такое энергетические уровни атома? Что такое энергетическая зона кристаллического тела?
2. Дать определение работы выхода электрона из металла.
3. Что такое внешняя контактная разность потенциалов? Внутренняя контактная разность потенциалов?
4. Сформулировать 1-ый и 2-ой законы Вольта.
5. В чем состоит явление Зеебека? Что такое термоЭДС?

Описание лабораторной установки и методики измерения

В данной лабораторной работе для получения термоЭДС используется термопара. *Термопара* — это система, состоящая из двух различных металлических проводников, спаянных друг с другом на двух концах (два контакта). Если один спай поддерживать при постоянной температуре, а второй нагревать, то в цепи термопары возникает термоЭДС, и потечет электрический ток. Такое устройство очень чувствительно к изменению разности температур контактов и поэтому обычно используется для точного измерения как высоких, так и низких температур с точностью до сотой доли градуса.

В лабораторной работе путем измерения термоЭДС при различной разности температур контактов вычисляют среднюю удельную

термоЭДС используемых в термопаре контактов металлов по вытекающей из (3.14) формуле:

$$\alpha_{12} = \frac{E_T}{T - T_0}$$

Блок-схема и общий вид лабораторной установки для измерения термоЭДС приведены на рис. 3.14 и 3.15 соответственно. Установка состоит из термометра 1, термопары 2, спай которой помещается с термометром в трубчатый нагреватель 3.

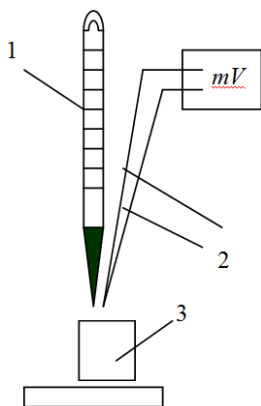


Рис. 3.14. Блок-схема лабораторной установки для измерения термоЭДС

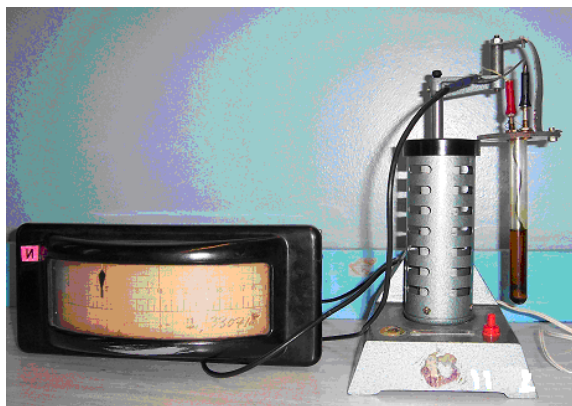


Рис. 3.15. Общий вид лабораторной установки для измерения термоЭДС

ТермоЭДС измеряется с помощью милливольтметра. Она возникает за счет разности температур спаев, помещенного в нагреватель, и температуры T_0 контакта на милливольтметре (окружающей среды).

Порядок выполнения работы

1. Определить по термометру температуру T_0 окружающей среды. Показания милливольтметра при этом должны быть равны нулю.
2. Опустить термометр со спаем термопары в нагреватель и включить его.
3. Через каждые 10 градусов отсчитывать показания милливольтметра. Результаты занести в таблицу 3.1.

Таблица 3.1

Результаты измерений

$T, ^\circ\text{C}$	$T_0 = ______ ^\circ\text{C}$	30	40	50	60	70	80
$E_T, \text{ мВ (нагр.)}$							
$E_T, \text{ мВ (охл.)}$							
$E_T, \text{ мВ (сред.)}$							

4. По достижении значения температуры 80°C отключить нагреватель, вынуть термометр и спай термопары из нагревателя и провести измерения при охлаждении до комнатной температуры. Результаты записать в таблицу 3.1.

5. Для каждого значения температуры T вычислить среднее значение термоЭДС $\langle E_T \rangle$.

6. Построить график зависимости средней термоЭДС от разности температур, т. е. $\langle E_T \rangle = f(T - T_0)$.

7. Вычислить для трех значительно отличающихся от T_0 температур (например, для $T = 60, 70, 80^\circ\text{C}$) удельную термоЭДС по формуле:

$$\alpha = \frac{E_t}{(T - T_0)}$$

и найти среднее значение величины α .

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Каковы потенциальная, кинетическая и полная механическая энергии свободных электронов в металле и как они изменяются при сообщении металлу избыточного положительного или отрицательного заряда?

2. Что такое энергия и уровень Ферми? Что такое работа выхода электрона из металла?

3. Что такое внешняя и внутренняя контактные разности потенциалов, как они выражаются через величины $A_{\text{вых1}}$, $A_{\text{вых2}}$, W_{F1} , W_{F2} .

4. Сформулировать законы Вольты.

5. Какие термоэлектрические явления существуют? В чем причины возникновения термоЭДС? Что такое удельная термоЭДС?

6. Что такое явление Пельтье? От чего зависит коэффициент Пельтье?

II уровень

1. Каковы потенциальная, кинетическая и полная механическая энергии свободного электрона в металле и как они изменяются при сообщении металлу избыточного положительного или отрицательного заряда (проиллюстрировать картиной энергетических зон)? Что такое распределение Ферми, уровень Ферми, каков его физический смысл при температуре $T = 0$? Что такое работа выхода электрона из металла, потенциал выхода; как они зависят от температуры металла?

2. Какой будет картина энергетических зон при контакте двух металлов в случаях $A_{\text{вых1}} \leq A_{\text{вых2}}$, $A_{\text{вых1}} \geq A_{\text{вых2}}$, $W_{F1} = W_{F2}$? Как образуются внешняя и внутренняя контактные разности потенциалов? Получить их выражения по классической и квантовой теориям.

3. Доказать 1-ый и 2-ой законы Вольты.

4. Что такое термоЭДС (явление Зеебека), каковы причины ее возникновения? Получить выражение для термоЭДС из классической теории.

5. Что такое явление Пельтье, каковы причины его возникновения? От чего зависит коэффициент Пельтье?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.11 «ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ. ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПЕЛЬТЬЕ»

Изучите краткую теорию к подразделу «Элементы физики твердого тела», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника.

Задачи работы

- 1) изучить явление Пельтье;
- 2) экспериментально определить разность температур контактов, возникающую при прохождении через них электрического тока;
- 3) найти зависимость теплоты Пельтье от времени и среднее значение коэффициента Пельтье.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. Что такое энергетические уровни атома? Что такое энергетическая зона кристаллического тела?
2. Дать определение работы выхода электрона из металла.
3. Что такое внешняя контактная разность потенциалов?
4. Что такое внутренняя контактная разность потенциалов?
5. Сформулировать 1-ый и 2-ой законы Вольты.
6. В чем состоит явление Зеебека? Что такое термоЭДС?
7. В чем состоит явление Пельтье?

Описание лабораторной установки и методики измерения

Если через элемент Пельтье, схематически изображенный на рис. 3.13, пропускать постоянный ток, то один из контактов двух металлов нагревается, другой — охлаждается за счет выделения и поглощения тепла Пельтье на контактах. Появившуюся разность температур можно измерить с помощью одной или нескольких термпар, в которых на основании явления Зеебека возникает термоЭДС.

Схема и внешний вид установки для изучения явления Пельтье показаны на рис. 3.16 и 3.17 соответственно.

Установка для изучения явления Пельтье состоит из источника постоянного тока 1, амперметра А, двух одинаковых металлических образцов 2 и элемента Пельтье 3.

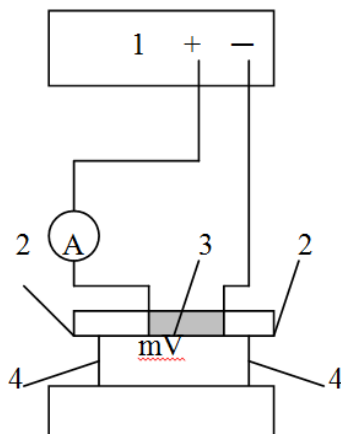


Рис. 3.16. Блок-схема лабораторной установки для изучения явления Пельтье



Рис. 3.17. Общий вид лабораторной установки для изучения явления Пельтье

Разность температур контролируется с помощью одной или нескольких последовательно соединенных (для усреднения температуры по всему образцу) термопар 4, термоЭДС которых измеряется с помощью милливольтметра mV.

Пусть первоначальная температура металлических образцов 2 равна T_0 . При протекании электрического тока силы I на протяже-

нии времени t через элемент Пельтье в одном контакте образца выделяется количество теплоты Q , которое нагревает прилегающий к контакту образец до температуры T_1 ; в другом контакте поглощается теплота Q , контакт и прилегающий к нему образец охлаждаются до температуры T_2 . Поскольку массы m и теплоемкости c обоих образцов одинаковы, то изменение температуры каждого образца по величине равно $\frac{T_1 - T_2}{2}$. Этому изменению температуры соответствует выделяемое и поглощаемое количество теплоты:

$$Q = mc \frac{T_1 - T_2}{2} \quad (3.16)$$

Разность температур $\Delta T = T_1 - T_2$ измеряется на основании эффекта Зеебека с помощью термопар, в которых возникает термоЭДС:

$$E_T = \alpha n (T_1 - T_2), \quad (3.17)$$

где α — постоянная термопары (удельная термоЭДС); n — их количество.

Из равенства (3.17) имеем:

$$\Delta T = T_1 - T_2 = \frac{E_T}{\alpha n} \quad (3.18)$$

Измерив с помощью милливольтметра термоЭДС E_T , зная массу и теплоемкость образцов m и c , а также величины α и n , можно по формуле (3.15) вычислить количество теплоты Пельтье Q .

С другой стороны, это количество теплоты пропорционально проходящему через элемент заряду:

$$Q = \Pi q = \Pi I t \quad (3.19)$$

Измерив силу тока и время протекания тока, из последней формулы можно найти коэффициент Пельтье:

$$\Pi = \frac{Q}{I t} \quad (3.20)$$

Порядок выполнения работы

1. Включить выпрямитель 1 в сеть и по указанию преподавателя быстро установить необходимый ток (1–5 А). При этом появится

некоторая разность температур образцов, поэтому требуется выключить выпрямитель и подождать, пока показания милливольтметра станут равными нулю.

2. Включить ток через элемент Пельтье и измерить ЭДС термопары через промежуток времени, указанный преподавателем. Результаты занести в таблицу 3.2.

Таблица 3.2

Результаты измерений и вычислений

$t, \text{с}$								
$E_t, \text{мВ}$								
$\Delta T, \text{°C}$								
$Q, \text{Дж}$								

3. Показания милливольтметра по формуле (3.18) перевести в разность температур, где α — постоянная термопары; n — число термопар.

4. Рассчитать количество теплоты, переданное от одного образца к другому, по формуле (3.16).

5. Рассчитать три значения коэффициента Пельтье по формуле (3.20). Интервалы времени измерения брать по указанию преподавателя. Рассчитать среднее значение коэффициента Пельтье.

6. Построить график зависимости $Q(t)$.

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Каковы потенциальная, кинетическая и полная механическая энергии свободных электронов в металле и как они изменяются при сообщении металлу избыточного положительного или отрицательного заряда?

2. Что такое энергия и уровень Ферми? Что такое работа выхода электрона из металла?

3. Что такое внешняя и внутренняя контактные разности потенциалов, как они выражаются через величины $A_{\text{вых1}}, A_{\text{вых2}}, W_{F1}, W_{F2}$.

4. Сформулировать законы Вольта.

5. Какие термоэлектрические явления существуют? В чем причины возникновения термоЭДС? Что такое удельная термоЭДС?

6. Что такое явление Пельтье? От чего зависит коэффициент Пельтье?

II уровень

1. Каковы потенциальная, кинетическая и полная механическая энергии свободного электрона в металле и как они изменяются при сообщении металлу избыточного положительного или отрицательного заряда (проиллюстрировать картиной энергетических зон)? Что такое распределение Ферми, уровень Ферми, каков его физический смысл при температуре $T = 0$? Что такое работа выхода электрона из металла, потенциал выхода; как они зависят от температуры металла?

2. Какой будет картина энергетических зон при контакте двух металлов в случаях $A_{\text{вых1}} \leq A_{\text{вых2}}, A_{\text{вых1}} \geq A_{\text{вых2}}, W_{F1} = W_{F2}$? Как образуются внешняя и внутренняя контактные разности потенциалов? Получить их выражения по классической и квантовой теориям.

3. Доказать 1-ый и 2-ой законы Вольта.

4. Что такое термоЭДС (явление Зеебека), каковы причины ее возникновения? Получить выражение для термоЭДС из классической теории.

5. Что такое явление Пельтье, каковы причины его возникновения? От чего зависит коэффициент Пельтье?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3.12 «ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ»

Изучите краткую теорию к подразделу «Элементы физики твердого тела», прочитайте соответствующие разделы конспекта лекций и учебника, а также сведения, приведенные ниже.

Электропроводность полупроводников. К полупроводникам относятся элементы IV группы периодической системы элементов Д. И. Менделеева: германий, кремний и т. д. Эти вещества при низких температурах являются изоляторами, а с ростом температуры их электропроводность значительно возрастает. Такая зависимость объясняется зонной теорией твердых тел (см. п. «Элементы зонной теории твердых тел» раздела 3).

Заполнение зон электронами у полупроводников такое же, как у диэлектриков, но в отличие от них ширина запрещенной зоны ΔW у полупроводников на порядок меньше — около нескольких десятых электрон-вольта. Под действием внешних факторов (нагревание, облучение, сильные электрические поля и т. д.) валентные электроны могут отрываться от атомов, становясь свободными. На языке зон это означает, что некоторые электроны переходят из валентной зоны в зону проводимости (рис. 3.18).

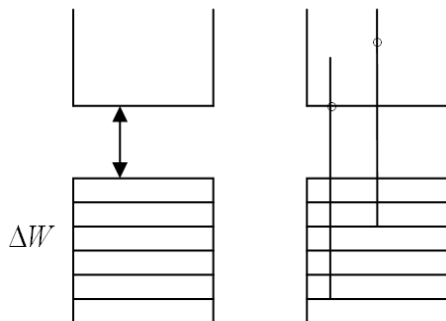


Рис. 3.18. Переход электронов из валентной зоны в зону проводимости

После перехода части электронов с верхних уровней валентной зоны в ней образуются свободные состояния, которые могут быть заняты другими электронами валентной зоны. Эти свободные состояния называются *дырками*. Они ведут себя во внешнем электрическом поле как частицы с положительным зарядом.

Таким образом, уже при нормальных температурах в полупроводнике появляются носители тока двух знаков: отрицательные — электроны, положительные — дырки. Величина заряда каждого носителя равна e , число электронов проводимости равно числу дырок.

Удельная электропроводность σ любого вещества определяется концентрацией носителей тока и их подвижностью. Подвижность — это скорость направленного движения носителя тока под действием электрического поля напряженности, равной единице. В рассматриваемом случае (полупроводников) имеются носители тока двух знаков, и поэтому электропроводность может быть записана следующим образом:

$$\sigma = enb_n + epb_p = en(b_n + b_p), \quad (3.21)$$

где n — число электронов проводимости или равное ему число дырок; b_n, b_p — подвижности электронов и дырок соответственно. Квантовая теория показывает, что подвижности электронов и дырок пропорциональны температуре в степени $-\frac{3}{2}$, т. е.:

$$b_n = A_n T^{-\frac{3}{2}}, \quad b_p = A_p T^{-\frac{3}{2}} \quad (3.22)$$

где A_n и A_p — коэффициенты пропорциональности для электронов и дырок соответственно. Концентрации электронов и дырок одинаковы и равны:

$$n = \frac{2 \left(2\pi kT \sqrt{m_n m_p} \right)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$$

Обозначим комбинацию постоянных буквой C :

$$n = CT^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (3.23)$$

где ΔW — энергия активации; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; m_n, m_p — эффективные массы электрона и дырки; h — постоянная Планка. Подставив в формулу (3.21) выражения (3.22) и (3.23), получим:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (3.24)$$

где $\sigma_0 = Ce(A_n + A_p)$ — постоянная, имеющая определенное значение для данного полупроводника. Формула (3.24) определяет зависимость удельной электропроводности от температуры. Как видно из этой формулы, с ростом температуры σ увеличивается по экспоненциальному закону. Эта зависимость хорошо согласуется с опытом в широком интервале температур.

Зависимость $\sigma(T)$ удобно представить в полулогарифмических координатах. Логарифмируя выражение (3.24), получим:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta W}{2kT} \quad (3.25)$$

Если по оси абсцисс отложить величину $\frac{1}{2kT}$, а по оси ординат $\ln \sigma$, то получится прямая, отсекающая от оси ординат отрезок, равный $\ln \sigma_0$ (рис. 3.19). Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс равен энергии активации (ширине запрещенной зоны) ΔW . Построив такой график, можно определить постоянную σ_0 и ширину запрещенной зоны ΔW .

Как следует из (3.24), удельное сопротивление полупроводника:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \rho_0 e^{\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (3.26)$$

где $\rho_0 = \frac{1}{\sigma_0}$. Следовательно:

$$\ln \rho = \ln \rho_0 + \frac{\Delta W}{2kT} \quad (3.27)$$

В соответствии с выражением (3.26) сопротивления R_1 и R_2 полупроводника при температурах T_1 и T_2 будут выражаться формулами:

$$R_1 = R_0 e^{\frac{\Delta W}{2kT_1}}, \quad R_2 = R_0 e^{\frac{\Delta W}{2kT_2}} \quad (3.28)$$

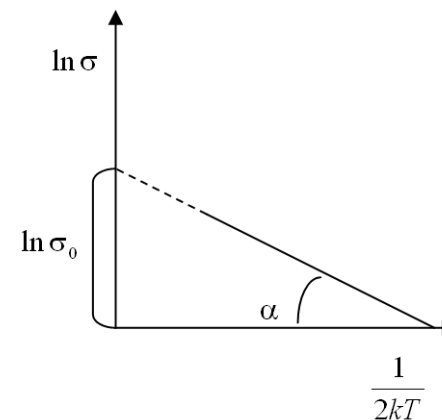


Рис. 3.19. Зависимость $\sigma(T)$

Разделив первое из равенств (3.28) на второе и прологарифмировав полученное отношение, получим:

$$\ln \frac{R_1}{R_2} = \frac{\Delta W}{2k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)$$

Из этого выражения можно найти энергию активации полупроводника:

$$\Delta W = \frac{2kT_1T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{R_1}{R_2} \quad (3.29)$$

Задачи работы

- 1) познакомиться с основными понятиями зонной теории твердого тела;
- 2) экспериментально определить зависимость электросопротивления беспримесного полупроводника от температуры;
- 3) по данным эксперимента вычислить энергию активации данного полупроводника.

Вопросы для допуска к лабораторной работе

1. Что такое энергетическая зона?
2. Каков характер заполнения энергетических зон электронами в полупроводниках?

3. Какие вещества являются полупроводниками?
4. Как зависит электросопротивление полупроводников от температуры?
5. Что такое энергия активации полупроводника?

Описание лабораторной установки и методики измерения

Блок-схема и общий вид лабораторной установки приведены на рис. 3.20 и 3.21 соответственно.

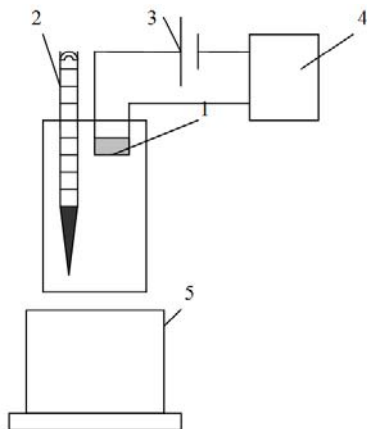


Рис. 3.20. Блок-схема лабораторной установки

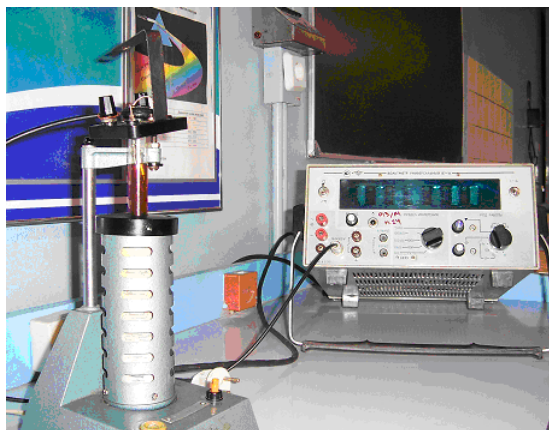


Рис. 3.21. Общий вид лабораторной установки

Порядок выполнения работы

1. Измерить сопротивление полупроводника при нагревании через каждые 10 °С, начиная от комнатной температуры до 80 °С. Результаты занести в таблицу 3.3.

Таблица 3.3

Результаты измерений и вычислений

$t, ^\circ\text{C}$	20	30	40	50	60	70	80
$R_{\text{наг}}$							
$R_{\text{охл}}$							
$R_{\text{ср}}$							

2. Измерить сопротивление полупроводника при остывании в обратном порядке (от 80 °С до комнатной температуры через каждые 10 °С); результаты занести в таблицу 3.3.

3. Рассчитать среднее значение $R_{\text{ср}}$ для каждой температуры. По формуле (3.29) вычислить энергию активации полупроводника для трех интервалов температур ($T_2 - T_1 \geq 40$ °С). Вычислить среднее значение $\Delta W_{\text{ср}}$ и среднюю абсолютную ошибку δW . Записать результат в виде:

$$\Delta W = \Delta W_{\text{ср}} \pm \delta W$$

4. Построить график зависимости электросопротивления полупроводника от температуры.

Вопросы и задания для контроля

I уровень

1. Дать определения энергетической зоны, валентной зоны, зоны проводимости.
2. Что такое запрещенная зона, энергия активации?
3. Как зависит электропроводность твердого тела от характера заполнения электронами энергетических зон?
4. Какова структура энергетических зон полупроводника? Какие носители тока имеются в полупроводнике?
5. Как и по какой причине электропроводность полупроводника зависит от температуры?

II уровень

1. Объясните образование энергетических зон твердого тела. Как объяснить электропроводность твердого тела на основе зонной теории?

2. Электропроводность беспримесного полупроводника, ее зависимость от температуры. График этой зависимости в полулогарифмическом масштабе. Как по этому графику найти энергию активации полупроводника?

3. Получите формулу для расчета энергии активации полупроводника.

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. Детлаф, А. А. Курс физики : учеб. пособие для вузов / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. — 2-е изд., испр. и доп. — Москва : Высш. шк., 1999. — 492 с.

2. Савельев, И. В. Курс физики : учебник : в 3-х т. Т. 2 : Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика / И. В. Савельев. — Москва : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. — 464 с.

3. Трофимова, Т. И. Курс физики : учеб. пособие для вузов / Т. И. Трофимова. — 2-е изд., перераб. и доп. — Москва : Высш. шк., 1990. — 478 с.

Дополнительная

1. Близнюк, И. Б. Лабораторный практикум по курсу общей физики : учеб.-метод. пособие / И. Б. Близнюк [и др.]. — Минск : БГАТУ, 2004. — 124 с.

2. Наркевич, И. И. Физика для вузов. Электричество и магнетизм. Оптика. Строение вещества : учеб. пособие / И. И. Наркевич, Э. И. Волмянский, С. И. Лобко. — Минск : Выш. шк., 1994. — 554 с.

3. Общая физика. Практикум : учеб. Пособие / В. А. Бондарь [и др.] ; под общ. ред. В. А. Яковенко. — Минск : Выш. шк., 2008. — 572 с. : ил.

Энергетические эквиваленты

Название	Значение	Размерность
1 атомная единица массы (а.е.м.)	931,5	МэВ
1 электрон-вольт	$1,602 \cdot 10^{-19}$	Дж
1 люмен	0,00146	Вт

Таблица 3

Приставки и множители

для образования десятичных кратных и дольных единиц

Приставка	Символ	Множитель
дека	да	10^1
гекто	г	10^2
кило	к	10^3
мега	М	10^6
гига	Г	10^9
тера	Т	10^{12}

Приставка	Символ	Множитель
деци	д	10^{-1}
санти	с	10^{-2}
милли	м	10^{-3}
микро	мк	10^{-6}
нано	н	10^{-9}
пико	п	10^{-12}

Таблица 4

Физические величины и их единицы (в СИ)

Название	Определяющее уравнение	Единица
Поток энергии	$\Phi = \frac{\Delta W}{\Delta t}$	Дж/с = Вт
Энергетическая светимость	$R_T = \frac{d\Phi}{dS}$	Вт·м ²
Испускательная способность	$r_v = \frac{dR_T}{d\nu}$	Вт·с/м ²
Оптическая длина пути	$L = n \cdot l$	м
Волновое число	$k = \frac{2\pi}{\lambda}$	м ⁻¹

СПРАВОЧНЫЕ СВЕДЕНИЯ

Таблица 1

Физические константы

Название	Символ	Значение	Размерность
Гравитационная постоянная	γ или G	$6,67 \cdot 10^{-11}$	Н·м ² ·кг ⁻²
Ускорение свободного падения на поверхности Земли	g_0	9,8	м·с ⁻²
Скорость света в вакууме	c	$3 \cdot 10^8$	м·с ⁻¹
Постоянная Авогадро	N_A	$6,02 \cdot 10^{23}$	моль ⁻¹
Универсальная газовая постоянная	R	8,31	Дж·моль ⁻¹ ·К ⁻¹
Постоянная Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23}$	Дж·К ⁻¹
Элементарный заряд	e	$1,6 \cdot 10^{-19}$	Кл
Масса электрона	m_e	$9,11 \cdot 10^{-31}$	кг
Электрическая постоянная	ϵ_0	$8,85 \cdot 10^{-12}$	Ф·м ⁻¹
Магнитная постоянная	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$	Гн·м ⁻¹
Постоянная Планка	h	$6,62 \cdot 10^{-34}$	Дж·с
Радиус первой борховской орбиты	a_0	$0,529 \cdot 10^{-10}$	м
Постоянная Ридберга	R_∞ $R' = c \cdot R_\infty$	10973731,77 $3,29 \cdot 10^{15}$	м ⁻¹ с
Постоянная Стефана–Больцмана	σ	$5,67 \cdot 10^{-8}$	Вт·м ⁻² ·К ⁴
Постоянная закона смещения Вина	b	$2,9 \cdot 10^{-3}$	м·К
Комптоновская длина волны электрона	λ_K	$2,42 \cdot 10^{-12}$	м

Таблица 5

Работа выхода (A) электронов из металлов и полупроводников

Металл или полупроводник	A , эВ
Барий	2,40
Вольфрам	4,54
Галлий	4,00
Германий	4,76
Железо	4,30
Золото	4,30
Калий	2,20
Кремний	4,80
Литий	2,40

Металл или полупроводник	A , эВ
Медь	4,40
Натрий	2,35
Никель	4,50
Платина	5,30
Ртуть	4,50
Селен	4,72
Серебро	4,30
Цезий	1,80
Цинк	4,24

Учебное издание

ФИЗИКА

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА. КВАНТОВАЯ ОПТИКА

Лабораторный практикум

Составители:

Дымонт Василий Петрович,
Неманова Инесса Тимофеевна,
Хроленок Валерий Васильевич и др.

Ответственный за выпуск В. В. Хроленок
 Редактор А. И. Третьякова
 Компьютерная верстка А. И. Третьяковой

Подписано в печать. Формат 60×84¹/₁₆.

Бумага офсетная. Ризография.

Усл. печ. л. 8,37. Уч.-изд. л. 7.0. Тираж 100 экз. Заказ 778.

Издатель и полиграфическое исполнение: учреждение образования
 «Белорусский государственный аграрный технический университет».

ЛИ № 02330/0552984 от 14.04.2010.

ЛП № 02330/0552743 от 02.02.2010.

Пр. Независимости. 99-2, 220023, Минск.