

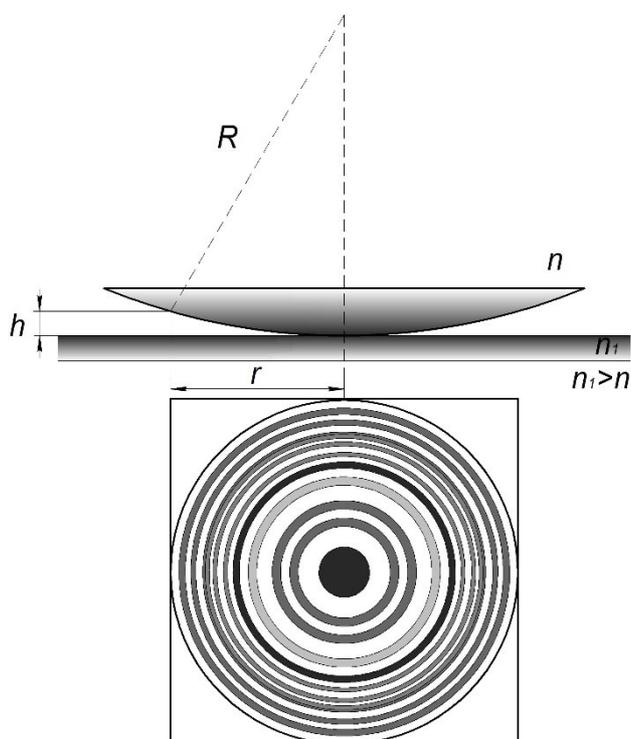
МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования

«Воронежский государственный технический университет»

Кафедра физики

ОПТИКА

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
к выполнению лабораторных работ
для студентов строительных специальностей
всех форм обучения



Воронеж 2021

УДК 535(07)
ББК 22.34я7

Составители:

канд. физ.-мат. наук Т. Л. Тураева, канд. физ.-мат. наук А. Г. Москаленко,
канд. пед. наук Т. В. Дубовицкая, канд. физ.-мат. наук Т. И. Касаткина,
канд. техн. наук А. В. Абрамов, канд. техн. наук Е. А. Панкратова

ОПТИКА: методические указания к выполнению лабораторных для студентов строительных специальностей всех форм обучения / ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»; сост.: Т. Л. Тураева, А. Г. Москаленко, Т. В. Дубовицкая [и др.]. - Воронеж: Изд-во ВГТУ, 2021. - 32 с.

Методические указания содержат теоретический материал, необходимый для выполнения лабораторных работ по разделу «Оптика» дисциплины «Физика». Приводится описание методик измерения, приборов и порядок выполнения лабораторных работ в учебных лабораториях кафедры физики ВГТУ.

Предназначены для студентов строительных специальностей всех форм обучения.

Методические указания подготовлены в электронном виде и содержатся в файле ЛР_О_318.pdf.

Ил. 25. Табл. 7. Библиогр.: 4 назв.

УДК 535(07)
ББК 22.34я7

Рецензент – С. Б. Куцев, д-р. физ.-мат. наук, проф. кафедры физики
Воронежского государственного технического университета

*Издается по решению редакционно-издательского совета
Воронежского государственного технического университета*

1. ОБЩИЙ ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

Выполнение лабораторных работ в курсе физики направлено на приобретение навыков проведения физического эксперимента, обработки результатов и оценки погрешности измерений.

Подготовка к выполнению лабораторной работы включает в себя: ознакомление с описанием работы, составление конспекта. В конспекте обязательно указываются: название работы, цель, оборудование, схема опыта, вывод расчетной формулы, таблицы для постоянных величин и результатов измерений и вычислений. Чтобы быть допущенным к выполнению измерений, студент должен знать содержание работы, порядок измерений, понимать суть законов и явлений, изучаемых в конкретной работе. После проведения эксперимента и необходимых расчетов, а в некоторых работах – построения графиков, полученные результаты анализируются, выполняется расчет погрешности измерений. В результате студенты получают экспериментальные подтверждения изучаемых физических законов. После оформления работы проводится ее защита в форме устной беседы с преподавателем по контрольным заданиям. Контрольные задания к каждой работе имеют несколько вариантов по 5-7 заданий, содержащих один теоретический вопрос и несколько качественных задач по теме лабораторной работы. Вариант указывается преподавателем.

Теоретический минимум к лабораторным работам

Л.р.	Тематический материал
№ 4.23	Фотоэффект. Виды фотоэффекта. Законы внешнего фотоэффекта. Вольт–амперная характеристика внешнего фотоэффекта и ее объяснение. Несостоятельность волновой теории в объяснении законов внешнего фотоэффекта. Квантовая теория фотоэффекта. Уравнение Эйнштейна. Красная граница фотоэффекта. Фотоэлементы, их характеристики. Применение фотоэлементов
№ 4.24	Дисперсия света. Призматический спектр. Нормальная и аномальная дисперсия. Электронная теория дисперсия света.
№ 4.25	Естественный и поляризованный свет. Степень поляризации света. Закон Малюса. Поляризация света при отражении и преломлении на границе раздела двух диэлектриков. Закон Брюстера.
№ 4.26	Плоская световая волна. Монохроматичность и когерентность световых волн. Интерференция световых волн. Оптическая разность хода световых волн. Способы наблюдения интерференции света. Интерференция света в тонких пленках. Полосы равной толщины и равного наклона. Кольца Ньютона. Просветление оптики.
№ 4.27	Явление дифракции света. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля. Дифракция Френеля от круглого отверстия и диска. Дифракция Фраунгофера на щели. Дифракционная решетка.

2. Лабораторная работа № 4.23

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕМЕНТА

Цель работы: ознакомиться с устройством фотоэлемента, принципом работы и применением фотоэлементов.

Оборудование: установка для исследования вакуумного (газонаполненного) фотоэлемента.

2.1. Теоретическое введение

Фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Различают внешний, внутренний и вентильный фотоэффекты.

При внешнем фотоэффекте электроны испускаются с поверхности вещества, при внутреннем электроны переходят из связанного состояния в свободное не покидая вещества, что увеличивает электропроводность последнего. Вентильный фотоэффект — это возникновение электродвижущей силы на границе двух полупроводников различной проводимости (или металла с полупроводником) вследствие внутреннего фотоэффекта (при отсутствии внешнего электрического поля).

Принципиальная схема установки для изучения внешнего фотоэффекта представлена на рис. 2.1. Внутри вакуумного баллона помещены два электрода. Свет через кварцевое окошко попадает на катод и выбивает электроны, которые ускоряясь электрическим полем, движутся к аноду. С помощью реостата, подключенного таким образом, что можно подавать как прямое, так и обратное напряжение, можно регулировать величину напряжения между электродами.

Вольтамперные характеристики (графики зависимости силы фототока от напряжения между катодом и анодом) вакуумного фотоэлемента показана на рис. 2.2, а, б.

Вольтамперная характеристика вакуумного фотоэлемента на рис. 2.2.а. соответствует разным значениям светового потока Φ . На представленных кривых видно, что при напряжении равном нулю $U=0$ фототок не прекращается. Это свидетельствует о том, что электроны покидают катод с запасом кинетической энергии, а при $U>0$ сила фототока достигает насыщения I_n . Это означает, что все выбитые с катода электроны достигают анода, то есть $I_n=en$, где n — число фотоэлектронов, вылетающих с поверхности катода за 1 секунду. Из графика 2.2, а. видно, что увеличение интенсивности светового потока приводит к увеличению фототока насыщения.

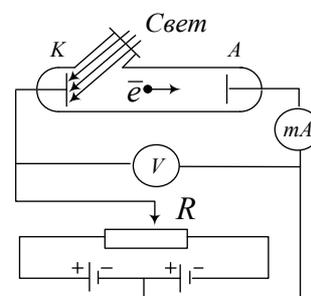


Рис. 2.1. Схема установки для изучения внешнего фотоэффекта

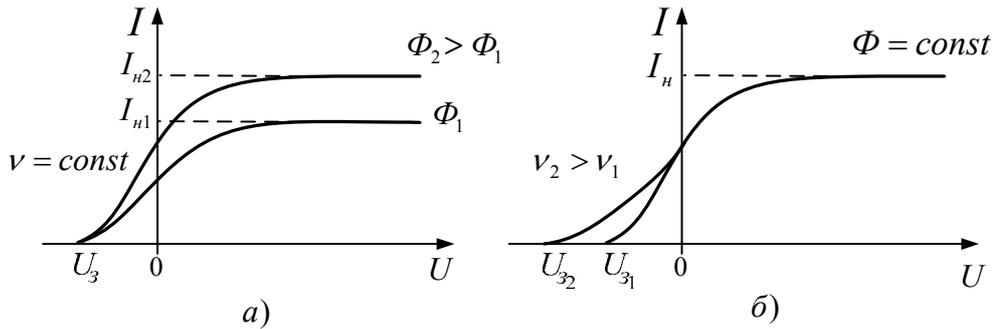


Рис. 2.2. Вольтамперная характеристика вакуумного фотоэлемента:
 а) при разных значениях светового потока Φ ;
 б) при разных частотах падающего света ν

Вольтамперная характеристика вакуумного фотоэлемента на рис. 2.2. б. соответствует разным частотам падающего света ν . Чтобы фототок стал равным нулю, необходимо между анодом и катодом создать тормозящее электрическое поле. Разность потенциалов U_3 , при которой ток прекращается, называется задерживающим напряжением (или задерживающим потенциалом). Максимальная начальная скорость v_{max} фотоэлектронов связана с U_3 соотношением:

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_3, \quad (2.1)$$

где e и m – заряд и масса электрона соответственно.

Из графика 2.2, б. видно, что увеличение частоты падающего света, при неизменной интенсивности светового потока, приводит к увеличению задерживающего потенциала.

В 1888 –1890 годах фотоэффект изучал русский физик А. Столетов. Им были сделаны несколько важных открытий в этой области и сформулированы законы внешнего фотоэффекта:

1. Сила тока насыщения прямо пропорционально интенсивности светового потока и не зависит от частоты падающего света.
2. Максимальная кинетическая энергия вырываемых светом электронов линейно возрастёт с частотой света и не зависит от его интенсивности
3. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, то есть минимальная частота света ν_{min} (или максимальная длина волны $\lambda_{кр}$), при которой ещё возможен фотоэффект, и если $\nu < \nu_{min}$, то фотоэффект уже не происходит.

Попытки объяснить фотоэффект на основе волновых представлений не имели успеха. Поэтому исследование внешнего фотоэффекта, наряду с изучением теплового излучения тел, способствовало развитию квантовых представлений о свете. Развивая гипотезу Планка, Эйнштейн предположил, что свет не только излучается, но и распространяется, и поглощается в виде отдельных дискретных частиц (фотонов) с энергией $\varepsilon = h\nu$. При освещении катода светом каждый фотон взаимодействует с отдельным электроном. Часть энергии фотона затрачивается на совершение работы по освобождению электрона из вещества, так

называемую работу выхода $A_{\text{вых}}$, которая определяется родом вещества и состоянием поверхности катода. Остаток энергии фотона переходит в кинетическую энергию электрона. Исходя из этих представлений, можно записать закон сохранения энергии (уравнение Эйнштейна)

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{mv_{\text{max}}^2}{2}. \quad (2.2)$$

С учетом (2.1) формулу (2.2) можно записать в виде

$$h\nu = A_{\text{вых}} + eU_3. \quad (2.3)$$

Квантовая теория объясняет все законы фотоэффекта. Интенсивность светового пучка определяется числом фотонов, падающих каждую секунду на металл. Число излучаемых фотоэлектронов пропорционально числу поглощаемых фотонов и, следовательно, интенсивности света (рис.2.3).

Для данного вещества работа выхода - строго определенная величина, поэтому максимальная энергия фотоэлектронов оказывается пропорциональной частоте падающего света. Так как кинетическая энергия $E_k = \frac{mv_{\text{max}}^2}{2}$ может принимать только положительные значения, то из зависимости кинетической энергии фотоэлектрона от частоты падающего света следует, что фотоэффект возможен только при частоте света $\nu \geq \nu_{\text{min}}$ (рис. 2.4). Из уравнения Эйнштейна красная граница фотоэффекта:

$$\nu = \frac{A_{\text{вых}}}{h_{\text{min}}} \quad (2.5)$$

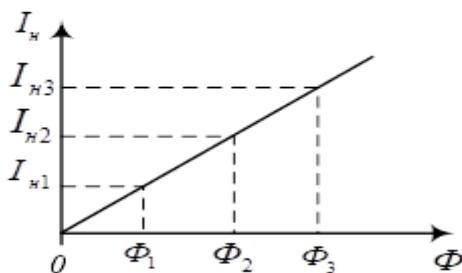


Рис. 2.3. Зависимость тока насыщения от интенсивности света

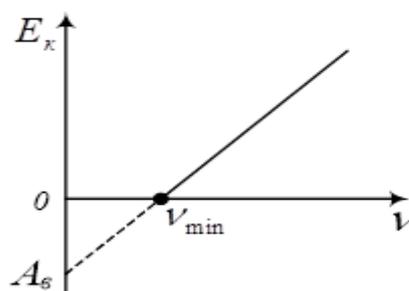


Рис. 2.4. Зависимости кинетической энергии фотоэлектрона от частоты падающего света

При очень больших интенсивностях света наблюдается многофотонный, или нелинейный фотоэффект. При многофотонном фотоэффекте электрон может получить одновременно энергию не от одного, а от N фотонов.

2.2. Описание установки и методики измерений

Фотоэлементы, действие которых основано на внешнем фотоэффекте, бывают вакуумные и газонаполненные. В газонаполненных в качестве наполнителя используются инертные газы при давлении от $5 \cdot 10^{-3}$ до 1,0 мм. рт. ст.

Основными характеристиками фотоэлементов являются вольт-амперная характеристика и чувствительность (интегральная и спектральная). Вольт-амперная характеристика – кривая, выражающая зависимость фототока I от

напряжения U , подаваемого на фотоэлемент при постоянной освещенности катода.

Отношение фототока I к световому потоку Φ , падающему на фотоэлемент, называют интегральной чувствительностью фотоэлемента

$$\gamma = \frac{I}{\Phi}. \quad (2.6)$$

Световой поток Φ (измеряется в люменах (лм)), создаваемый электрической лампочкой, которая находится на расстоянии r от фотоэлемента, падающий на поверхность фотокатода площадью S , определяется по формуле:

$$\Phi = E \cdot S = I_c \cdot \frac{S}{r^2}, \quad (2.7)$$

где I_c – сила света лампочки, измеряется в канделах (кд), $E = I_c/r^2$ – освещенность фотокатода.

Отношение числа фотоэлектронов, достигающих анода в единицу времени $N = I/e$ (e – заряд электрона), к числу фотонов $N_{\text{п}}$ падающего монохроматического света называется квантовым выходом фотоэффекта α (безразмерная величина). В работе проводится оценка квантового выхода фотоэффекта по значению средней энергии светового кванта $h\nu$.

$$\alpha = \frac{N}{N_{\text{п}}} = \left(\frac{I}{e}\right) \left(\frac{h\nu}{A \cdot \Phi}\right) = \frac{I \cdot h\nu}{A \cdot \Phi \cdot e}, \quad (2.8)$$

где $A=1,6 \cdot 10^{-3}$ Вт/лм – коэффициент перевода фотометрических величин в энергетические; ν – усредненная частота падающего на фотоэлемент света ($5 \cdot 10^{14}$ Гц).

Фотоэлементы (ФЭ) применяют в различных схемах автоматики для управления электрическими цепями с помощью световых пучков. Внутренний фотоэффект используют в фоторезисторах. Вентильный фотоэффект, возникающий в полупроводниковых фотоэлементах с р-п переходом, используется для прямого преобразования энергии излучения в электрическую энергию (солнечные батареи).

Изображение и принципиальная схема установки для снятия вольтамперных характеристик ФЭ представлены на рис. 2.5.

Установка питается от сети переменного тока. Источник постоянного тока (ИПТ) питает цепь фотоэлемента, напряжение на котором регулируется с помощью потенциометра R , и цепь источника света. Электрическая лампочка L может перемещаться относительно ФЭ, что позволяет изменять его освещенность. Между фотоэлементом и лампочкой могут устанавливаться светофильтры. Цепи лампы и фотоэлемента включаются с помощью тумблеров «Свет» и «Сеть».

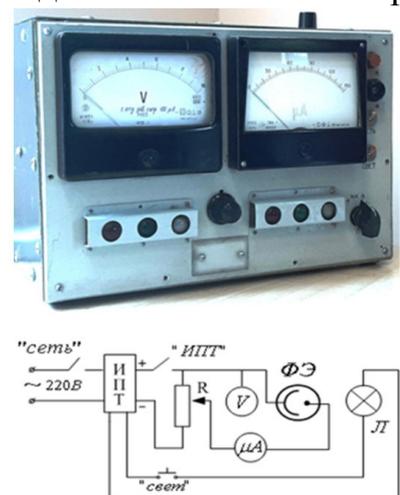


Рис. 2.5. Экспериментальная установка и ее принципиальная схема

2.3. Порядок выполнения работы

Внимание! Потенциометр R – должен находиться в крайнем левом положении! Тумблер «Свет» выключен!

1. Заполнить в тетради табл. 2.1 физических и постоянных величин.

Таблица 2.1

Постоянные величины			
$A, 10^{-3}$ Вт/лм	I_c , кд	$S, 10^{-4}$ см ²	ν , 10^{14} Гц
16	60	1	5

2. Включить установку тумблером «Сеть».

3. С помощью потенциометра R установить минимальное напряжение на ФЭ.

4. Установить подвижный фотоэлемент на максимальном расстоянии от лампочки. Включить питание лампочки тумблером «Свет». Увеличивая напряжение на ФЭ через 10 В, записать значения фототока I (показания микроамперметра), соответствующие каждому напряжению в табл.2.2. Измерения проводить до момента прекращения увеличения силы тока (до его насыщения).

5. Повторить п. 3 для 5 положений фотоэлемента, уменьшая расстояние между фотоэлементом и лампой.

6. Построить вольт - амперные характеристики по результатам измерений в одной системе координат. Определить для каждого графика силу тока насыщения.

Таблица 2.2

Результаты измерений и вычислений								
№ п/п	r , м	U , В	I , мкА	I_n , мкА	E , лк	Φ , лм	γ , мкА/лм	α
1е положение ФЭ								
...
5								
	...							

7. По формуле $E = I_c/r^2$ рассчитать освещенность фотоэлемента для каждого положения фотоэлемента.

8. По формуле $\Phi = E \cdot S$ рассчитать световой поток Φ для каждого положения фотоэлемента.

9. По формуле (2.6) определить интегральную чувствительность фотоэлемента γ для каждой освещенности.

10. По формуле (2.8) оценить квантовый выход фотоэффекта α для различных освещенностей. Результаты всех расчетов (п.п.7-10) представить в табл. 2.2.

11. Построить график зависимости силы тока насыщения, от интенсивности светового потока. Сделать вывод.

3. Лабораторная работа № 4. 24

ИЗУЧЕНИЕ ДИСПЕРСИИ СВЕТА

Цель работы: ознакомиться с устройством спектроскопа, изучить явление нормальной дисперсии.

Приборы и оборудование: оптическая скамья, спектроскоп, осветитель.

3.1. Теоретическое введение

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (длины волн λ) света или зависимость фазовой скорости световых волн от их частоты.

Дисперсия света может быть объяснена на основе электромагнитной теории и электронной теории вещества. При прохождении через вещество электромагнитной волны электроны вещества оказываются под действием электрической силы, зависящей от напряженности электрического поля электромагнитной волны. Под воздействием этой силы электроны начинают совершать вынужденные колебания. Колеблющиеся электроны возбуждают вторичную волну, распространяющуюся со скоростью света c . Вторичные волны, складываясь с первичными волнами, образуют результирующую волну. Фаза вторичной волны отличается от фазы первичной волны. Это приводит к тому, что результирующая волна распространяется в веществе с фазовой скоростью u , отличной от скорости света в вакууме c . Различие между c и u будет тем больше, чем сильнее вынужденные колебания электронов, т.е. чем ближе частота электромагнитной волны к резонансной частоте колебания электронов. Отсюда следует существование зависимости скорости u от частоты ν , или дисперсии.

С другой стороны из электромагнитной теории света следует, что $n = \sqrt{\epsilon}$, где n – абсолютный показатель преломления среды, а ϵ – диэлектрическая проницаемость вещества.

Это означает, что дисперсию света можно рассматривать как следствие зависимости ϵ от частоты ν переменного электромагнитного поля света, вызывающего поляризацию среды. Для частот видимого света поляризация проис-

ходит только вследствие смещения оптических электронов атомов вещества (оптическими электронами являются электроны атома, наиболее удалённые от его ядра). Зависимость показателя преломления среды от частоты света обусловлена зависимостью смещения оптических электронов от напряженности поля различной частоты. Графики зависимости $n(\nu)$ и $n(\lambda)$ представлены на рис. 3.1. а. и б.

Открытие дисперсии принадлежит И.Ньютону, экспериментальные исследования которого относятся к 1672 году. В его опытах солнечный свет после прохождения стеклянной призмы разлагался, благодаря дисперсии, в спектре из семи основных цветов.

В приближении классической физики фактически используется модель Д.Томсона – атом рассматривается как гармонический осциллятор с частотой собственных колебаний ω_0 ($\omega_0 = 2\pi\nu_0$).

Пусть в единице объема имеется N хаотически расположенных одинаковых атомов исследуемого вещества. Будем считать, что в каждом атоме имеется один оптический электрон с зарядом e . Электрическое поле световой волны воздействует на такой электрон с силой $e\vec{E}$ (вынуждающая сила). Взаимодействие между атомами учитывать не будем.

Дифференциальное уравнение движения осциллирующего электрона запишется в виде:

$$m\vec{a} = \Sigma\vec{F}_i, m\ddot{\vec{x}} = -k\vec{x} + e\vec{E} \quad (3.1)$$

С учетом, что $\frac{k}{m} = \omega_0^2$, перегруппировав (3.1), имеем:

$$\ddot{\vec{x}} + \omega_0^2\vec{x} = \frac{e}{m}\vec{E}. \quad (3.2)$$

В механике подобное уравнение используют при описании вынужденных колебаний. Будем исходить из того, что напряженность электрического поля световой волны изменяется по закону:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos\omega t, \quad (3.3)$$

замечая, что $\dot{\vec{x}} = \omega \cdot \vec{x}$ и $\ddot{\vec{x}} = -\omega_0^2 \cdot \vec{x}$ имеем решение в виде

$$\vec{x} = \vec{x}_0 \cos\omega t \quad (3.4)$$

и тогда формула (3.2) примет вид

$$\vec{x}_0(-\omega^2 + \omega_0^2) = \frac{e}{m}\vec{E} \quad (3.5)$$

Учтем, что $\vec{P} = Ne\vec{x}$ и $\epsilon - 1 = 4\pi \frac{P}{\epsilon_0 E}$, где P – мгновенное значение поляризованности.

Теперь окончательно:

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (3.6)$$

С учетом, что $\omega = 2\pi\nu = 2\pi \frac{c}{\lambda}$, получим:

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)} = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{1}{4\pi^2(\nu_0^2 - \nu^2)} = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{1}{4\pi^2 c^2 \left(\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda^2} \right)}. \quad (3.7)$$

График этой зависимости $n(\nu)$ и $n(\lambda)$ имеет вид:

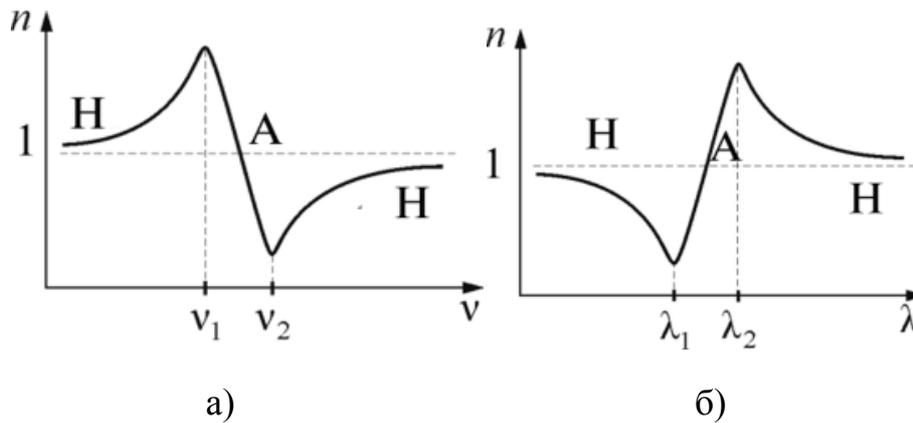


Рис. 3.1. Зависимость показателя преломления:

а) от частоты;

б) от длины световой волны

Зависимость $n(\nu)$ не линейная и не монотонная. Области значения ν , в которых $dn/d\nu > 0$ (или $dn/d\lambda < 0$) соответствуют нормальной дисперсии света (с ростом частоты ν показатель преломления n увеличивается). Нормальная дисперсия наблюдается в веществах, прозрачных для света. Например, обычное стекло прозрачно для видимого света, и в этой области частот наблюдается нормальная дисперсия света в стекле. На основе явления нормальной дисперсии основано разложение света стеклянной призмой спектрографа. Дисперсия аномальная, если $dn/d\nu < 0$ (или $dn/d\lambda > 0$), т.е. с ростом частоты ν показатель преломления n уменьшается. Аномальная дисперсия наблюдается в областях частот, соответствующих полосам интенсивного поглощения света в данной среде. Например, в обычном стекле в инфракрасной и ультрафиолетовой частях спектра наблюдается аномальная дисперсия. Зависимости n от ν и λ показаны на рис. 3.1. а и б, где Н — нормальная, а А — аномальная дисперсия.

3.2. Описание установки и методики измерений

На рис. 3.2. а и б представлена экспериментальная установка и ее схема.

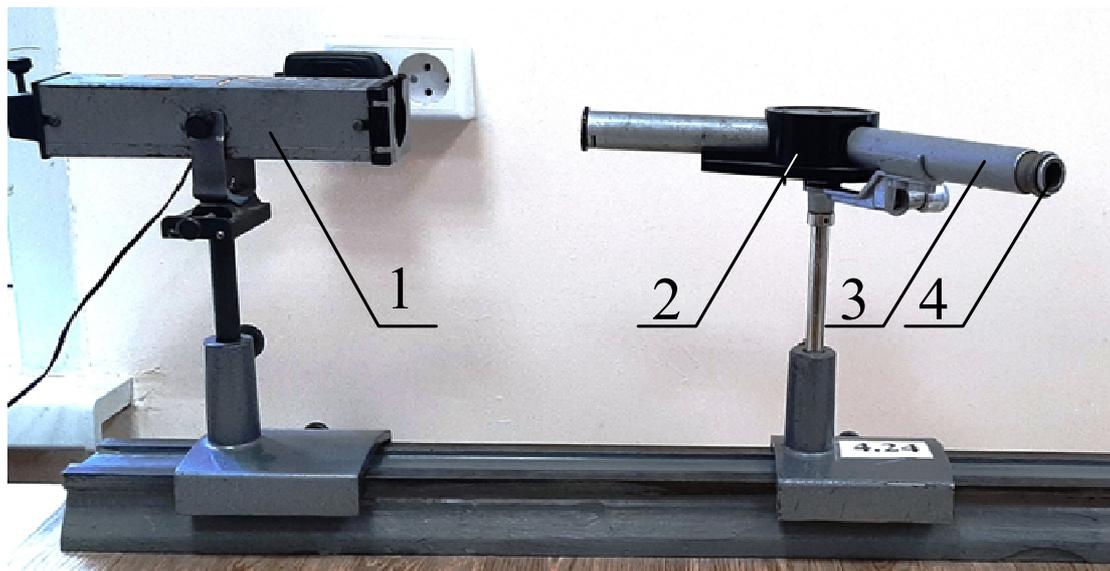


Рис. 3.2.а. Экспериментальная установка: 1 – осветитель; 2 – призма; 3 – объектив зрительной трубы; 4 – окуляр зрительной трубы

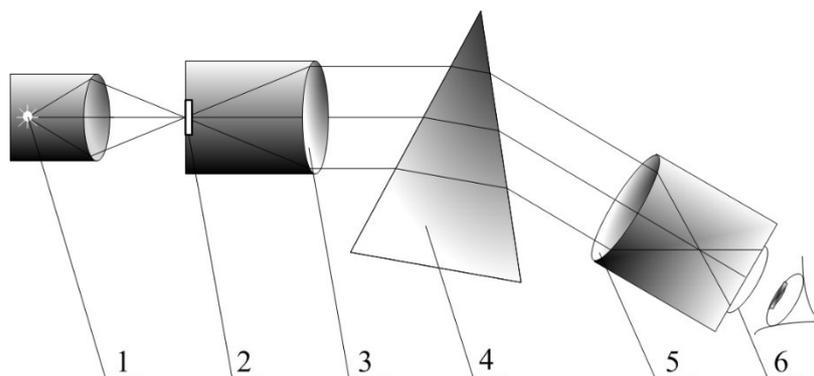


Рис. 3.2.б. Схема экспериментальной установки: 1 – осветитель; 2 – щель спектрографа; 3 – объектив коллиматора; 4 – призма; 5 – объектив зрительной трубы; 6 – окуляр зрительной трубы

Зрительная труба совершает вращение с помощью микрометрического винта. При этом один оборот микрометрического винта соответствует повороту зрительной трубы на один градус. Головка микрометрического винта (барabanчик) разделена на 50 делений. Поэтому повороту микрометрического винта на одно

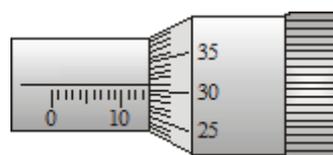


Рис. 3.3.
Микрометрический винт

деление соответствует поворот трубы на 0,02 градуса.

Например, на рис. 3.3 значение микрометра $13 + \frac{31}{50} = 13 + 0,62 = 13,62$ мм, или $0,2724^\circ$.

В том случае, когда свет падает на призму таким образом, что распространяется в призме параллельно ее основанию (рис. 3.4.), то согласно **закону преломления**, можно получить формулу для определения показателя преломления:

$$n = \frac{\sin \frac{\beta + \varphi}{2}}{\sin \frac{\beta}{2}}, \quad (3.8)$$

где β - преломляющий угол призмы; φ - угол поворота луча в результате преломления в призме.

При этом при выводе формулы (3.8) было использовано условие равенства углов γ_1 и γ_3 , которое выполняется только при падении на призму белого света для какой-то одной длины волны. Тем не менее, в случае небольшой разницы углов γ_1 и γ_3 , вызванной дисперсией света, можно пользоваться формулой (3.8).

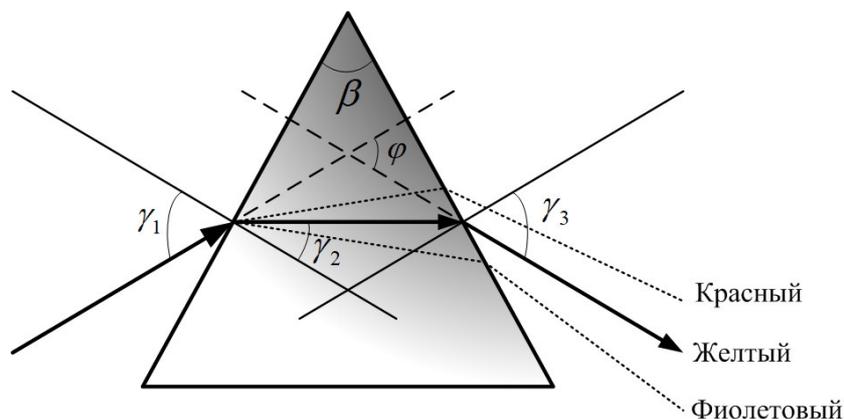


Рис. 3.4. Ход лучей в призме

Устройство спектроסקопа затрудняет точное измерение угла φ , но дает возможность проводить с достаточной точностью измерение изменения угла при переходе от одних участков спектра к другим:

$$\Delta\varphi = \varphi - \varphi_{\text{ж}}, \quad (3.9)$$

где $\varphi_{\text{ж}}$ - показания микрометрического винта для середины желтого участка спектра; φ - показания микрометрического винта для середины выбранного участка спектра.

В спектроסקопе использована призма с углом $\beta = 60^\circ$.

Угол отклонения луча желтого цвета при прохождении призмы $\varphi_{\text{ж}} = 46^\circ$. Проведя измерения углового расстояния различных участков спектра от желтого участка спектра, можно найти значение угла φ для этих участков, с помощью формулы:

$$\varphi = \varphi_{\text{ж}} + \Delta\varphi. \quad (3.10)$$

3.3. Порядок выполнения работы

1. Произвести юстировку установки. Для этого необходимо установить осветитель 1 (рис. 3.1а) и лампу в нем таким образом, чтобы навести свет на щель спектроскопа. Передвигая окуляр 6 необходимо добиться резкого изображения спектра и визирной нити.

2. Определите показатель преломления для различных длин волн. Для этого выполните следующие действия:

2.1. Вращая микрометрический винт спектроскопа, определите его показания m при установке визирной нити на соответствующий участок спектра. Сделайте для каждого случая по три измерения. Полученные данные занесите в табл.3.1, заполнив таким образом столбцы m_1 , m_2 и m_3 .

2.2. Вычислите среднее значение показаний микрометра $\langle m \rangle$, определяющее угол для каждого цвета по отношению к желтому цвету. Определите изменение среднего значения показания микрометра по отношению к желтому цвету по формуле: $\Delta m = \langle m_{\text{ж}} \rangle - \langle m \rangle$. С учетом того, что повороту микрометрического винта на одно деление соответствует поворот трубы на 0,02 градуса, перевести число делений микрометра $\Delta \langle m \rangle$ в соответствующий изменение угла $\Delta \varphi$ относительно желтого цвета;

2.3. Воспользовавшись формулами (9.9) и (3.10), вычислите значение φ для измеряемого участка спектра. Полученные результаты занесите в таб.3.1, заполнив соответственно столбцы $\Delta \varphi$ и φ ;

Таблица 3.1

Результаты измерений и вычислений

Цвет	$\lambda, \text{мкм}$	m_1	m_2	m_3	$\langle m \rangle$	Δm	$\Delta \varphi$	φ	n
Красный	0,70								
Оранжевый	0,61								
Желтый	0,58								
Зеленый	0,53								
Синий	0,46								
Фиолетовый	0,41								

2.4. Воспользовавшись формулой (3.8), вычислите значение показателя преломления n , заполнив соответствующий столбец табл. 3.1.

2.5. Постройте график зависимости показателя преломления от длины волны. сделайте вывод.

4. Лабораторная работа 4.25 ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цель работы: ознакомиться с явлением поляризации света, проверить закон Малюса.

Оборудование: источник света, фотоэлемент, два поляроида, микроамперметр, лимб, соединенный с одним поляроидом.

4.1. Теоретическое введение

Свет представляет собой электромагнитную волну, в которой происходят колебания векторов напряженности электрического и магнитного полей (рис.4.1). Однако, как показывает опыт, различные действия света (физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и др.) вызываются колебаниями электрического вектора. Поэтому в дальнейшем этот вектор будем называть световым вектором, а плоскую световую волну описывать лишь одним уравнением

$$E = A \cos(\omega t - kx + \alpha), \quad (4.1)$$

где A – амплитуда светового вектора, $\omega = 2\pi\nu$ – частота колебаний, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, волновое число.

Средний по времени световой поток через единицу поверхности площадки, перпендикулярной к направлению распространения волны, носит название интенсивности света. Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды световой волны

$$I \sim nA^2 \quad (4.2)$$

Излучение светящегося тела складывается из волн, испускаемых атомами. Излучение отдельного атома продолжается $\tau \approx 10^{-8} \text{ с}$. За это время образуется цуг протяженностью $c\tau \approx 3 \text{ м}$. Одновременно излучает большое количество атомов. Возбуждаемые ими цуги, налагаясь, друг на друга, образуют световую волну.

Плоскость колебаний светового вектора для каждого цуга ориентирована случайным образом. Поэтому в результирующей волне колебания \vec{E} различных направлений представлены с равной вероятностью, такой свет называется **естественным**.

Свет, в котором колебания каким-либо образом упорядочены, называется **поляризованным**.

Если колебания светового вектора происходят только в одной плоскости, свет называется **плоскополяризованным**. Плоскость, в которой колеблется световой вектор \vec{E} , называется плоскостью колебаний, а перпендикулярная к

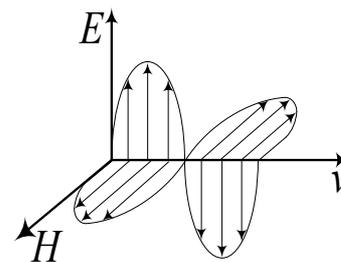


Рис. 4.1. Свет как электромагнитная волна

ней плоскость, в которой колеблется вектор \vec{H} , называется **плоскостью поляризации**.

Плоскополяризованный свет можно получить из естественного с помощью прибора, называемого **поляризатором**. Он пропускает колебания, параллельные плоскости поляризатора, и полностью задерживает колебания, перпендикулярные этой плоскости.

Пусть на поляризатор падает плоскополяризованный свет амплитуды A_0 и интенсивности I_0 (рис. 3). Сквозь прибор пройдет поляризованная составляющая колебания с амплитудой

$$A_{\Pi} = A_0 \cos \varphi, \quad (4.3)$$

где φ – угол между плоскостью колебаний и плоскостью поляризатора.

Интенсивность света I_{Π} , пропорциональна квадрату амплитуды световых колебаний, тогда

$$I_{\Pi} = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (4.4)$$

Формула (4.4) называется **законом Малюса**.

Если на поляризатор падает естественный свет, то свет становится плоскополяризованным с интенсивностью

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}. \quad (4.5)$$

Свет, в котором колебания одного направления преобладают над колебаниями других направлений, называется частично – поляризованным. Такой свет можно рассматривать как смесь естественного и плоскополяризованного. Если пропустить частично поляризованный свет через поляризатор, то при вращении прибора вокруг направления луча, интенсивность прошедшего света будет изменяться от I_{\max} и I_{\min} , причем переход от одного из этих значений к другому будет совершаться при повороте на угол $\varphi = \pi/2$. За один полный оборот два раза будет достигаться максимальное значение интенсивности.

Степенью поляризации P называют выражение

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (4.6)$$

Для плоскополяризованного света $I_{\min} = 0$ и $P=1$, для естественного света $I_{\max} = I_{\min}$ и $P=0$.

4.2. Описание установки и методики измерений

Для выполнения работы необходимо следующее оборудование: оптическая скамья с рейтерами, осветитель, два поляроида, фотоэлемент с прибором для измерения фототока. Экспериментальная установка и ее схема представлена на рис. 4.3. а и б.

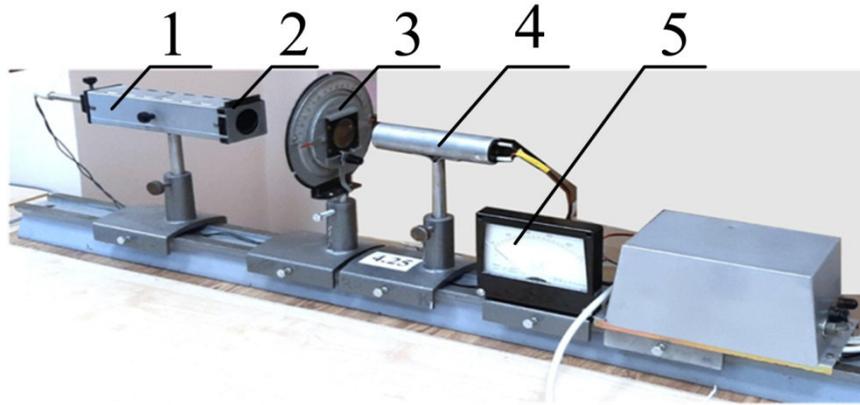


Рис. 4.3.а. Экспериментальная установка: 1 – осветитель; 2 – поляризатор; 3 – анализатор; 4 – фотоэлемент; 5 – микроамперметр

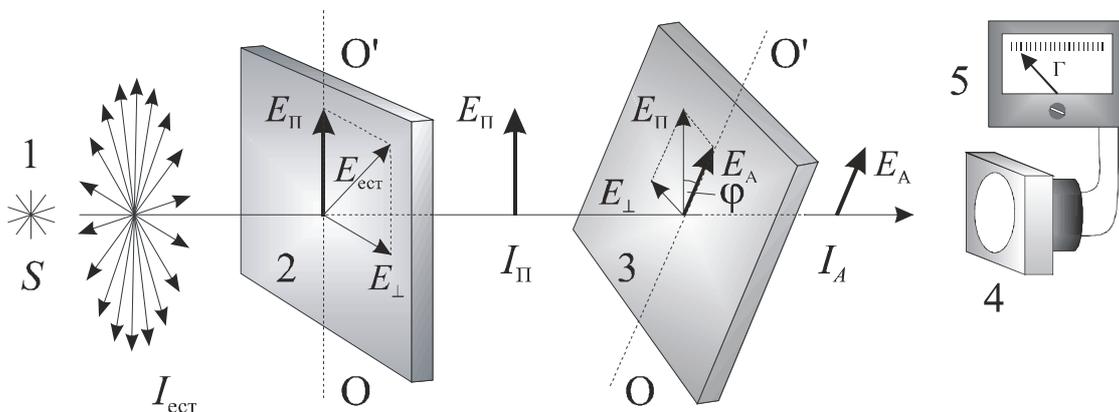


Рис. 4.3.б. Схема экспериментальной установки: 1 – осветитель; 2 – поляризатор; 3 – анализатор; 4 – фотоэлемент; 5 – микроамперметр

Свет от осветителя 1 проходит через поляризатор 2, анализатор 3 и попадает на фотоэлемент 4. Анализатор 3 можно поворачивать вокруг оси, совпадающей с направлением луча света. Положение плоскости поляризации анализатора измеряется с помощью стрелки-указателя и шкалы. Ток от фотоэлемента, пропорциональный интенсивности света, падающего на фотоэлемент, измеряется микроамперметром 5. Интенсивность света, падающего на фотоэлемент, зависит от угла φ между плоскостями поляризации поляризатора и анализатора, формула (4.4).

Чтобы проверить выполнение закона Малюса данным методом, необходимо получить экспериментальное подтверждение зависимости интенсивности света, прошедшего через поляризатор I_φ , от углового положения поляризатора φ , т.е. построить график зависимости $I_\varphi = I_\Pi \cos^2 \varphi$. Или

$$\frac{I_\varphi}{I_\Pi} = \cos^2 \varphi. \quad (4.7)$$

Интенсивность света, прошедшего через поляризатор и падающего на фотоэлемент, в соответствии с законом фотоэффекта Столетова, прямо пропор-

циональна силе тока насыщения фотоэлемента. Поэтому об интенсивности света, прошедшего через поляризатор, можно судить по величине силы тока, снимаемого микроамперметром.

В данной работе излучаемый источником свет считаем частично поляризованным и представляем как совокупность естественного света интенсивности I_{ecm} и линейно поляризованного света интенсивности I_{II} :

$$I = I_{ecm} + I_{II}. \quad (4.8)$$

В соответствии с (4.4) и (4.5), интенсивность луча, прошедшего через поляризатор, будет определяться выражением

$$I_{\varphi} = I_{II} \cos^2 \varphi + \frac{1}{2} I_{ecm}. \quad (4.9)$$

Как видно из формулы (4.9), интенсивность прошедшего через поляризатор света зависит от углового положения поляризатора. Максимальная интенсивность света будет при значении $\cos^2 \varphi = 1$, следовательно:

$$I_{max} = I_{II} + \frac{1}{2} I_{ecm}. \quad (4.10)$$

Минимальная интенсивность света будет при значении $\cos^2 \varphi = 0$, следовательно:

$$I_{min} = \frac{1}{2} I_{ecm}. \quad (4.11)$$

Исключая с помощью (4.10) и (4.11) неизвестные величины I_{ecm} , I_{II} в (4.9), окончательно находим:

$$I_{\varphi} = I_{min} + (I_{max} - I_{min}) \cos^2 \varphi \quad \text{или} \\ \cos^2 \varphi = \frac{I_{\varphi} - I_{min}}{I_{max} - I_{min}}. \quad (4.12)$$

Интенсивность световой волны I прошедшей через поляризатор пропорциональна регистрируемому значению силы тока J

$$\cos^2 \varphi = \frac{J_{\varphi} - J_{min}}{J_{max} - J_{min}}. \quad (4.13)$$

4.3. Порядок выполнения работы

1. На оптическую скамью установите осветитель, поляризатор, анализатор и фотоэлемент.

2. Установите лампочку в осветителе так, чтобы пучок света от осветителя проходил через центры поляризатора и анализатора и попадал на центр фотоэлемента.

3. Вращая анализатор 3 (рис 4.4.), найдите его положение α_0 , при котором плоскости пропускания поляризатора и анализатора параллельны ($\varphi = 0$). В этом положении наблюдается максимальное значение фототока J_{max} . Примите это положение за начало отсчета $\varphi = 0$.

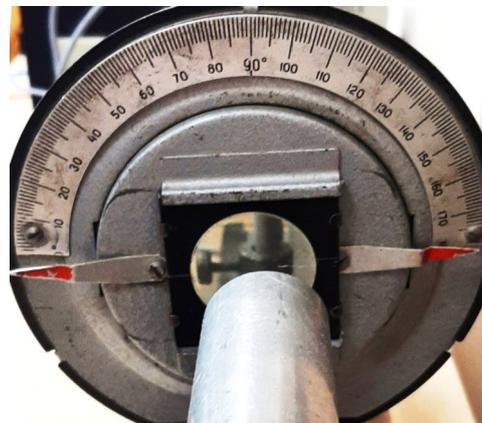


Рис 4.4. Анализатор

4. В табл. 4.1. заполните две первых строки.
5. Поверните анализатор на 10° . Снимите и запишите в таблицу экспериментальное значение фототока J_{φ} .
6. Повторите п. 5 тридцать шесть раз.
7. По результатам измерений определите максимальное и минимальное значения фототока.
8. По формуле (4.13) рассчитайте экспериментальное значение $\cos^2 \varphi$ для всех значений угла φ .
9. Постройте на одном графике теоретическую кривую, выражающую закон Малюса ($\frac{I_{\varphi}}{I_{\Pi}} = \cos^2 \varphi$) и отношение экспериментальных значений разностей фототока $\frac{J_{\varphi} - J_{min}}{J_{max} - J_{min}}$ от угла между плоскостями поляризации поляризатора и анализатора.
10. Сравните оба графика и объясните причины возможного их расхождения. Сделайте вывод

Таблица 4.1

Результаты измерений и вычислений

φ	0°	10°	20°	30°	...	360°
$\frac{I_{\varphi}}{I_{\Pi}} = \cos^2 \varphi$						
J_{φ}					...	
$\frac{J_{\varphi} - J_{min}}{J_{max} - J_{min}}$...	

5. Лабораторная работа 4.26 ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА (КОЛЬЦА НЬЮТОНА)

Цель работы: изучение интерференции света на кольцах Ньютона, определение длины световой волны и радиуса кривизны линзы.

Оборудование: плосковыпуклая линза с большим радиусом кривизны, плоскопараллельная стеклянная пластинка, штангенциркуль.

5.1. Теоретическое введение

Интерференция света – явление наложения когерентных световых волн, в результате которого происходит перераспределение светового потока в пространстве (возникновение максимумов и минимумов интенсивности света). Когерентные волны – волны одинаковой частоты, разность фаз которых остается постоянной во времени, а плоскости колебаний световых векторов \vec{E} совпадают.

Естественные источники света не являются когерентными, поскольку излучение светящегося тела складывается из волн, испускаемых многими атомами. Отдельные атомы излучают цуги волн длительностью порядка 10^{-8} с и протяженностью около трех метров. Эти цуги, налагаясь друг на друга, образуют световую волну. Фаза световой волны изменяется с течением времени, поскольку излучение одной группы атомов сменяется излучением другой. Время, за которое случайные изменения фазы в световой волне достигают значения π , называют временем когерентности. За это время волна становится некогерентной к самой себе.

Для осуществления когерентности необходимо разделить один и тот же световой пучок на два и заставить их встретиться снова так, чтобы оптическая разность хода между интерферирующими лучами была меньше длины когерентности.

В зависимости от способа разбиения пучка на два существует два разных метода получения когерентных «источников»: метод деления волнового фронта и метод деления амплитуды. В методе деления волнового фронта, который пригоден только для достаточно малых источников, исходящий от источника пучок делится на два: либо проходя через два близко расположенных отверстия, либо отражаясь от зеркальных или полупрозрачных поверхностей (метод Юнга, бисеркала Френеля, бипризма Френеля, билинза Бийе, зеркало Ллойда и др.). Во втором методе, который пригоден как для малого, так и протяженного источников, световой пучок делится путем прохождения и отражения от полупрозрачной поверхности (интерференция от плоскопараллельной пластинки – полосы равного наклона, интерференция от пластинки переменной толщины – полосы равной толщины).

Оптическим путем называется произведение показателя преломления среды n на геометрическую длину пути S в данной среде:

$$L = nS \quad (5.1)$$

Разность оптических длин, проходимых световыми волнами, называется оптической разностью хода:

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1 \quad (5.2)$$

Разность фаз налагаемых световых волн связана с их оптической разностью хода соотношением

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (5.3)$$

где λ_0 – длина волны в вакууме.

Из этого соотношения следует, что если оптическая разность хода равна четному числу полуволн или целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm \frac{2k\lambda_0}{2} = \pm k\lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2 \dots), \quad (5.4)$$

то разность фаз δ оказывается кратной 2π , лучи в точку наблюдения приходят в одной фазе и амплитуда суммарной волны увеличивается, следовательно, соотношение (5.4) определяет условие *интерференционного максимума*.

Если Δ равна нечетному числу полуволен в вакууме,

$$\Delta = \pm(2k + 1) \lambda_0/2 \quad (k = 0,1,2 \dots), \quad (5.5)$$

то $\delta = \pm(2k + 1)\pi$, так что колебания в точку наблюдения приходят в противофазе и гасят друг друга. Следовательно, условие (5.5) есть условие *интерференционного минимума*.

Интерференционную картину полос равной толщины можно наблюдать от воздушной прослойки, образованной плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой (рис.5.1.а. и 5.1.б.).

При нормальном падении света, геометрическим местом точек одинаковой толщины является окружность, и поэтому соответствующие полосы равной толщины будут иметь вид концентрических окружностей с центром в точке соприкосновения линзы с плоскопараллельной пластинкой. Отраженные от линзы и плоскопараллельной пластины лучи 1 и 2 распространяются практически вдоль одного направления. Их оптическая разность хода

$$\Delta = 2d + \lambda/2, \quad (5.6)$$

где d – толщина воздушной прослойки, слагаемое $\lambda/2$ учитывает изменение фазы волны на противоположную (потеря полуволны) при отражении от оптически более плотной среды (от плоскопараллельной пластинки).

Условия максимумов и минимумов интерференции для колец Ньютона имеют вид:

$$2d_k + \lambda/2 = k\lambda \quad (\text{максимум}); \quad (5.7)$$

$$2d_k + \lambda/2 = \frac{(2k+1)\lambda}{2} \quad (\text{минимум}), \quad (5.8)$$

где $k=0,1,2,3\dots$ - порядок интерференционного максимума и минимума (очевидно, максимума 0-го порядка не будет);

d_k – толщины воздушного зазора, для которых будут наблюдаться светлые и темные интерференционные кольца.

Связь толщины воздушного слоя d_k с радиусом кривизны линзы R определяется по теореме Пифагора (см. рис. 5.1).

$$R^2 = r_k^2 + (R - d_k)^2.$$

Так как R намного больше d_k , то величиной d_k^2 можно пренебречь, тогда

$$2d_k R = r_k^2. \quad (5.9)$$

Из формул (5.6) и (5.7) следует

$$\lambda = r_k^2/kR. \quad (5.10)$$

Так как невозможно добиться идеального соприкосновения линзы с пластиной в одной точке, целесообразно вычислять длину волны по разности радиусов двух колец.

$$\lambda = (r_k^2 - r_m^2)/(k - m)R, \quad (5.11)$$

где k и m – номера интерференционных колец.

5.2. Описание оборудования и методики эксперимента

Для выполнения работы необходимы: установка, содержащая плосковыпуклую линзу с большим радиусом кривизны и плоскопараллельную стеклянную пластинку, штангенциркуль.

Кольца Ньютона образуются в результате интерференции лучей, отражающихся от выпуклой поверхности линзы и плоскопараллельной пластинки, к которой выпуклая поверхность линзы приложена (рис. 5.1). Расходящиеся когерентные лучи 1 и 2 хрусталиком глаза они будут сведены на сетчатке, где и будут интерферировать.



Рис. 5.1.а. Экспериментальная установка.

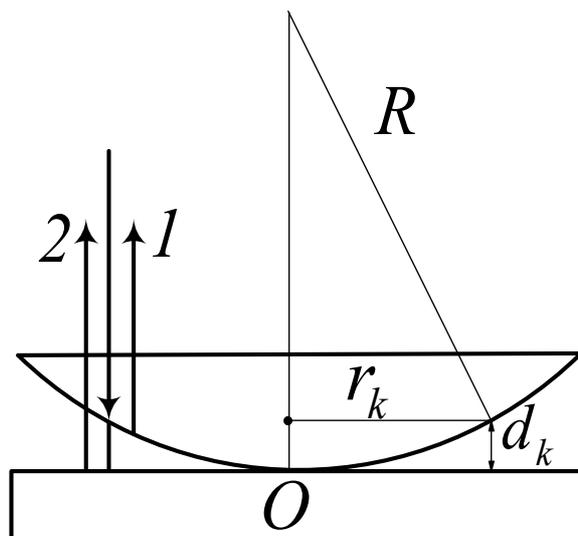


Рис. 5.1.б. Схема экспериментальной установки.

С помощью регулировочных винтов, прижимающих линзу к плоской пластинке, добейтесь того, чтобы кольца Ньютона изображались в виде системы концентрических окружностей (рис. 5.2.а).

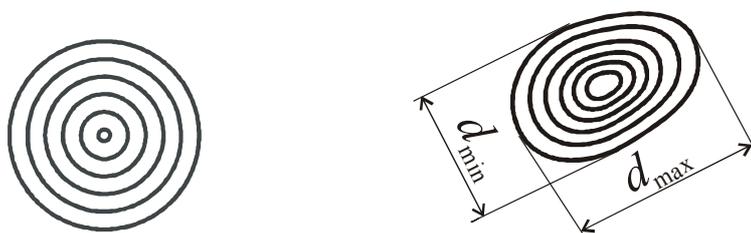


Рис. 5.2. Схематическое изображение колец Ньютона:
а) идеализированное; б) реальное

По ряду причин добиться идеальных колец трудно. Поэтому в действительности изображение будет искажено и будет выглядеть примерно таким, как

на этом же рисунке справа (рис. 5.2.б.). На рис. 5.3 представлена увеличенная фотография реальных колец Ньютона.

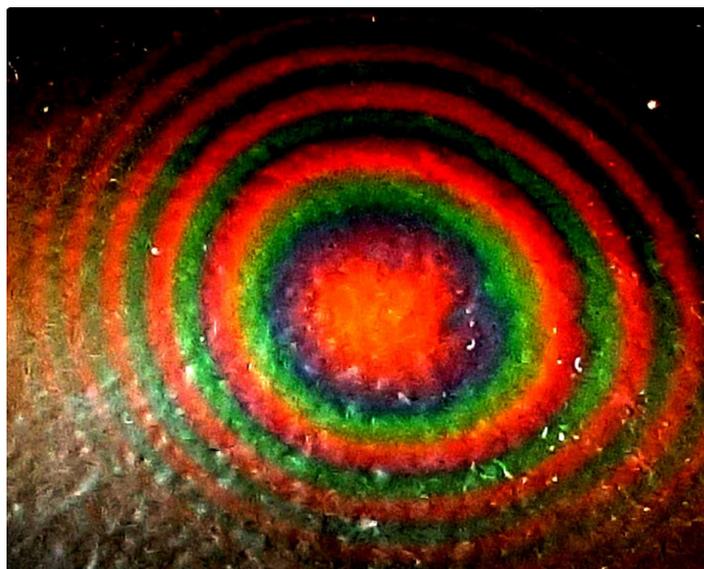


Рис 5.3. Кольца Ньютона

5.3. Порядок выполнения работы

1. С помощью регулировочных винтов, прижимающих линзу к плоской пластинке, добейтесь того, чтобы кольца Ньютона отображались в виде системы кривых, близких к окружности.

2. Штангенциркулем измерьте наибольший и наименьший диаметр кольца красного цвета ($\lambda_{кр}=650$ нм) первого порядка (красного кольца с минимальными значениями диаметров). Рассчитайте среднее значение диаметра красного кольца первого порядка. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 5.1.

2. Повторите пункт 2 для колец красного цвета по мере увеличения диаметров (2-го, 3-го и 4-го порядков соответственно). Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 5.1.

3. По формуле (5.11) рассчитайте радиус R сферической поверхности линзы для различных значений k . Результаты измерений и расчетов занесите в таблицу 5.1.

4. Повторите пп. 2 – 3 для колец зеленого цвета.

5. Рассчитайте среднее значение радиуса кривизны линзы $\langle R \rangle$.

6. Сделайте вывод по работе.

Результаты измерений и вычислений

цвет кольца	Номер кольца	Диаметр		Средний диаметр ко- лец <d>, м	Среднее значение радиуса кольца <r>, м	R, м	<R>, м
		d _{max} , м	d _{min} , м				
красный	1						
	2						
	3						
	4						
зеленый	1						
	2						
	3						
	4						

6. Лабораторная работа 4.21 ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИИ СВЕТА

Цель работы: изучение явления дифракции света на решетке, определение длины световой волны лазерного излучения и постоянной дифракционной решетки.

Оборудование: источник света, дифракционная решетка, зрительная труба.

6.1. Теоретическое введение

Дифракцией света называется совокупность явлений, связанных с огибанием световыми волнами препятствий, их проникновением в область геометрической тени и образованием максимумов и минимумов интенсивности.

Дифракция световых волн может быть объяснена с помощью принципа Гюйгенса – Френеля, согласно которому:

- каждая точка волнового фронта является источником вторичных сферических волн, огибающая которых определяет форму волновой поверхности в следующий момент времени;
- все вторичные источники когерентны, поэтому в любой точке пространства параметры волны могут быть рассчитаны как результат интерференции всех вторичных волн;
- амплитуда вторичной сферической волны пропорциональна величине элемента волновой поверхности, убывает пропорционально расстоянию от ис-

точника и зависит от угла между нормалью к волновой поверхности и направлением распространения света (рис. 6.1).

Расчет интерференции вторичных волн упрощается, если воспользоваться методом зон Френеля. Волновой фронт разбивается на зоны таким образом, чтобы расстояния от границ двух соседних зон до точки наблюдения отличались на $\lambda/2$ (рис.6.2). В этом случае разность хода лучей, идущих от любых двух соответствующих точек соседних зон в точке наблюдения, равна $\lambda/2$, и они придут в эту точку в противофазе, т.е. ослабят друг друга.

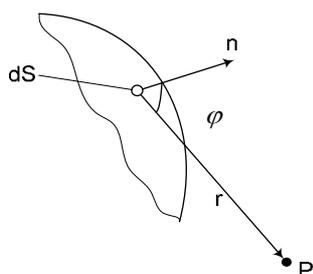


Рис. 6.1. Угол между нормалью к волновой поверхности и направлением распространения света

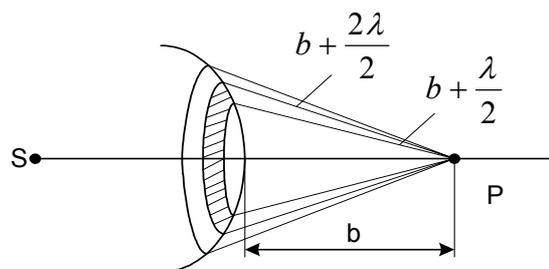


Рис. 6.2. Зоны Френеля

Различают два вида дифракции:

- 1) дифракция сферических волн (Френеля);
- 2) дифракция плоских волн или параллельных лучей (Фраунгофера).

Рассмотрим дифракцию монохроматических параллельных лучей с длиной волны λ на узкой щели шириной b . (рис. 6.3). Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка щели становится источником вторичных волн, которые распространяются за щелью во всех направлениях. Линза L собирает дифрагированные параллельные лучи в соответствующих точках экрана \mathcal{E} , расположенного в ее фокальной плоскости, но при этом не вносит дополнительной разности хода волн.

Найдем условие максимума и минимума дифракции с помощью метода зон Френеля. Разобьем щель AB на зоны, имеющие вид полос, параллельных ребру щели, так, чтобы расстояние от двух соседских полос до точки наблюдения M различалось на $\lambda/2$. Результат интерференции определяется тем, сколько зон укладывается на ширине щели. При четном числе зон в точке наблюдения будет минимум дифракции, при нечетном – максимум.

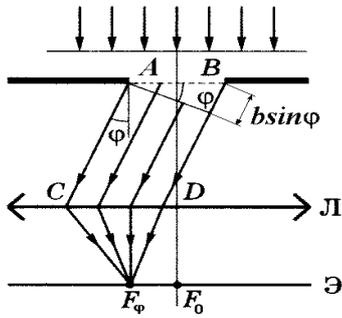


Рис.6.3. Дифракция Фраунгофера монохроматических параллельных лучей на узкой щели.

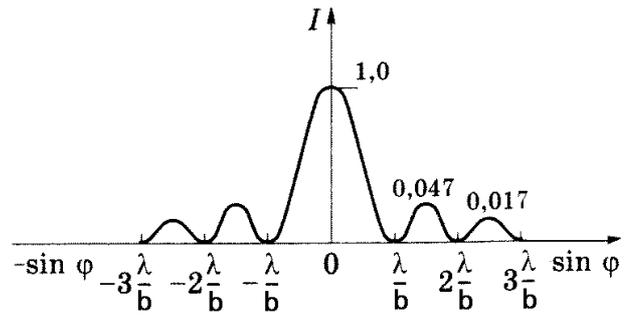


Рис. 6.4. График распределения интенсивности света на экране.

Условия дифракционного минимума и максимума, соответственно будут иметь вид:

$$b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad k = 1, 2, 3 \dots - \text{min} \quad (6.1)$$

$$b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad k = 1, 2, 3 \dots - \text{max} \quad (6.2)$$

График распределения интенсивности света на экране представлен на рис. 6.4.

Дифракционная картина усиливается, если перейти от одной щели ко многим. Это осуществляется в дифракционных решетках, состоящих из очень большого числа параллельных одинаковых и очень узких щелей, разделенных непрозрачными промежутками одинаковой ширины. Сумма ширины щели b и прозрачного промежутка a называется периодом дифракционной решетки:

$$d = a + b \quad (6.3)$$

При прохождении плоской волны света через решетку и дифракции от каждой щели прибавляется еще многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

В одном и том же направлении все щели излучают свет одинаково. Колебания от сходственных точек соседних щелей в точке M будут усиливать друг друга, если на их разности хода $\Delta = d \sin \varphi$ будет укладываться четное число полуволн или целое число волн. Таким образом условие

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (6.4)$$

определяет положение главных максимумов дифракционной решетки. Число m дает порядок главного максимума.

Для направлений, удовлетворяющих условию минимума от одной щели, будут наблюдаться минимумы и при многих щелях, поскольку ни одна из них не посылает света в этих направлениях. Таким образом, условие

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (6.5)$$

является также условием главных минимумов решетки. Если дифракционная решетка состоит из N щелей, то кроме главных минимумов, определяемых условием (6.5), в промежутках между соседними главными максимумами имеется по $(N-1)$ дополнительному максимуму. Эти минимумы возникают в тех направ-

лениях, для которых колебания от отдельных щелей взаимно погашают друг друга. Образование добавочных минимумов определяется условием

$$d \sin \varphi = \pm \frac{P}{N} \lambda, \quad (6.6)$$

где P принимает все целочисленные значения, кроме $0, N, 2N$, т.е. тех, при которых условие (6.6) переходит в (6.4).

Между дополнительными минимумами располагаются слабые вторичные максимумы. Число таких максимумов, находящихся в промежутке между соседними, главными максимумами равно $(N-2)$.

При пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального разложатся в спектр, фиолетовый конец которого расположен к центру дифракционной картины, красный – наружу.

6.2. Описание установки и методики измерений

Дифракционной решеткой называется система большого числа параллельных щелей одинаковой ширины, разделенных одинаковыми непрозрачными промежутками. Дифракционная картина содержит большое число минимумов и максимумов различной интенсивности. Среди всех максимумов наиболее яркими являются главные максимумы (в дальнейшем – максимумы), интенсивность света в которых пропорциональна квадрату числа щелей в решетке.

Зрительная труба позволяют наблюдать только максимумы при малых углах φ . В этом случае справедливо приближение $\sin \varphi \approx \varphi$ (радиан). Поэтому выражение (6.4) можно упростить и приближенно представить в виде

$$d \cdot \varphi_m \approx m \lambda. \quad (6.7)$$

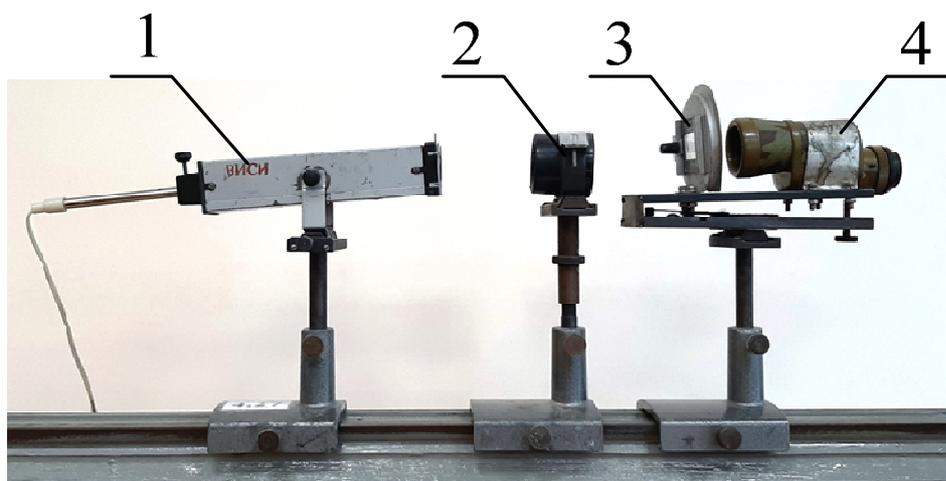


Рис. 6.5. Экспериментальная установка: 1 – осветитель; 2 – узкая щель; 3 – дифракционная решетка; 4 – окуляр зрительной трубы

Изображение установки с установленной дифракционной решеткой и зрительной трубой представлена на рисунке 6.5.

В соответствии с формулами (6.4) и (6.7), положение максимумов при $m \neq 0$ зависит от длины волны λ . Вследствие этого некогерентный свет с набором различных длин волн, вообще говоря, разлагается в спектры. Исключением является полоса с $m = 0$ и $\varphi = 0$. Это условие позволяет определить положение на шкале зрительной трубы максимума нулевого порядка. Из формул (6.4) и (6.7) видно, что спектральные линии с равными значениями $|m| > 0$ расположены симметрично относительно максимума, наблюдаемого под нулевым углом. Таким образом, при освещении решетки белым светом интерференционная картина состоит из белой полосы (при $m = 0$ и $\varphi = 0$) и симметричных относительно нее окрашенных полос (при $|m| > 0$). Угол дифракции растет с увеличением $|m|$, а при фиксированном значении $|m|$ -- с увеличением длины волны λ .

Учитывая, что длина волны и период решетки принимают положительные значения, формулу (6.7) можно записать в виде

$$d \cdot |\varphi_m| \approx |m|\lambda. \quad (6.8)$$

При известном периоде решетки d формула (6.8) позволяет определить длины световых волн в виде

$$\lambda \approx \frac{d \cdot |\varphi_m|}{|m|}. \quad (6.9)$$

С другой стороны, при известной длине волны λ условия (6.9) позволяют определить период решетки в виде

$$d \approx \frac{|m| \cdot \lambda}{|\varphi_m|}. \quad (6.10)$$

На рисунке 6.5. приведены схематически изображения спектров разного порядка m (-3,-2,-1,1,2,3). Шкала в центре – это шкала отсчета окуляра.

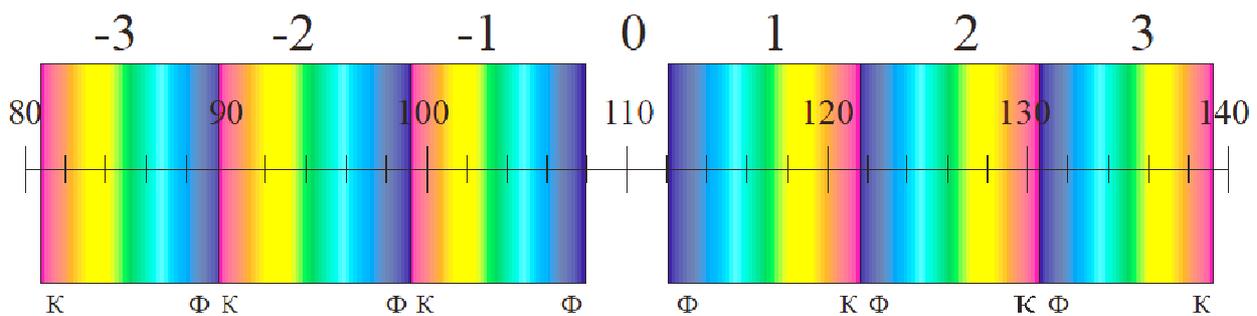


Рис 6.6. Спектр дифракционной решетки.

В этом примере рисунке 6.6. положение середины максимума при $\varphi = 0$ определяется $N_0 = 110$ делений шкалы окуляра, а положение середины зеленого участка спектра при $m = -2$ равно $N_{-2} = 94$ деления.

6.3. Порядок выполнения работы

6.3.1. Определение длин волн различных цветов

1. Установите перед объективом зрительной трубы дифракционную эталонную решетку с известной постоянной $d = 5,75 \cdot 10^{-5}$ м.
2. Определите положение максимума нулевого порядка N_0 .
3. Измерьте положение середины участков спектров с $m = 1$ для цветов, указанных в табл. 6.1, при положительных значениях углов ($N_{np} > N_0$). Отсчеты проводить **всегда!** по одной из шкал окуляра зрительной трубы: или верхней, или нижней (рис. 6.7.).
4. Измерьте положение середины участков спектров с $m = 1$ для цветов, указанных в табл. 6.1, при отрицательных значениях углов ($N_{л} < N_0$).
5. По формуле $|\Delta N| = \frac{|N_{np} - N_{л}|}{2}$ определить среднее значение числа отсчетов окуляра зрительной трубы от центрального максимума.

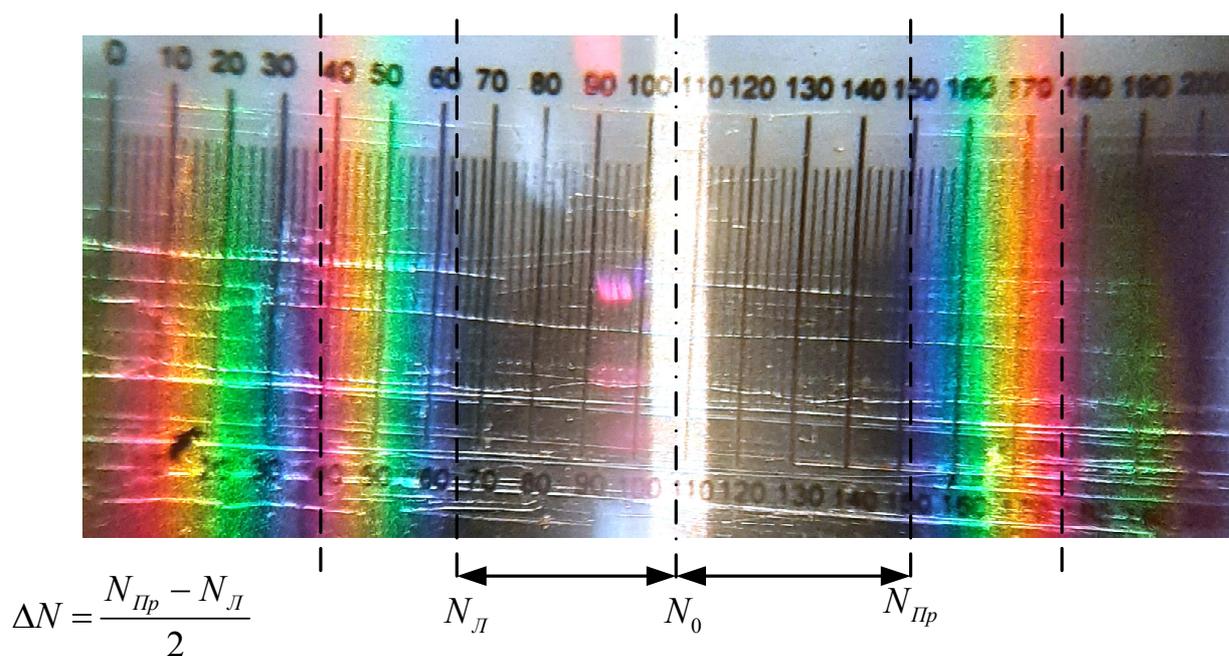


Рис. 6.7. Фотография спектра дифракционной решетки

6. По формуле $|\varphi| = \Delta N \cdot c$ (здесь $c = 5,76 \cdot 10^{-4}$ рад/дел – цена деления шкалы зрительной трубы) рассчитайте значения модулей углов $|\varphi|$.
7. По формуле (6.9) рассчитайте значения длин волн для цветов, указанных в табл. 6.1. Результаты измерений и расчетов занесите в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Результаты измерений и вычислений

m	Цвет	$N_{Пр}$	$N_{Л}$	ΔN	$ \varphi $	λ
1	синий					
	зеленый					
	желтый					
	красный					

6.3.2. Определение периода неизвестной дифракционной решетки

1. Поставьте неизвестную дифракционную решетку перед объективом зрительной трубы.

2. Измерьте положение середины участков спектров с $m = 1, 2$ для цветов, указанных в табл. 6.3, при положительных значениях углов ($N_{Пр} > N_0$). Отсчеты проводить **всегда!** по одной из шкал окуляра зрительной трубы: или верхней, или нижней.

3. Измерьте положение середины участков спектров с $m = 1, 2$ для цветов, указанных в табл. 6.2, при отрицательных значениях углов ($N_{Л} < N_0$).

4. По формуле $|\Delta N| = \frac{|N_{пр} - N_{л}|}{2}$ определить среднее значение числа отсчетов окуляра зрительной трубы от центрального максимума.

5. По формулу $|\varphi| = \Delta N \cdot c$ (здесь $c = 5,76 \cdot 10^{-4}$ рад/дел – цена деления шкалы зрительной трубы) рассчитайте значения модулей углов $|\varphi|$.

6. По формуле (6.10) найдите значения периода d . решетки.

7. Найдите среднее значение периода дифракционной решетки.

8. Сделайте вывод по работе.

Таблица 6.2

Результаты измерений и вычислений

m	Цвет	$N_{Пр}$	$N_{Л}$	ΔN	$ \varphi $	d	$\langle d \rangle$
1	фиолетовый						
	красный						
2	фиолетовый						-----
	красный						-----

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Трофимова, Т.И. Курс физики [Текст]: учеб. пособие для вузов / Т.И. Трофимова. – М.: Издательский центр «Академия», 2007. - 560 с.
2. Детлаф, А.А. Курс физики [Текст]: учеб. пособие для втузов / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. - М.: Высш. шк., 1989. - 608 с.
3. Савельев, И.В. Курс общей физики [Текст]: в 5 кн.: учеб. пособие для втузов / И.В. Савельев. - М.: АСТ: Астрель, 2005.
4. Яворский Б.М. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов [Текст]: учеб. пособие / Б.М. Яворский, А.А. Детлаф, А.К. Лебедев. - М.: Оникс, 2006. – 1056 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Общий порядок выполнения лабораторных работ.....	3
2. Лабораторная работа № 4.23 ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕМЕНТА	4
3. Лабораторная работа № 4.24 ИЗУЧЕНИЕ ДИСПЕРСИИ СВЕТА.....	9
4. Лабораторная работа 4.25 ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА 15	
5. Лабораторная работа 4.26 ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА (КОЛЬЦА НЬЮТОНА).....	19
6. Лабораторная работа 4.21 ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИИ СВЕТА	24
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	31

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

для выполнения лабораторных работ по разделу «Оптика»,
для студентов строительных специальностей всех форм обучения

Составители:

Тураева Татьяна Леонидовна
Москаленко Александр Георгиевич
Дубовицкая Татьяна Викторовна
Касаткина Татьяна Игоревна
Абрамов Александр Владимирович
Елена Александровна Панкратова

В авторской редакции

Подписано к изданию 01.12. 2021

Уч.-изд. л. 2,0.

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»

394026 Воронеж, Московский просп.,14