

Министерство образования Республики Беларусь  
Учреждение образования  
«Мозырский государственный педагогический университет  
имени И. П. Шамякина»

В. С. Савенко

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА СПЕЦИАЛЬНЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

*Рекомендовано учебно-методическим объединением  
по педагогическому образованию в качестве учебно-методического пособия  
для студентов учреждений высшего образования, обучающихся  
по специальностям 1-02 05 02 Физика и информатика,  
1-02 05 04 Физика и техническое творчество*

Мозырь  
МГПУ им. И. П. Шамякина  
2015

УДК 620.178.15  
ББК 22.37я72  
С12

**Савенко, В. С.**

- С12 Экспериментальная физика. Специальный физический практикум : учеб.-метод. пособие / В. С. Савенко. – Мозырь : МГПУ им. И. П. Шамякина, 2015. – 200 с.  
ISBN 978-985-477-540-1.

Главная цель пособия – познакомить студентов с основными методами, методикой и оборудованием, применяющимися при изучении экспериментальной физики; сформировать общие и специальные знания о физических понятиях, явлениях и процессах теоретической и экспериментальной физики.

Издание разработано в соответствии с учебными программами курсов «Физика реальных кристаллов» цикла учебного плана «Дисциплины дополнительной специальности» и «Экспериментальная физика» цикла учебного плана «Дисциплины специальной подготовки».

Пособие также может быть использовано магистрантами, аспирантами, молодыми специалистами, учителями-исследователями.

**УДК 620.178.15  
ББК 22.37я72**

-----  
Учебное издание

**Савенко Владимир Семенович**

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА  
СПЕЦИАЛЬНЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ**

Учебно-методическое пособие

Корректор Л. В. Журавская  
Оригинал-макет Е. В. Юницкая

Подписано в печать 22.06.2015. Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная.  
Ризография. Усл. печ. л. 11,63. Уч.-изд. л. 10,05. Тираж 50 экз. Заказ 20.

Учреждение образования  
«Мозырский государственный педагогический университет имени И. П. Шамякина».  
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,  
распространителя печатных изданий N 1/306 от 22 апреля 2014 г.  
Ул. Студенческая, 28, 247760, Мозырь, Гомельская обл. Тел. (8-0236) 32-46-29

КПУП «Колор» г. Мозырь.  
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,  
распространителя печатных изданий N 1/112 от 17.12.2013 г., N 2/26 от 12.12.2013 г.  
Ул. Октябрьская, 12, 247760, Мозырь, Гомельская обл. Тел./ф. (8-0236) 3-77-3-51, 3-77-3-88

**ISBN 978-985-477-540-1**

© Савенко В. С., 2015  
© УО МГПУ им. И. П. Шамякина, 2015

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b> .....	5
<b>Лабораторная работа № 1</b> Экспериментальные исследования влияния СВЧ-излучения различной направленности компоненты электрического поля на микроструктуру нержавеющей стали .....	8
<b>Лабораторная работа № 2</b> Ультразвуковые исследования и дефектоскопия углеродистой стали .....	18
<b>Лабораторная работа № 3</b> Изучение проводящих свойств металлов с помощью эффекта Холла .....	24
<b>Лабораторная работа № 4</b> Микроструктурные исследования бронзированной проволоки методом кинетического индентирования .....	32
<b>Лабораторная работа № 5</b> Исследование явления намагничивания и магнитного гистерезиса ферромагнетиков .....	53
<b>Лабораторная работа № 6</b> Изучение микроструктуры металлов с помощью морфологического анализа изображений .....	64
<b>Лабораторная работа № 7</b> Исследование механического двойникования в кристаллах Висмута .....	89
<b>Лабораторная работа № 8</b> Изучение электрических свойств жидких кристаллов .....	93
<b>Лабораторная работа № 9</b> Изучение магнитных полей. Измерение индукции магнитного поля на оси соленоида .....	98
<b>Лабораторная работа № 10</b> Изучение резонанса напряжений и токов .....	106
<b>Лабораторная работа № 11</b> Изучение релаксационных процессов в электрической цепи. Изучение переходных процессов в электрической цепи ..	117

**Лабораторная работа № 12**

Изучение теплового излучения тела ..... 130

**Лабораторная работа № 13**

Экспериментальная проверка соотношения неопределенностей  
для фотонов ..... 138

**Лабораторная работа № 14**

Изучение зависимости показателя преломления воздуха от давления ..... 144

**Лабораторная работа № 15**

Изучение искусственной анизотропии при механических напряжениях ..... 155

**Лабораторная работа № 16**

Изучение явления поглощения света ..... 170

**Лабораторная работа № 17**

Изучение сферической и хроматической аберраций линзы ..... 182

## ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальная физика – способ познания природы, заключающийся в изучении природных явлений в специально подготовленных условиях. В отличие от теоретической физики, которая исследует математические модели природы, экспериментальная физика призвана исследовать саму природу.

Именно несогласие с результатом эксперимента является критерием ошибочности физической теории, или более точно, неприменимости теории к нашему миру. Обратное утверждение не верно: согласие с экспериментом не может быть доказательством правильности (применимости) теории. То есть главным критерием жизнеспособности физической теории является проверка экспериментом.

Эта очевидная сейчас роль эксперимента была осознана лишь Галилеем и более поздними исследователями, которые делали выводы о свойствах мира на основании наблюдений за поведением предметов в специальных условиях, т. е. ставили эксперименты. Заметим, что это совершенно противоположно, например, подходу древних греков: источником истинного знания об устройстве мира им казалось лишь размышление, а «чувственный опыт» считался подверженным многочисленным обманам и неопределёностям, а потому не мог претендовать на истинное знание.

Физика, как и любая другая естественная наука, является наукой экспериментальной. Эксперимент является критерием истинности той или иной физической теории. Эксперимент – это метод получения информации об окружающем мире. В ходе эксперимента человек активно вмешивается в ход протекающих процессов и контролирует их. Другим способом получения информации является наблюдение. От эксперимента наблюдение отличается тем, что исследователь не может активно влиять на ход протекающих процессов, а лишь фиксирует те или иные события или явления. Как правило, к наблюдениям прибегают в тех случаях, когда исследуемый процесс или явление в силу ряда причин не могут быть воспроизведены в лабораторных условиях. Так, например, в лабораторных условиях невозможно воспроизвести тектонические процессы, процессы на Солнце и звездах и так далее. Кроме того, некоторые явления не поддаются лабораторному исследованию из-за недостатка соответствующих знаний. Как правило, наблюдения способствуют накоплению знаний об исследуемом процессе или явлении, после чего можно попробовать ставить эксперимент.

Эксперимент, наряду с теорией, один из столпов формирования науки. Это не просто созерцание происходящих вокруг физических явлений, а наблюдение происходящих процессов в определенно заданных

экспериментатором условиях. Эксперимент, по определению академика А. Мигдала, испытывает предсказание теории на прочность и достоверность.

Настоящая революция в экспериментальной физике произошла с использованием компьютерной обработки экспериментальных данных, что сокращает время обработки информации, а также позволяет проводить автоматизированный эксперимент с накоплением больших массивов экспериментальных результатов.

Сейчас в руках экспериментаторов имеется сложная и мощная техника: ускорители, ядерные реакторы, техника сверхвысокого вакуума, глубокого охлаждения и, конечно, электроника. Она совершенно преобразила возможности опыта, и это можно проиллюстрировать на таком примере.

В начале нашего века Э. Резерфорд и его сотрудники регистрировали в своих экспериментах альфа-частицы с помощью экрана из сернистого цинка и микроскопа. При попадании каждой частицы на экран последний давал слабую вспышку света, которую можно было разглядеть в микроскоп. Перед началом опыта исследователям приходилось часами сидеть в темноте для обострения чувствительности глаз. Максимальное число импульсов, которое удавалось сосчитать, было два-три в секунду. Через несколько минут глаза уставали.

А сейчас специальные электронные приборы – фотоумножители – в состоянии различить и превратить в электрические импульсы гораздо более слабые световые вспышки. Они успевают сосчитать десятки и сотни тысяч импульсов в секунду. И не только сосчитать. Специальные схемы, используя форму электрического импульса (повторяющего световой), дают информацию об энергии, заряде, даже о типе частицы. Эта информация запоминается и обрабатывается быстродействующими вычислительными машинами.

Решающее значение для рассмотрения возможностей современной экспериментальной физики имеет создание комплексных экспериментальных установок и модулей, подобных недавно созданному большому адронному коллайдеру, который представляет в настоящее время самую большую экспериментальную установку в мире.

Главная цель пособия «Экспериментальная физика. Специальный физический практикум» – познакомить студентов и магистрантов с основными методами, методикой и техникой, оборудованием экспериментальной физики, современными направлениями развития физики конденсированного состояния и других разделов физики, сформировать у студентов и магистрантов общие и специальные знания о физических понятиях, явлениях и процессах теоретической и экспериментальной физики.

В пособии представлены современные экспериментальные исследования, выполняемые в рамках Государственной программы важнейших НИР Республики Беларусь «Теоретические и экспериментальные исследо-

вания влияния ортогональных электрических и магнитных полей, СВЧ-излучений на пластическую деформацию двойникованием и скольжением», ответственными исполнителями которой являются аспиранты, магистранты и студенты.

Пособие состоит из семнадцати лабораторных работ по разным разделам физики, в которых представлены как теоретические так и экспериментальные части, методы и методики исследований, приборы и оборудование и их основные характеристики.

Специальный физический практикум, с хорошо подготовленным научно-исследовательским экспериментом, служит для студентов и магистрантов образцом методики и техники выполнения исследований, а также формирует умения и навыки работы с физическими приборами, научным оборудованием, прививает интерес к научно-исследовательской работе.

## Лабораторная работа № 1

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ КОМПОНЕНТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА МИКРОСТРУКТУРУ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ

#### **Цель работы:**

исследовать влияние СВЧ-излучения и электрического поля на физико-механические характеристики нержавеющей стали;

провести морфологический анализ образцов нержавеющей стали деформированных в условиях действия СВЧ-излучения различной направленности компоненты электрического поля и проанализировать микроструктуру на приборе «Пост микроконтроля МК-3» с помощью компьютерной программы Autocan Objects.

**Приборы и оборудование:** установка для деформации образцов в режиме растяжения и действия внешних энергетических воздействий: СВЧ-излучения, импульсного электрического тока, пост микроконтроля МК-3, разрывная машина ИР 5047-50, исследуемые образцы нержавеющей стали.

#### **Краткая теория**

Действие электромагнитных полей на деформируемое твердое тело во время пластической деформации при обработке давлением или резанием относят к высокоэнергетическим воздействиям. Однако эти воздействия, как правило, отличаются относительно низкими затратами энергии – не более  $10^{-4}$  эВ в расчете на один атом, что на один – два порядка меньше затрат энергии на простое механическое деформирование  $10^{-3} - 10^{-2}$  эВ или на тепловое действие  $10^{-2}$  эВ. Поэтому указанные факторы целесообразно относить большей частью к стимулирующим воздействиям на твердое тело во время его деформации. Основным силовым фактором следует считать деформацию образцов под воздействием внешних механических сил, примером чего являются все способы обработки металлов давлением (ОМД).

По оценкам ряда авторов, воздействие электромагнитными полями на деформируемое твердое тело, в частности, на металл во время обработки его давлением или резанием, следует относить к высокоэнергетическим воздействиям. Действительно, по оценкам:

а) в магнитном поле (МП) с индукцией  $B = 1$  Тл приращение энергии на один атом составляет  $\Delta W = \mu_b B = 10^{-4}$  эВ;



б) в электрическом поле (ЭП) с напряженностью  $E = 1 \text{ кВ/см}$ ,  $\Delta W = eEa = 10^{-4} \text{ эВ}$ ;

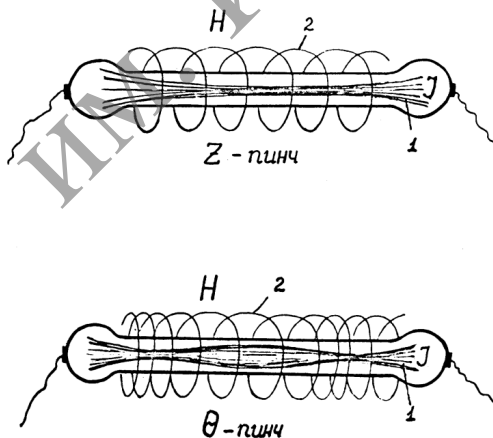
в) в поле импульсного тока плотностью  $J_m = 10^3 \text{ А/мм}^2$  длительностью  $\tau = 100 \text{ мкс}$ ,  $\Delta W = Jm^2 \rho \tau a^3 = 10^{-4} \text{ эВ}$ ;

г) при тепловом действии  $\Delta T = 1000 \text{ К}$ ,  $\Delta W = \kappa T \approx 10^{-2} \text{ эВ}$ ;

д) при силовой механической деформации  $\varepsilon = 1\%$ ,  $\Delta W = C\varepsilon a^3/2 = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ эВ}$ .

В приведенных выражениях  $\mu_b$  – магнетон Бора;  $e$  – элементарный заряд;  $\rho$  – удельное сопротивление;  $k$  – постоянная Больцмана и  $C$  – модуль Юнга,  $a$  – параметр кристаллической решетки.

Исключением являются магнитно-импульсная деформация металлов (МИДМ) и действие мощными импульсами тока во время электропластической деформации металла (ЭПДМ), когда индукция магнитного поля  $B$  по условиям эксперимента или технологического воздействия достигает величин в несколько десятков Тл, а также широко известное природное молниевое явление. Указанные два последних явления протекают с участием пинч-эффекта – пондеромоторного действия собственного магнитного поля тока. Во всех трех случаях может происходить глубокая пластическая деформация и разрушение металла без участия внешних механических сил. Примером является неоднократно наблюдаемое превращение трубчатого громоотвода в сплошной стержень под влиянием молниевых разрядов. Решающим фактором в этом случае являются импульсный ток молнии и пинч-эффект, который сопутствует молниевому разряду. Два типа пинч-эффектов показаны на рисунке 1.1.



1 – линия тока, 2 – линии магнитного поля  
Рисунок 1.1. – Z и  $\Theta$ -пинч-эффект

Они оказывают периодическое сжимающее действие на столб молний, а также на громоотводную трубу и всю систему громоотвода. В одном канале столба молний проходит, как правило, до 50 молний длительностью по  $10^{-4}$  с каждая. Температура в канале молний повышается до  $10^4$  К. Плазма периодически сжимается под влиянием пинч-эффекта и затем резко расширяется, создавая эффект звуковой ударной волны, которую называют громом. Указанное действие электромагнитных сил широко известного природного явления относится, таким образом, к сильным электромагнитным воздействиям, способным деформировать и уничтожить металлические конструкции, включая сложную современную систему громоотвода на Земле. В этих процессах могут участвовать также МГДМ, ЭПДМ, а также резонансное спиновое разупрочнение металла (РСРМ).

К настоящему времени выявлен ряд механизмов действия электромагнитных полей (ЭМП) на деформацию твердых тел, установлено существование более десятка различных электрических, магнитных и электронных явлений, актуальных для тех или иных твердых тел, что схематически представлено схемой на рисунке 1.2. Существенным в этом ряду оказался электропластический эффект (ЭПЭ) действия импульсного тока, который как кооперативное явление вобрал в себе не менее 6 физических явлений (см. схему на рисунке 1.2.)

ЭПЭ включает в себя не шесть, а три явления, что доказано экспериментально. Эти явления затемнены на схеме: 1) действие «электронного ветра»; 2) пинч-эффект; 3) спиновое разупрочнение металла. Последнее имеет право на существование, поскольку может объяснить увеличение ЭПЭ в присутствии небольшого количества парамагнитных примесей (до 1%). В результате спиновой конверсии происходит дегиннинг (открепление) дислокаций от точек закрепления в виде примесей, что усиливает ЭПЭ.

Однородное магнитное поле действует на заряженные движущиеся дислокации с силой Лоренца и может ускорять их перемещение. Подобное действие постоянного МП, а также электростатического поля (ЭСП) возможно также в полупроводниковых кристаллах типа А2В6 или А3В5 в отношении высокозаряженных дислокаций. Однако по экспериментальным данным, эффекты увлечения дислокаций со стороны МП и ЭСП и полярность действия указанных полей практически отсутствуют. Отмечалась лишь полярность действия тока на перемещения дислокаций в металлических кристаллах.

Новые представления о действии МП на тонкие электрон-спиновые превращения в твердом теле исходят не из представлений о наличии прямого действия МП на структурные и дислокационные превращения. МП не может повлиять на преодоления дислокациями стопоров в силу малости энергии активации этого процесса со стороны МП даже при индукции  $B = 1$  Тл.

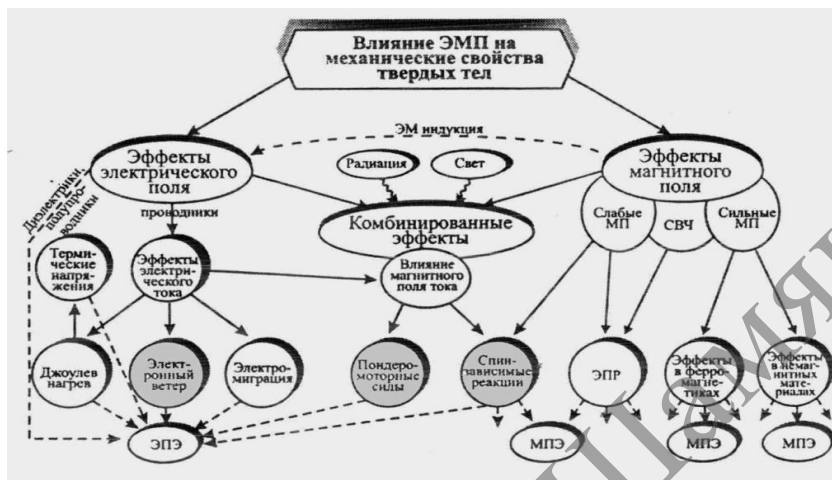


Рисунок 1.2. – Возможные каналы влияния ЭМП на механические свойства твердых тел и соответствующие эффекты. Обозначения в тексте

В то же время МП может оказывать эффективное влияние на спиновые степени свободы, помимо влияния на орбитальные магнитные моменты. Действие МП проявляется, в частности, в изменениях под влиянием МП, интенсивности фотоэлектрических и люминесцентных процессов, флуоресценции, фототока в органических полупроводниках, находящихся в скрещенных постоянном МП и микроволновом МП и удовлетворяющих условиям электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) для частиц с полупецлым спином и фактором спектроскопического расщепления  $g = 2$ .

Постановка опытов с изучением влияния МП на движение дислокаций и механические свойства твердых тел через спиновой обменный механизм (рисунок 1.3) в отдельных элементах своего экспериментального исполнения напоминает классическую методику радиоспектроскопии – ЭПР. Это, в частности, соединение резонатора с деформируемым образцом. Однако в отличие от методики ЭПР в этом случае откликом исследуемой системы на достижение резонанса является увеличение поглощенной энергии микроволновой энергии резонатора с образцом, симбатно с изменением параметров движения дислокаций (стартовых напряжений, длин пробега дислокаций и т. д.), предела текучести образцов, сопротивление их деформированию в виде текущих значений  $\sigma$  ( $\epsilon$ ), показаний микротвердости и т. д.

То обстоятельство, что ЭПР проявляет исключительно высокую чувствительность к наличию в системе резонатор-образец парамагнитных примесей (в отдельных случаях реакция на уровне нескольких парамагнитных частиц), позволяет ожидать от ЭПР (с применением аппаратуры повышенной

мощности) эффективного выполнения им новой функции, а именно как метода частотного селективного энергетического воздействия на деформируемое твердое тело, включая интенсификацию технологических процессов ОМД за счет использования ЭПЭ и СРМ, с целью управления происходящими в нем процессами на спиновом электронном и атомном уровне.

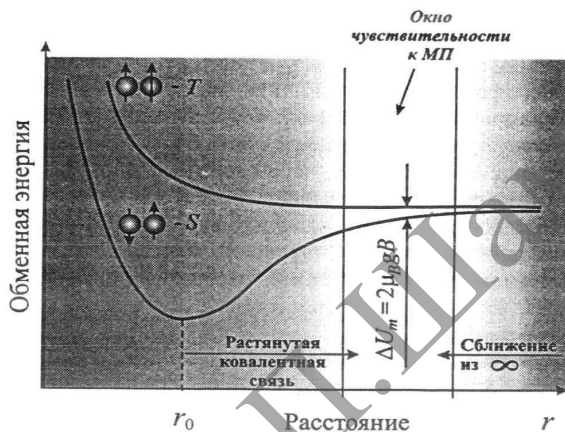


Рисунок 1.3. – Схема спиновой конверсии во внешнем магнитном поле

### Методика эксперимента

Для изучения влияния СВЧ-излучения на механические свойства металла в условиях пластической деформации и одновременном действии импульсным током, был выбран микроволновый диапазон, применяемый в СВЧ-печах. Передача электромагнитного излучения (ЭМ) этого вида от источника СВЧ-излучения в виде магнетрона к деформируемому образцу осуществлялась с помощью волновода прямоугольного сечения. ЭМ энергия излучается магнетроном с помощью антенны в виде электрического зонда в волновод. Прямоугольный волновод с одной стороны закорочен металлической стенкой, расположенной на расстоянии примерно в четверть длины волны  $\lambda$ . Размеры зонда и расстояние до короткозамкнутой стенки являются ключевыми при согласовании волновода с магнетроном. Если структура поля в волноводе не нарушается, то электрическое поле  $E$  будет распределяться в волноводе по синусоиде. Зонд магнетрона излучает электромагнитные волны (ЭМВ) во всех направлениях: прямые ЭМВ в направлении нагрузки (деформируемого образца) и обратные ЭМВ в противоположном направлении, т. е. к глухой стенке волновода. Последние после зеркального отражения от глухой стенки должны изменить свою фазу на  $180^\circ$ . Поскольку на движение

ЭМВ к стенке и обратно уйдет половина периода, их фаза, сделав полный оборот на  $360^\circ$ , будет такой же, как у прямых ЭМВ. Поэтому ЭМВ обоих видов сложатся, и они с удвоенной мощностью устремятся к нагрузке. Это в идеальном случае. Длина антенны в волноводе должна быть несколько ниже этого значения, поскольку электрическая емкость, образованная верхней крышкой волновода и торцом антенны, увеличивает эффективную длину последней (рисунок 1.4а; рисунок 1.4б).

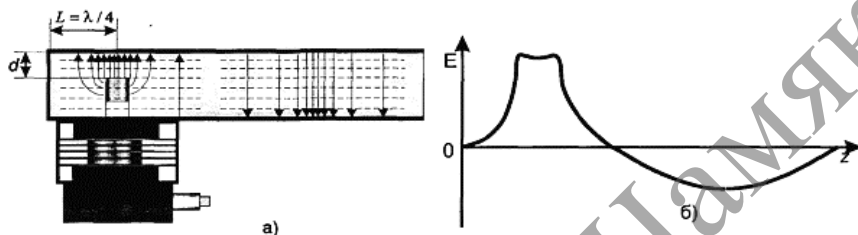


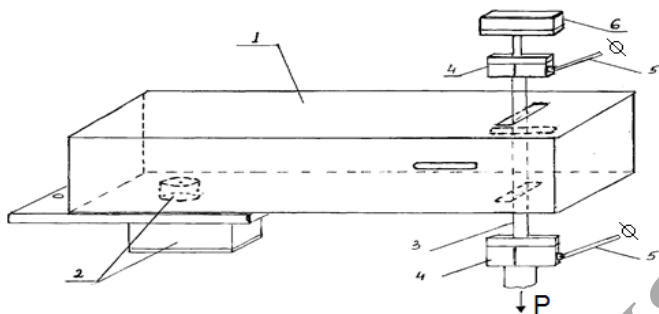
Рисунок 1.4. – Подключение магнетрона к волноводу (а) и распределение напряженности электрического поля по длине  $Z$  волновода (б)

По длине волны  $\lambda$  можно подобрать размеры сторон короба. На практике используются волны типа  $H_{10}$ . Распределение электрического и магнитного полей происходит вдоль широкой стороны волновода. Равенство нулю второго индекса в обозначении волны говорит о том, что вдоль меньшей стороны волновода поле не меняется, т. к. ее размер для волны типа  $H_{10}$  не влияет ни на структуру поля в волноводе, ни на длину распространения волны. Длина волновода от одной глухой стенки до другой определялась расстоянием от зонда до образца (кратное  $\lambda$ ) +  $\lambda/2$ . На основе этих данных был спроектирован и изготовлен короб волновода с окнами для размещения испытуемого образца (рисунок 1.5). В опытах применялось дистанционное управление магнетроном излучения. Ориентацию вектора поля  $\vec{E}$  меняли путем поворота короба волновода относительно деформируемого образца на  $90^\circ$ . Температуру образцов измеряли термопарой во время действия СВЧ-излучения и импульсов тока. Она не превышала  $60\text{--}80^\circ\text{C}$ .

На фотографиях (рисунки 1.6–1.7) представлены общие виды горизонтальной разрывной машины ИР 5047-50-10 и оснастки для исследований влияния СВЧ-излучения и импульсного тока на процесс деформации металла.

Испытуемый образец находится внутри волновода, магнетрон под волноводом. Электрическое поле  $\vec{E}$  направлено перпендикулярно оси образца. Через токоподводы подводится импульсный ток.

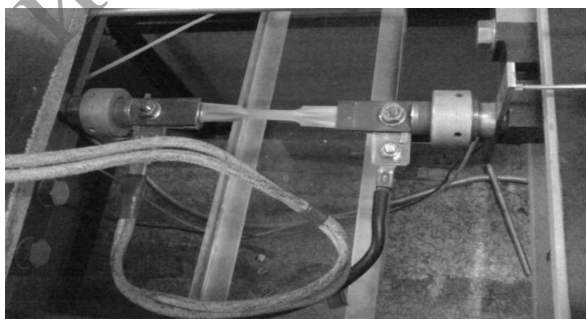
Испытуемый образец-лопаточка из нержавеющей стали 12ХН10Т толщиной 0,2 мм с длиной рабочей части 28 мм в изолированных зажимах горизонтальной испытательной машины на последней стадии растяжения перед разрывом при одновременном действии импульсами тока.



**Рисунок 1.5. – Схема установки: короб волновода (1) с магнетроном (2) для подведения СВЧ-излучения к деформируемому образцу (3), находящемуся в захватах (4) с токоподводом (5) и датчиком измерения усилий (6)**



**Рисунок 1.6. – Общий вид установки для деформации образцов в установках СВЧ-излучения импульсного электрического тока**



**Рисунок 1.7. – Общий вид деформационной установки**

## Порядок выполнения работы

**I** Подготовить продеформированные образцы нержавеющей стали в условиях внешних деформационных воздействий к микроструктурным исследованиям.

**II** Провести травление металла следующим составом: разбавленный раствор азотной кислоты (1 ч. азотной кислоты на 4–8 ч. воды). Время экспозиции выбирается экспериментально.

**III** Получить изображение микроструктуры протравленных образцов (шейка с током № 5), подвергшимся внешним энергетическим воздействиям в условиях деформации растяжения (рисунок 1.8).

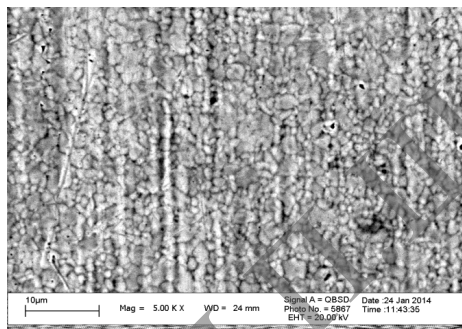
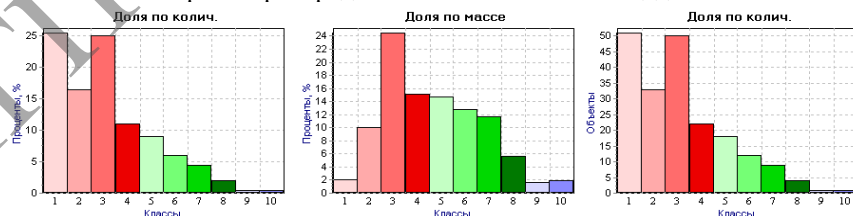


Рисунок 1.8. – Образец № 5, шейка с током, скорость  $V_2 = 0,5$  м/с

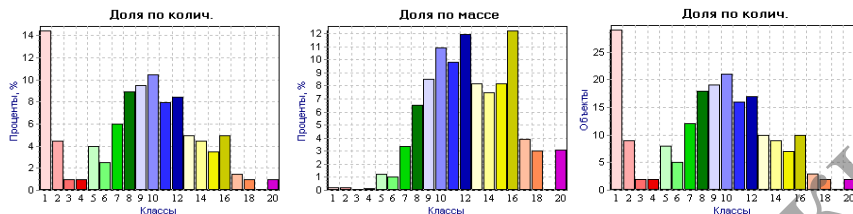
**IV** Провести морфологический анализ изображения образца нержавеющей стали деформированного растяжением в условиях действия СВЧ-излучения различной направленности компоненты электрического поля и проанализировать микроструктуру на приборе «Пост микроконтроля МК-3» с помощью компьютерной программы Autoscan Objects.

**V** Проанализировать полученные гистограммы 1–3 (по площади, по периметру, по форме) и определить влияние внешних энергетических воздействий на микроструктуру образцов нержавеющей стали.

### 1. Гистограмма распределения объектов по площади:



## 2. Гистограмма распределения объектов по периметру:



## 3. Гистограмма распределения объектов по фактору формы:



Под воздействием электрического тока и СВЧ-излучения происходит уменьшение площади и периметра зёрен, т. е. происходит дробление зёрен и микроструктура деформационной части образца становится мелкозернистой, зерна принимают более округлую форму с уменьшением удлинения зерна, с преимущественной ориентацией аксиальной структуры, существенно уменьшается длина, ширина и удлинение зерен, вертикальная и горизонтальная проекция зерен. Важной характеристикой для мелкозернистой структуры образца является эквивалентный диаметр и средний габарит зерен, а также диаметр Мартина, минимальный и максимальный радиус, которые уменьшаются под влиянием внешних энергетических воздействий. Подтверждающим фактором влияния внешних энергетических воздействий на микроструктуру образцов является значение деформации зерен.

### Литература:

1. Савенко, В. С. Фундаментальные и прикладные исследования электропластической деформации металлов: монография / В. С. Савенко, О. А. Троицкий. – Минск: ИВЦ Минфина, 2013. – 375 с.
2. Справочник СВЧ-полупроводниковые приборы и их применение. – М., 1972. – 256 с.



3. Савенко, В. С. Физика реальных кристаллов: учеб.-метод. пособие / В. С. Савенко. – Мозырь: УО МГПУ им. И. П. Шамякина, 2013. – 110 с.
4. Троицкий, О. А. Электромеханический эффект в металлах / О. А. Троицкий // Письма в ЖЭТФ. – Т. 2, № 10. – 1969. – С. 18–22.
5. Рощупкин, А. М. Об эффекте электрон-фононного увлечения дефектов в кристаллах / А. М. Рощупкин, И. Л. Батаронов // Изв. РАН. Серия Физическая, 2004. – Т. 68, № 7. – С. 998–1007.
6. Физические основы электроимпульсной и электропластической обработок и новые материалы: монография / Ю. В. Баранов [и др.] – М.: Изд-во МГИУ, 2001. – 843 с.
7. Molotskii, M. Magnetic effects in electroplasticity of metals / M. Molotskii, V. Fleurov // Physical Review B. – 1991. – Vol. 52, № 22. – P. 311–317.

## Лабораторная работа № 2

### УЛЬТРААКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ДЕФЕКТОСКОПИЯ УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ

**Цель работы:** экспериментальные исследования акустическими методами физико-механических свойств углеродистой стали при помощи дефектоскопа Krautkramerusm 35 с раздельно-совмещенным прямым датчиком MSEB 4.

**Приборы и оборудование:** *дефектоскоп Krautkramerusm 35, образцы углеродистой стали, вал компрессора из углеродистой стали, комплект стандартных образцов (эталонов).*

#### Краткая теория

Ультраакустика представляет собой область интенсивных научных и технологических исследований. Ввиду ее экстенсивного применения в научной и инженерной деятельности она привлекает внимание широкого круга студентов, преподавателей, исследователей, профессионалов в области неразрушающих испытаний (NDT), промышленников, инженеров по инструментарию, инженеров по программному обеспечению, ученых, занимающихся исследованиями свойств материалов, и представителей других профессий. Ультразвук, который по своей сути является механической волной, взаимодействует с веществами. Разнообразие типов волн, от продольных до поверхностных, позволяет использовать ультразвук во всевозможных аспектах. Прогресс в области сенсоров, электронного инструментария, компьютеров, улучшение знаний о физическом взаимодействии – все это способствовало совершенствованию экспериментальной ультразвуки. Ультраакустика начиналась с базового понятия звука в физике, а теперь она представляет собой обширную самостоятельную область с несколькими разделами и подразделами, которая привлекает интерес ученых и имеет огромную технологическую значимость.

Знание о наличии дефектов и микроструктуре материалов имеет большое значение для оценки срока службы материала/компонента в атомной, химической промышленности, обследовании газопроводов до и во время их эксплуатации. При поставке компонентов/материалов именно NDT позволяет определить, какой из компонентов свободен от дефектов и соответствует той или иной требуемой микроструктуре. Чтобы отслеживать старение материала в процессе эксплуатации, например так называемую усталость, оценивать повреждения при ползучести и измерять остаточное напряжение, необходимо разрабатывать специальные методики и процедуры.

Ультразвуковой контроль отличается многообразием методов, типов применяемых волн, широким диапазоном частот. Реализация его больших возможностей применительно к дефектоскопии конкретных видов изделий составляет задачу разработки методики контроля. В нее входят следующие основные вопросы: выбор схемы контроля-метода дефектоскопии, типа волн, поверхности, через которую вводят УЗ-волны, углы ввода.

Контроль физико-механических свойств материалов – одно из важных направлений неразрушающего контроля качества материалов, деталей, изделий и конструкций. Неразрушающий контроль позволяет перейти от выборочной проверки этих свойств на специально изготовленных образцах к их стопроцентному контролю на готовых изделиях без их разрушения или повреждения. Это повышает достоверность оценки качества продукции и сокращает расходы. Контроль акустическими методами основан на установлении взаимосвязи физико-механических, технологических, структурных характеристик материалов и изделий с акустическими характеристиками.

К основным физико-механическим свойствам материалов, определяемым акустическими методами, относят: упругие (модуль нормальной упругости, модуль сдвига, коэффициент Пуассона); прочностные (прочность при растяжении, сжатии, изгибе, кручении, срезе и др.); технологические (плотность, пластичность, влажность, содержание отдельных компонентов, гранулометрический состав и др.); структурные (анизотропия материала, кристалличность или аморфность, размеры кристаллов, упорядоченность кристаллической решетки); размеры, форма и содержание включений, например графитных включений в чугуне; глубина поверхностной закалки и ряд других. Акустические методы позволяют оценивать только те свойства материала, которые влияют на условия возбуждения, прохождения, отражения и преломления упругих волн или на режимы колебаний ОК. Это скорости распространения волн различных типов, волновые сопротивления материалов, коэффициенты поглощения и рассеяния упругих волн, собственные частоты конструкций, их добротность, механический импеданс, уровень обратного рассеяния, эффективность ЭМА-преобразования, нелинейные искажения волн.

Контроль физико-механических свойств акустическими методами основан на аналитических или корреляционных связях измеренных акустических параметров с оцениваемыми свойствами материала. Если контролируемое свойство имеет с измеряемым акустическим параметром четкую аналитическую связь, оно может быть определено с высокой точностью. Так все три упругих постоянных материала однозначно определяются по измеренным значениям скоростей распространения продольной и поперечной волн. Точность такой оценки зависит от точности измерения указанных скоростей и может быть очень высокой.

Однако большинство физико-механических свойств (включая прочность) связаны с акустическими параметрами лишь корреляционными зави-

симостями, точность которых определяется выбором измеряемого параметра (иногда нескольких), обеспечивающего наилучшую корреляцию с оцениваемой характеристикой материала. В этом случае пользуются тарированными графиками, построенными на основе статистической обработки большого количества экспериментальных данных. При этом достоверность и точность оценки характеристик материалов ниже, чем при использовании аналитических зависимостей.

Тем не менее, контроль свойств материалов на основе их корреляционных связей с акустическими параметрами широко применяется на практике. Например, стандартизованы ультразвуковой метод контроля бетона, основанный на корреляции прочности со скоростью распространения упругих волн, и метод контроля качества абразивных инструментов по их собственным частотам.

### ***Описание установки***

Аппаратура УЗ-контроля обычно включает: ультразвуковые импульсные дефектоскопы с преобразователями, комплект стандартных образцов (эталонов), испытательные образцы, а также вспомогательные приспособления или устройства для соблюдения параметров контроля и сканирования.

Ультразвуковой дефектоскоп предназначен для излучения УЗ-колебаний, приема эхо-сигналов, установления размеров выявленных несплошностей и определения их координат (рисунок 2.1).



**Рисунок 2.1. – Дефектоскопы семейства USM 35**

Дефектоскопы семейства USM 35 – это компактные цифровые приборы, конструктивно оформленные в эргономичном пылерызгозащищенном прочном пластиковом корпусе со встроенной ручкой-опорой.

Они имеют жидкокристаллический индикатор высокой контрастности, с большим углом обзора и беспараллаксной электронной сеткой. Использование цветного индикатора позволяет путем смены цвета изображения сигналов отобразить способ выявления дефектов – прямым или отраженным лучом. В приборе расширены возможности автономного питания за счет применения литиевых батарей, что позволило увеличить время работы от комплекта батарей до 14-ти часов. Выбор отдельных меню и функций осуществляется через фольговую клавиатуру, регулировка чувствительности и задание значения функций – через вращающиеся ручки.

#### ***Технические характеристики***

*Частотный диапазон:* 0,2–1 МГц, 0,5–4 МГц, 0,8–8 МГц, 2–20 МГц.

*Диапазон калибровки по глубине:* мин. 0–0,5 мм +10%, 0–9999 мм +10% (для диапазона 0,2–1 МГц и 0,5–4 МГц); 0–1400 мм +10% (для диапазона 0,8–8 МГц и 2–20 МГц).

*Задание скорости звука:* 1000–15000 м/с, регулируется с шагом 1 м/с.

*Регулировка усиления:* 0–110 дБ ступенями 0.5/1/2/6/12 дБ, плавная регулировка положения 0 – блокировка изменения усиления; АСД два независимых стробирующих импульса.

*Отсечка:* линейная, компенсированная, с шагом 1%.

Оценка параметров эхо-сигналов, измерение пути и разницы в расстояниях, глубины залегания и расстояния до проекции дефекта на поверхность; измерение амплитуды эхо-сигнала в % относительно высоты экрана, в дБ относительно кривой амплитуда-расстояние (USM 35X DAC), в дБ относительно кривой АРД или как эквивалентный диаметр дискового отражателя (USM 35XS).

*Индикатор:* цветной ЖК TFT индикатор, 116 мм x 87 мм, размер изображения сигналов 116 x 80 x мм (320 x 220 точек).

Выходные сигналы RS 232, двусторонний; синхронизация, срабатывание АСД, напряжение, пропорциональное амплитуде сигнала и расстоянию по лучу.

*Встроенная память:* 800 блоков параметров настройки, включая изображение сигналов или на экране, описание (заключение), каталог.

*Диапазон рабочих температур:* от 0° С до +60° С; от –10° С по результатам дополнительных испытаний.

*Питание:* литиевые батареи, 6 никель-кадмиевых, металл-гидридных аккумуляторов; сеть переменного тока 85–265 В от входящего в комплект блока питания.

Продолжительность работы от комплекта батарей 14 часов от литиевых батарей (6,6 А·ч), около 3 часов от металл-гидридных аккумуляторов емкостью 3 А·ч.

*Размеры:* (ШxВxГ): 100 мм x 255 мм x 177 мм.

*Масса:* 2,2 кг, включая источники автономного питания.

### Порядок выполнения работы

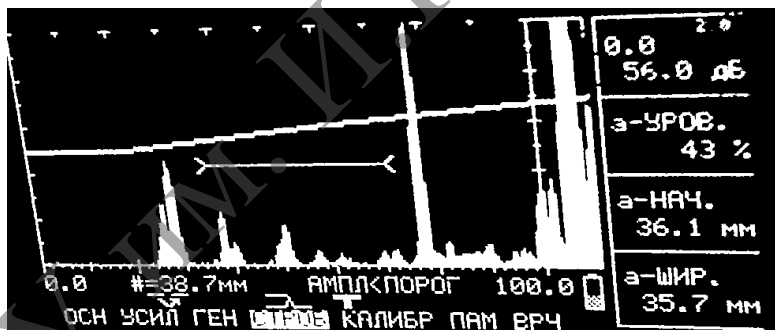
I Ознакомиться с устройством и техническими характеристиками дефектоскопа Krautkramer usm 35.

II Исследовать физико-механические характеристики и дефектность структуры на заготовке вала из стали 40-поковка (рисунок 2.2).



Рисунок 2.2. – Исследуемый вал компрессора из углеродистой стали

Провести измерение акустических сигналов (рисунок 2.3) от донной поверхности и сигнала от дефектной поверхности вала. Проанализировать полученные результаты, и определить дефектность материала. Следует учесть, что путь, пройденный сигналом при ультразвуковом контроле равен  $S = 79$  мм, а диаметр вала равен  $d = 80$  мм. Данная погрешность является допустимой для ультразвукового контроля.



Сигнал от дефектной поверхности

Сигнал от донной поверхности

56.0 дБ – усиление сигнала, а-УРОВ., а-НАЧ., а-ШИР. – характеристики строба  
Рисунок 2.3. – Показания прибора USM 35XS при ультразвуковом исследовании вала эхо-методом

Используется датчик M5EB 4 с характеристиками:  
эффективная частота  $4 \pm 0,2$  МГц;  
размер пьезоэлемента 3,5 x 10 мм;

рабочая поверхность диаметром 16 мм;  
диапазон контроля по стали от 1 до 1500 мм.  
Задаваемая скорость звука в материале объекта исследования 5198 м/с.

**Литература:**

1. Балдев, Р. Применения ультразвука / Р. Балдев. – М.: Техносфера, 2006. – 576 с.
2. Ермолов, И. Н. Неразрушающий контроль / И. Н. Ермолов. – М.: Машиностроение, 2004. – 864 с.
3. Алешин, Н. П. Ультразвуковая дефектоскопия / Н. П. Алешин. – Минск: Выш. школа, 1987. – 271 с.
4. Троицкий, В. А. Ультразвуковой контроль: дефектоскопы, нормативные документы, стандарты по УЗК / В. А. Троицкий. – Киев: Феникс, 2006. – 224 с.
5. Техническое описание и инструкции по эксплуатации прибора Krautkramerum 35. – 153 с.

## Лабораторная работа № 3

### ИЗУЧЕНИЕ ПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

**Цель работы:** изучить основные положения современной теории электропроводности металлов. С помощью эффекта Холла определить концентрацию носителей тока.

**Приборы и оборудование:** *источники питания ВС-24, электромагнит, амперметр, вольтметры, образец висмута, соединительные провода.*

#### Краткая теория

Классические опыты Рикке, Толмена и Стюарта, Манделъштама и Папалекси показали, что носителями тока в металлах являются свободные электроны. Попытка Друде и Лоренца на основании данной модели объяснить тепловые и электрические свойства твердых тел встретила целый ряд серьезных трудностей, которые были преодолены Зоммерфельдом в 1928 году. Считая электроны идеальным газом, он применил к ним не классическую статистику Максвелла – Больцмана, а квантовую статистику Ферми – Дирака. В его подходе полагалось, что все электроны имеют одинаковые физические свойства – массу, заряд, спин и др. Такие частицы называют тождественными.

В квантовой механике состояние микрочастиц описывается волновой функцией, с помощью которой можно вычислить вероятность  $|\psi|^2$  нахождения микрочастицы в окрестностях той или иной точки пространства. Если волновые функции двух тождественных частиц в пространстве перекрываются, то вопрос о том, какая из частиц находится в данной области, лишен смысла. Таким образом, в квантовой механике тождественные частицы теряют свою индивидуальность и становятся неразличимыми.

Из принципа неразличимости тождественных частиц следует свойство симметрии волновой функции. Если при перемене частиц местами волновая функция не меняет знака, то она называется симметричной, если меняет – антисимметричной. Свойство симметрии или антисимметрии приводит к необходимости существования внутренней степени свободы микрочастицы – спина. В зависимости от характера симметрии все элементарные частицы делятся на два класса. Частицы с полуцелым спином (электрон, протон, нейтрон) описываются антисимметричными волновыми функциями и подчиняются статистике Ферми – Дирака; эти частицы называются фермионами. Частицы с нулевым или целочисленным спином ( $\pi$ -мезоны, фотоны) опи-



сываются симметричными волновыми функциями и подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна. Эти частицы называются бозонами. В отличие от классической, квантовая статистика учитывает, что частица, совершая движение, ограниченное заданным силовым полем, может находиться лишь в определенных квантовых состояниях, которым соответствуют определенные значения энергии. Эти значения называются энергетическими уровнями системы. Их значения находятся в результате решения уравнения Шредингера

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0,$$

где  $E$  – энергия частицы.

Решение этого уравнения для случая частицы, находящейся в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме, имеет вид:

$$\psi(x) = a \cdot \sin(kx + \alpha).$$

Разрешенные значения энергии частицы находят, используя граничные условия:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2 \quad (n = 1, 2, 3, \dots, n),$$

где  $m$  – масса частицы;  $l$  – ширина ямы.

Спектр энергии оказался дискретным. В случае статистики Ферми – Дирака, которой подчиняется электронный газ, принимается во внимание принцип Паули. Состояние системы свободных, невзаимодействующих частиц задается с помощью так называемых чисел заполнения  $n_i$ , указывающих среднее количество частиц, приходящихся на одно квантовое состояние, характеризуемое данным набором  $i$  квантовых чисел.

Газ, состоящий из бозонов, описывается квантовой статистикой Бозе – Эйнштейна:

$$\langle n_i \rangle = \frac{1}{e^{\frac{E_i - \mu}{kT}} - 1}. \quad (3.1)$$

Идеальный газ из фермионов – ферми-газ – описывается квантовой статистикой Ферми – Дирака. Распределение фермионов по энергиям имеет вид:

$$\langle n_i \rangle = \frac{1}{e^{\frac{E_i - \mu}{kT}} + 1}, \quad (3.1')$$

где  $\langle n_i \rangle$  – среднее число частиц в квантовом состоянии с энергией  $E_i$ ;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – термодинамическая температура;  $\mu$  – химический потенциал, который для электронов равен энергии Ферми  $E_f$ .

Если  $e^{\frac{E_i - \mu}{kT}} \gg 1$ , то оба распределения переходят в классическое распределение Максвелла – Больцмана:

$$\langle n_i \rangle = A \cdot e^{-E_i / kT}, \text{ где } A = e^{\mu / kT}.$$

Система частиц называется вырожденной, если ее свойства существенным образом отличаются от свойств систем, подчиняющихся классической статистике. Бозе-газ и ферми-газ являются вырожденными. Электроны проводимости в металле можно рассматривать как идеальный газ, подчиняющийся распределению Ферми – Дирака. Если  $E_f$  – химический потенциал электронного газа при  $T = 0$  К, то из (3.1') следует, что функция распределения  $\langle n(E) \rangle = 1$ , если  $E < E_f$  и  $\langle n(E) \rangle = 0$ , если  $E > E_f$ . График этой функции приведен на рисунке 3.1.

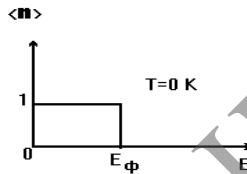


Рисунок 3.1. – График функции распределения

Здесь  $E_f$  есть максимальная кинетическая энергия, которую могут иметь электроны проводимости в металле при  $T = 0$  К. Эту энергию называют энергией Ферми  $E_f$ , ( $E_f = \mu_0$ ). Наивысший энергетический уровень, занятый электронами в металле при температуре абсолютного нуля, называют уровнем Ферми. Уровень Ферми тем выше, чем больше плотность электронного газа. Работу выхода электрона из металла отсчитывают от уровня Ферми, т. е. от верхнего из занятых электронами энергетических уровней. Значение уровня Ферми определяется концентрацией электронов:

$$E_f = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}.$$

Концентрация электронов является важнейшей характеристикой проводящих свойств твердых тел. Экспериментально ее можно определить с помощью эффекта Холла. Рассмотрим краткую теорию этого явления.

Если металлическую пластинку (рисунок 3.2), вдоль которой течет постоянный электрический ток, поместить в перпендикулярное ей магнитное поле, то между гранями, параллельными направлению тока и поля, возникнет разность потенциалов  $U = R_x a j B$ , где  $a$  – ширина пластинки;  $j$  – плотность тока;  $B$  – индукция магнитного поля;  $R_x$  – коэффициент пропорциональности, получивший название постоянной Холла.

Эффект Холла можно объяснить с точки зрения электронной теории. В отсутствие магнитного поля ток в пластинке обуславливается электри-

ческим полем  $\vec{E}_o$  (рисунок 3.3). Эквипотенциальные поверхности этого поля образуют систему перпендикулярных к вектору  $\vec{E}_o$  плоскостей. Две из них изображены на рисунке сплошными прямыми линиями.

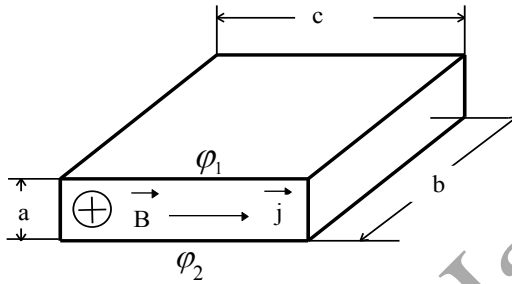


Рисунок 3.2. – Металлический кристалл

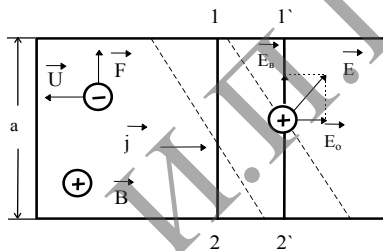


Рисунок 3.3. – Направления сил и полей, действующих в кристалле

Потенциал во всех точках каждой плоскости, а следовательно, и точках 1 и 2 одинаков. Носители тока – электроны – имеют отрицательный заряд, поэтому скорость их упорядоченного движения  $\vec{u}$  направлена противоположно вектору плотности тока  $\vec{j}$ . При включении магнитного поля каждый носитель оказывается под действием магнитной силы  $\vec{F}$ , направленной вдоль стороны  $a$  пластинки и равной по модулю  $F = e \cdot u \cdot B$  – силе Лоренца. В результате у электронов появляется составляющая скорости, направленная к верхней грани пластинки. У этой грани образуется избыток отрицательных, а у нижней грани – избыток положительных зарядов. Следовательно, возникает дополнительное поперечное электрическое поле  $\vec{E}_B$ . Когда напряженность этого поля достигнет такого значения, что его действие на заряды будет уравнивать силу Лоренца, установится стационарное распределение зарядов в поперечном направлении. Соответствующее значение  $E_B$  определяется условием:

$$e \cdot E_a = e \cdot u \cdot B.$$

Эквипотенциальные поверхности напряженности результирующего поля и займут положение, обозначенное пунктиром на рисунке 3.3.

В результате точки 1 и 2, которые прежде лежали на одной и той же эквипотенциальной поверхности, имеют разные потенциалы. Напряжение между этими точками  $U_x = a \cdot E_a = a \cdot u \cdot B$  – есть холловская разность потенциалов. В соответствии с формулой  $j = n \cdot e \cdot u$ :

$$U_x = \frac{1}{n \cdot e} \cdot a \cdot j \cdot B, \quad (3.2)$$

где

$$\frac{1}{n \cdot e} = R_x, \quad (3.3)$$

$R_x$  – постоянная Холла.

Учитывая, что  $j = I/S = I/(a \cdot b)$

$$U_x = R_x \cdot \frac{1}{b} \cdot B \cdot I. \quad (3.4)$$

Отсюда:

$$R_x = \frac{U_x \cdot b}{I \cdot B}, \quad (3.5)$$

где  $b$  – толщина образца в направлении поля;  $b = 5$  мм.

Таким образом, измерив разность потенциалов  $U_x$  по формуле (5) находится постоянная Холла, а затем по формуле (3.3) рассчитывается концентрация электронов – носителей электрического тока в висмуте. В данной работе также определяется подвижность носителей тока. Согласно закону Ома в дифференциальной форме:

$$j = \sigma \cdot E = e \cdot n \cdot u; \quad \sigma = \frac{e \cdot n \cdot u}{E}$$

где  $\frac{u}{E} = \vartheta_n$  – подвижность носителей тока,

$$\vartheta_n = \frac{\sigma}{e \cdot n} = \sigma \cdot R_x. \quad (3.6)$$

Для нахождения удельной проводимости  $\sigma$  воспользуемся соотношением

$$j = \sigma E = I/S,$$

где  $S = a \cdot b$  – площадь поперечного сечения образца; а  $E = \frac{U}{c}$ ;  $c$  – длина образца.

Тогда:

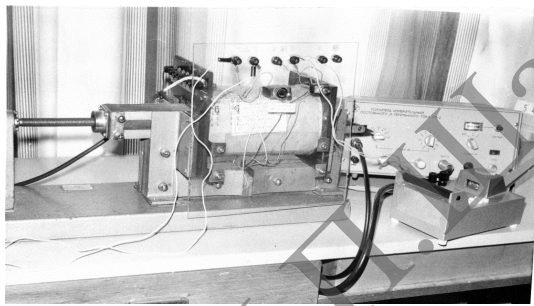
$$\sigma = \frac{j}{E} = \frac{I \cdot c}{U \cdot b \cdot a} \quad (3.7)$$

Подстановкой (3.7) в (3.6) находится подвижность электронов

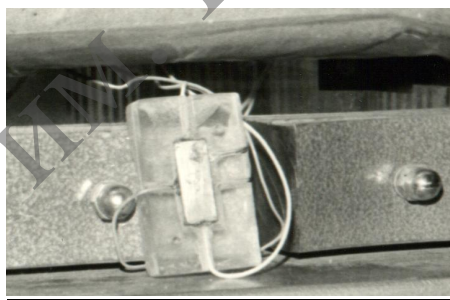
$$\vartheta_n = \frac{I \cdot c \cdot R_x}{U \cdot S} \quad (3.8)$$

### **Описание установки**

Общий вид и электрическая схема установки приведены на рисунках 3.4–3.6. Постоянный ток к образцу (рисунок 3.5) подается через клеммы 1-1 от источника питания, величина тока изменяется с помощью регулятора напряжения источника, а его направление с помощью двойного переключателя.



**Рисунок 3.4. – Общий вид рабочей установки**



**Рисунок 3.5. – Контактная ячейка с кристаллом**

Зонды 2-2, расположенные по вертикали образца и подключенные к клеммам 2-2, служат для измерения холловской разности потенциалов  $U$  с помощью вольтметра. Образец, помещается в магнитное поле, возбуждаемое электромагнитом.

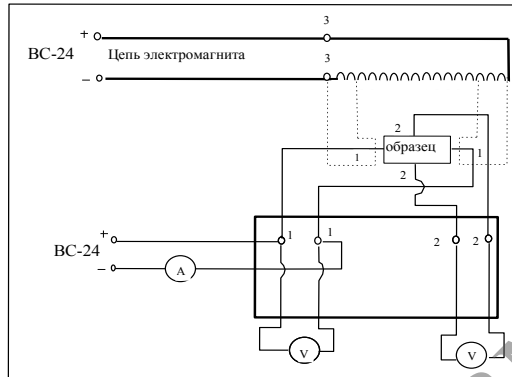


Рисунок 3.6. – Схема установки

### Порядок выполнения работы

**I** Собрать цепь по схеме (рисунок 3.6.)

**II** Включить цепь электромагнита и установить в ней величину тока, предлагаемую преподавателем.

**III** Включить цепь образца. Изменяя силу тока через образец, регистрировать показания амперметра, вольтметра (1-1) и величин холловской разности потенциалов (2-2). Сила тока не должна превышать 3 мА.

**IV** По формулам (3.5) и (3.3) рассчитать постоянную Холла и концентрацию электронов для висмута. По формулам (3.7) и (3.8) найти удельную электропроводность и подвижность носителей заряда для различных значений силы тока. Данные занести в таблицу 3.1.

Таблица 3.1

	$I$	$U$	$U_x$	$R_x$	$n$	$\sigma$	$\vartheta$
1							
2							
3							
4							
5							

**V** Оценить погрешность измерений.

**VI** Установить в образце силу тока (до 3 мА). Изменяя силу тока, подаваемую на электромагнит, записать значения холловской разности потенциалов.

**VII** Рассчитать величины магнитной индукции для различных значений силы тока в катушке. Данные занести в таблицу 3.2.

Таблица 3.2

	$I$	$B$	$U_x$
1			
2			
3			
4			
5			

**VIII** Построить графики зависимости:

а) холловской разности потенциалов  $U_x$  от силы тока, текущего через образец 1;

б) холловской разности потенциалов  $U_x$  от индукции магнитного поля  $B$ .

**IX** Определить индукцию магнитного поля.

Для определения индукции магнитного поля в зазоре магнита используется формула из электротехники:

$$B = \frac{I \cdot N}{\frac{I_k}{\mu_0} + \frac{I_c \cdot I_k}{\mu_0 \cdot \mu \cdot S_c}},$$

где:  $I$  – ток через обмотку в амперах;

$N$  – число витков в обмотке магнита;

$\mu_0$  – магнитная постоянная;

$\mu$  – относительная магнитная проницаемость сердечника;

$I_c$  – длина средней линии сердечника;

$I_3$  – длина воздушного зазора;

$S_c$  – площадь сечения сердечника.

В данной работе:

$$N = 1652$$

$$S_c = 25 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$$

$$I_3 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$$

$$I_c = 84 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$$

$$\mu = 5 \cdot 10^3$$

$$\mu_0 = 4 \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$$

Результаты расчета  $B$  приведены на панели установки.

**Литература:**

1. Абрикосов, А. А. Основы теории металлов / А. А. Абрикосов. – М.: Наука, 1987. – 520 с.
2. Ашкфорт, Н. Физика твердого тела / Н. Ашкфорт. – М.: Наука, 1979. – 450 с.
3. Яворский, Б. М. Справочник по физике / Б. М. Яворский, А. А. Детлаф. – М.: Наука, 1968. – 388 с.
4. Савельев, Н. В. Курс общей физики / Н. В. Савельев. – М.: Наука, 1982. – Т. 2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. – 525 с.

## Лабораторная работа № 4

### МИКРОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ БРОНЗИРОВАННОЙ ПРОВОЛОКИ МЕТОДОМ КИНЕТИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ

**Цель работы:** экспериментальные исследования микроструктуры бронзированной бортовой проволоки.

**Задачи:**

- ознакомиться с теоретическим материалом и принципом работы цифрового микротвердомера MicroMet 5114;
- провести исследование физико-механических свойств образцов методом кинетического индентирования, построить диаграммы индентирования;
- провести аналитические вычисления структурных параметров по микротвёрдости;
- сделать выводы о проведённых экспериментах.

**Приборы и оборудование:** *цифровой микротвердометр MicroMet 5114, комплект стандартных образцов (эталонов).*

**Краткая теория**

**1 Испытание на микротвёрдость – метод исследования и контроля качества материалов**

Метод микротвёрдости, являясь наиболее надёжным и массовым среди средств неразрушающего контроля качества материалов и их обработки, вместе с тем представляет собой тонкий и информативный метод исследования. Это объясняется тем, что, во-первых, уровень точности и воспроизводимости результатов измерения микротвёрдости не уступает большинству современных методов исследования материалов. Во-вторых, широко распространённая методика измерения микротвёрдости проста и дешева. В-третьих, измерение микротвёрдости – это, пожалуй, единственный способ исследования сопротивления большим пластическим деформациям, не требующий приготовления специальных образцов и не разрушающий при испытании контролируемый объект. В-четвертых, метод микротвёрдости позволяет производить локальные исследования свойств отдельных структурных составляющих. В-пятых, испытания на микротвёрдость охватывают практически ничем не ограниченный круг материалов от самых мягких (легкоплавкие металлы, лед, графит и др.) до ультратвёрдых (алмаз, тугоплавкие карбиды, нитриды, бориды, абразивные материалы и пр.) и дают возможность



получать пластичные неразрушенные отпечатки на самых хрупких материалах (таких, как полупроводниковые кристаллы, минералы, стекла и т. п.), из которых приготовить образцы для других механических испытаний трудно или практически невозможно.

Развитие метода микротвердости, основанного на непрерывной регистрации параметров процесса вдавливания индентора – нагрузки на индентор, глубины его погружения в материал и времени (скорости) нагружения – качественно можно сравнить с развитием испытания на растяжение, когда был сделан переход от испытания на разрыв к регистрации непрерывной диаграммы напряжение-деформация.

Исследование свойств материалов путем непрерывной регистрации параметров процесса вдавливания индентора позволяет, помимо твердости или микротвердости, определять ряд параметров, характеризующих физико-механические свойства материалов как традиционных, так и новых, получаемых только при этом испытании: модуль Юнга  $E$ ; кинетику релаксации напряжений или ползучести; структурную неоднородность и пористость; прочность и энергию адгезии покрытий; вязкость разрушения; демпфирующую способность и гистерезисные потери; термоактивационные параметры (активационный объем) в процессах активной деформации и связанные с ними релаксацию напряжений и ползучесть; соотношения между невосстановленной твердостью, измеренной под нагрузкой по глубине отпечатка, и восстановленной твердостью, измеренной по поперечному размеру отпечатка после снятия нагрузки; соотношения между работами упругой и пластической деформаций; корреляционные параметры между диаграммами растяжения (сжатия) и диаграммами твердости; аномальные особенности микродеформации тонких приповерхностных слоев материалов; кинетику неоднородности микродеформации (двойникование, сбросообразование, трещинообразование); оценку анизотропии 1-го и 2-го рода. Методом кинетической микротвердости эти характеристики определяют при неразрушающем воздействии на объекты, включая слоистые материалы или изделия с покрытиями, локальные механические свойства которых проблематично определить другими, даже разрушающими, способами испытания. Возможности метода были продемонстрированы при испытаниях разнообразных материалов (композиционных, порошковых, керамических, диэлектрических и полупроводниковых, тонких пленок, покрытий, модифицированных слоев и др.) после различных технологических методов их обработки (шлифовки, полировки, поверхностного упрочнения деформационного старения, обработки высокими гидростатическими давлениями, после облучения, микродугового оксидирования и др.).

Непосредственные результаты испытания в рассматриваемом методе регистрируются в виде диаграммы вдавливания "нагрузка на индентор  $P$  – глубина отпечатка  $h$ ", а также в координатах "глубина отпечатка  $h$  – время

$t$  при активной деформации/релаксации напряжений или при ползучести. Характерный вид диаграммы вдавливания  $P - h$  показан на рисунке 4.1.

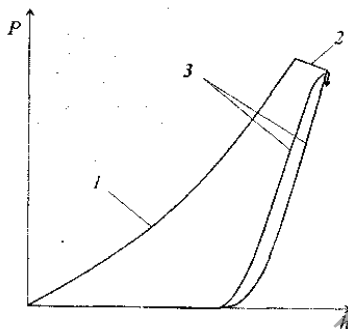


Рисунок 4.1. – Диаграмма вдавливания с тремя участками: 1 – нагружение; 2 – выдержка под нагрузкой; 3 – разгрузку и повторное нагружение

Участок активного нагружения зависит от формы индентора, свойств материала и размеров отпечатка. По участку 1 находят непрерывный ряд значений твердости или микротвердости, измеренной по глубине отпечатка  $h$ . Значения твердости и микротвердости отличаются тем, что первая в условиях геометрического подобия отпечатков является константой, характеризующей макроскопически однородный материал, а вторая неоднозначно зависит от размера отпечатка, отражая дискретную природу пластической деформации, а также влияние поверхности как специфического дефекта твердого тела.

Длина участка 2 диаграммы зависит от кинетических характеристик материала, скорости нагружения и времени выдержки отпечатка под нагрузкой, а его наклон  $dP/dh$  численно равен жесткости системы измерения нагрузки, как правило, жесткости пружин динамометра. Участок 3 активного разгрузки характеризует упругие свойства материала, а при повторном нагружении того же отпечатка регистрируется петля гистерезисных потерь, количественно выражающая меру обратимости пластической деформации в отпечатке при его циклическом нагружении.

Закономерности упругих деформаций в пластическом отпечатке приобретают первоочередное значение для теории и практики испытания материалов по методу кинетической твердости и микротвердости, поскольку вклад упругих деформаций в общее формоизменение при образовании отпечатка в несколько раз выше по сравнению с одноосным нагружением вследствие возникновения под индентором компоненты всестороннего гидростатического сжатия, величина которой равна порядка  $0,8 HM$ , где  $HM$  – традиционная твердость по Мейеру, измеренная по поперечному размеру разгруженного отпечатка оптическими средствами.

Величины  $HM$ ,  $HV$ ,  $HB$  (твердость по Мейеру, Виккерсу и Бринеллю соответственно) принято называть восстановленной твердостью, а аналогичные величины  $HM_h$ ,  $HV_h$ ,  $HB_h$ , рассчитанные по глубине отпечатка  $h$ , – невосстановленной твердостью. Различие между величинами восстановленной и невосстановленной твердости обусловлено способами измерения отпечатка. Восстановленную твердость (микротвердость) определяют по площади отпечатка (проекции отпечатка) измеренной оптическим способом, после снятия нагрузки на индентор, т. е. при отсутствии упругих деформаций. Измерение глубины отпечатка, при определении невосстановленной твердости, осуществляют под нагрузкой, и, следовательно, на величину невосстановленной твердости влияют как пластические, так и упругие деформации. Второе отличие в этих измерениях обусловлено искажениями исходной поверхности вокруг пластического отпечатка. Материал, вытесненный из отпечатка, поднимает исходную поверхность, образуя вокруг нее валик и увеличивая размеры отпечатка, видимые под микроскопом. Измерения же глубины отпечатка в процессе нагружения осуществляют с момента касания индентором поверхности образца, то есть отсчет глубины происходит от исходной поверхности без учета высоты валика, размеры которого зависят от способности материала к деформационному упрочнению.

Эти факты говорят о том, что восстановленная и невосстановленная твердости являются двумя самостоятельными величинами, соотношение между которыми определяется, прежде всего, закономерностями упругих деформаций в отпечатке, а также коэффициентом деформационного упрочнения материала.

## **2 Оценка структурных параметров материалов по диаграммам непрерывного вдавливания индентора**

Оценка структурных параметров материалов основана на различной твердости отдельных фаз. Принципиальные возможности метода кинетической микротвердости для оценки структуры и структурной неоднородности материала вытекают из того свойства микровдавливания, что локальное значение микротвердости характеризует фундаментальное свойство процесса пластической деформации – его дискретную природу. Эксперименты по супермикровдавливанию показывают, что на материалах с низкой плотностью дислокаций при вдавливании микросферического индентора на размерном уровне локализации пластической деформации порядка  $10^{-8}$  м микротвердость достигает своего теоретического значения, а ее статистический разброс с ростом плотности дислокаций охватывает интервал от теоретического до макроскопического значения, соответствующего пределу текучести материала. С увеличением размера отпечатка растет очаг локальной пластической деформации и соответственно изменяется размерный уровень структурной неоднородности, а также возникающие

поля напряжений и деформаций. Таким образом, открывается возможность согласованного описания структуры одновременно на геометрическом и силовом уровне.

### 3 Определение механических свойств материала по твердости

Традиционное определение механических свойств по твердости основано на подобии истинных диаграмм растяжения и твердости по Мейеру. Если истинное напряжение  $S$  и твердость по Мейеру  $HM$  (среднее давление на отпечатке) сравнивать при одинаковых эффективных деформациях в отпечатке и в растягиваемом образце, то:

$$HM \cong cS, \quad (4.1)$$

где  $c = const \cong 3$ . Это соотношение достаточно надежно подтверждено многочисленными исследованиями и является первым условием подобия рассматриваемых диаграмм.

Для оценки механических свойств по твердости часто используют методики Д. Тейбора и Марковца. Соотношение между пределом прочности металла и величиной его твердости было получено Тейбором из ряда предположений, основанных на экспериментальных данных.

Первое предположение состоит в том, что кривую напряжение – деформация можно представить зависимостью:

$$S = b\delta^m, \quad (4.2)$$

где  $\delta$  – относительная деформация;  $m$  – коэффициент, определяющий способность материала к деформационному упрочнению;  $b$  – константа.

Согласно опытам Тейбора, эффективная деформация может быть представлена линейной функцией отношения диаметра отпечатка  $d$  к диаметру вдавливаемого шарика  $D$ :

$$\delta = 0,2d / D. \quad (4.3)$$

Твердость по Мейеру записывается степенной функцией отношения диаметра отпечатка к диаметру вдавливаемого шарика:

$$HM = B(d / D)^{n-2}, \quad (4.4)$$

где  $B$  и  $n$  – константы для данного материала.

В основе методики Марковца лежит сходство между условными диаграммами растяжения  $\sigma - \delta$  и диаграммами твердости  $HB - \psi$ , где  $HB$  – твердость по Бринелю, а  $\psi$  – деформация уширения в отпечатке:  $\psi = (A_s - A) / A_s$  и  $A$  – площади поверхности и проекции отпечатка соответственно. При малых деформациях (несколько %)  $\psi = \delta$ , а зависимость от  $d/D$  может быть аппроксимирована следующим выражением:

$$\delta = 0,3(d / D)^2. \quad (4.5)$$

Из сравнения двух оценок деформации в отпечатке (4.3) и (4.5) видно, что они различаются как количественно, так и качественно. В работах Матюнина сделан важный шаг для более точного определения механических свойств по твердости. Было учтено, что деформация в отпечатке зависит также от коэффициента деформационного упрочнения материала:

$$\delta = \alpha(d/D)^\beta, \quad (4.6)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  – константы для данного материала, зависящие от  $n$ .

Используя выражения (4.1, 4.2 и 4.6), представим твердость по Мейеру в следующем виде:

$$HM = B_m(d/D)^q, \quad (4.7)$$

где  $q = \beta m$ ;  $B_m = cb\alpha^m$ .

Выразим связь между диаграммами твердости (4.7) и растяжения через некоторые важные для практики соотношения.

Для любой промежуточной точки с деформацией  $\delta$  на диаграмме  $S$  истинных напряжений получаем:

$$\frac{cS}{HM} = \left[ \frac{\delta}{\alpha(d/D)^\beta} \right]^m. \quad (4.8)$$

Используя связь между условным напряжением  $\sigma$  и истинным напряжением  $S$  и учитывая тот факт, что максимум на кривой напряжение-деформация определяет предел прочности  $\sigma_b$  и величину относительного равномерного удлинения  $\delta_p$  (таблица 4.1), находим:

$$\delta_p = m/(1-m), \quad (4.9)$$

$$\frac{\sigma_b}{HM} = \frac{(1-m) \left( \frac{m}{1-m} \right)^m}{c\alpha^m (d/D)^{\beta m}}. \quad (4.10)$$

При  $\delta = 0,002$  для условного предела текучести  $\sigma_f$  зависимость (4.8) принимает вид:

$$\frac{c\sigma_f}{HM} = \left[ \frac{0,002}{\alpha(d/D)^\beta} \right]^m. \quad (4.11)$$

Таблица 4.1. – Результаты испытаний материалов на растяжение и на твердость

№	$\delta_p$	$d_{10}$	$\sigma_b/HB$	$n$	№	$\delta_p$	$d_{10}$	$\sigma_b/HB$	$n$
1	2	2,68	0,34	2,08	20	14	3,42	0,39	2,26
2	13	2,96	0,39	2,12	21	9,3	3,45	0,33	2,18
3	20	3,01	0,39	2,23	22	20	3,47	0,40	2,28
4	15	3,04	0,40	2,22	23	14	3,47	0,38	2,22

Продолжение таблицы 4.1

5	22	3,20	0,44	2,30	24	20	3,48	0,41	2,28
6	18	3,24	0,36	2,16	25	14	3,48	0,38	2,24
7	14	3,24	0,37	2,18	26	20	3,52	0,43	2,26
8	16	3,26	0,36	2,22	27	25	3,58	0,46	2,37
9	15	3,27	0,37	2,22	28	23	3,63	0,47	2,29
10	14	3,28	0,36	2,18	29	21	3,64	0,45	2,29
11	17	3,29	0,37	2,21	30	53,8	3,85	0,52	2,60
12	17	3,29	0,37	2,20	31	24	4,15	0,40	2,37
13	18	3,29	0,37	2,28	32	29,9	4,79	0,34	2,29
14	34,6	3,31	0,68	2,47	33	25	5,63	0,37	2,29
15	16	3,34	0,38	2,27	34			0,52	2,45
16	15	3,35	0,37	2,25	35			0,52	2,46
17	20	3,35	0,35	2,21	36			0,49	2,51
18	0,3	3,35	0,30	2,08	37			0,52	2,53
19	18	3,36	0,39	2,24					

#### **Описание установки**

Цифровой микротвердомер MicroMet 5114 (рисунок 4.2) поставляется с выносным сенсорным LCD пультом управления, который предназначен для управления режимами работы твердомера, а также для проведения измерений с автоматическим расчётом значений твёрдости и накоплением статистики.



**Рисунок 4.2. – Цифровой микротвердомер MicroMet 5114**

Прибор оснащён ручной поворотной револьверной головкой, на которой устанавливаются три объектива (x10, x50 и x100) и один алмазный наконечник (Виккерс). Цикл приложения нагрузки автоматизирован и за-

пускается с выносного LCD пульта или вмонтированной в корпус твердомера кнопкой. Значение нагрузки устанавливается ручкой на корпусе прибора, остальные параметры настраиваются с выносного сенсорного пульта (включая яркость, время и скорость нагружения, коррекцию поверхности образца и ввод поправочного коэффициента, выбор шкалы и единиц измерения).

Измерение отпечатков осуществляется полуавтоматическим способом – оператор при помощи окулярных нониусов определяет границы отпечатка, а рассчитанное значение твёрдости (с переводом в любую шкалу) отображается на LCD пульте.

Параметры микротвердомера:

Тип прибора: цифровой с выносным LCD пультом управления.

Тестовые нагрузки: 1, 2, 3, 5, 10, 25, 50, 100, 200, 300, 500, 1000, 2000 г.

Тип турели: ручная.

Объективы: три – x10, x50 и x100.

Индентер: Виккерс.

Управление нагружением: автоматическое.

Время приложения нагрузки: 1 с. – 15 мин.

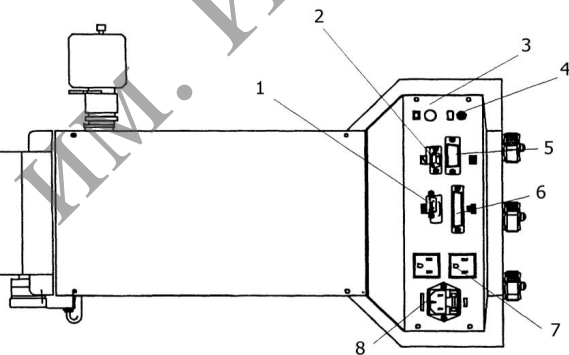
Освещение: 50 Вт галогеновая лампа с настраиваемой апертурой.

Предметный стол: ручной двухкоординатный.

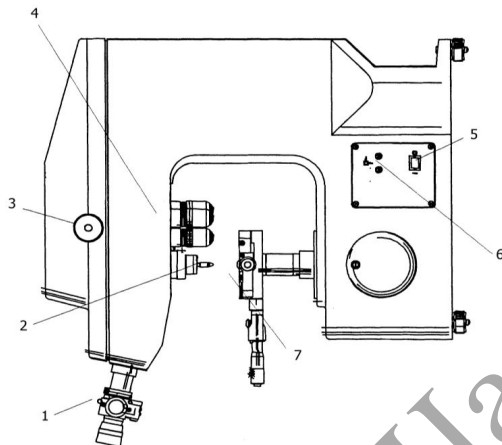
Диапазон перемещения стола: 25x25мм.

Микровинты: цифровые с точностью 0.001 мм.

На рисунках 4.3–4.6 представлены проекции микротвердомера Micro-Met 5114 со спецификацией органов управления и интерфейса.

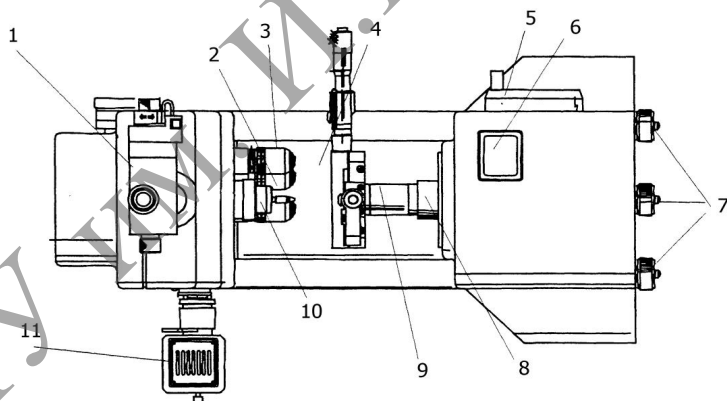


1 – RS-232C последовательный интерфейсный разъем; 2 – интерфейсный разъем для автоматического регулятора стадии; 3 – соединитель BNC; 4 – соединитель интерфейса DIGIMATIC; 5 – операционный разъем; 6 – параллельный интерфейсный разъем интерфейса Centronics для принтера; 7 – электрические розетки; 8 – вилка переменного тока  
Рисунок 4.3. – Микротвердометр MicroMet 5114 (вид сверху)



1 – окуляр; 2 – индентор; 3 – ручка выбора нагрузок; 4 – деформационная головка с индентором и механизмом вращения объектива; 5 – выключатель питания; 6 – разъемы интерфейса DIGIMATIC (для стадии точной настройки); 7 – рукоятка поперечного перемещения

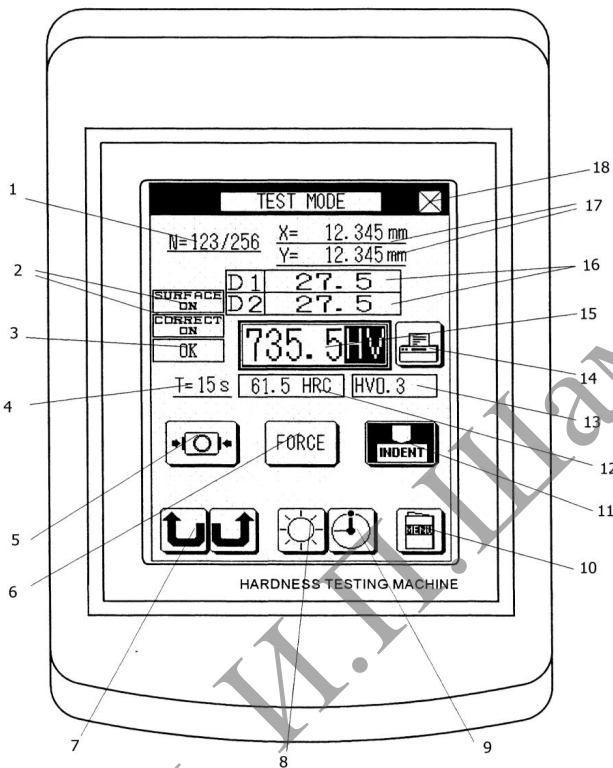
Рисунок 4.4. – Микротвердомер MicroMet 5114 (вид сбоку)



1 – окуляр; 2 – объектив А; 3 – объектив В; 4 – ручка поперечного перемещения; 5 – ручка переключения вверх/вниз; 6 – кнопка «Старт»; 7 – устройство выравнивания; 8 – ручка переключения вверх/вниз; 9 – ручка расширения вверх/вниз; 10 – объектив С; 11 – галогенная лампа

Рисунок 4.5. – Микротвердомер MicroMet 5114 (вид спереди)





- 1 – индикатор измерения; 2 – коррекция индикатора; 3 – индикатор решений ОК/± NG;  
 4 – испытательный индикатор времени продолжительности нагрузки; 5 – нулевой переключатель прибора; 6 – испытательный селекторный переключатель нагрузки;  
 7 – индикатор поворота индентора; 8 – переключатель регулировки яркости;  
 9 – переключатель установки времени приложения нагрузки; 10 – кнопка меню;  
 11 – индикатор индентирования; 12 – предыдущее значение индикатора;  
 13 – индикатор переключения нагрузки; 14 – кнопка печати; 15 – показатель значения твердости; 16 – значения диагоналей отпечатка; 17 – индикаторы положения; 18 – кнопка завершения измерения

Рисунок 4.6. – Микротвердомер MicroMet 5114 (операционное табло)

MicroMet 5114 – это прибор тестирования микротвердости. Он разработан для определения, различными способами (Vickers и Knoop), значений твердости металлов. Способ определения Vickers применяется для измерения твердости гомогенных материалов, независимо от величины нагрузки, а также применяется к широкому диапазону измерения твердости мягких и твердых материалов, используя тот же самый масштаб. Способ

определения Кноор показывает более мелкие углубления с более длинными диагональными линиями, чем сделанные способом определения Vickers. Это подходит, в частности для материалов, к которым не может быть применена большая испытательная нагрузка.

### Способ определения твердости Vickers

Способ определения твердости Vickers зависит от отношения испытательной нагрузки " $F$ " к площади поверхности отпечатка " $S$ ". Площадь  $S$  найдена от средней диагонали отпечатка " $d$ ". Отпечаток алмазного индентора на поверхности испытуемого материала представляет собой пирамиду с углом между двумя противоположными гранями 136 градусов (рисунок 4.7).

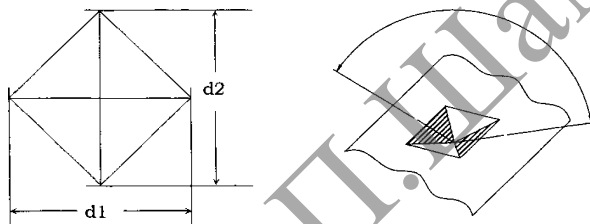


Рисунок 4.7. – Отпечаток для измерения твердости способом Vickers

Твердость способом Vickers рассчитывается по формуле:

$$HV = k \cdot \frac{F}{S} = 0,102 \cdot \frac{2F \sin \frac{\theta}{2}}{d^2} = 0,1891 \cdot \frac{F}{d^2},$$

где:

$HV$  – твердость, измеренная способом Vickers;

$k$  – постоянная ( $k = 1/g_n = 0,102$ );

$F$  – испытательная нагрузка (N);

$S$  – площадь поверхности отпечатка (mm<sup>2</sup>);

$d$  – средняя длина двух диагоналей (mm),  $d = (d_1 + d_2) / 2$ ;

$\theta$  – угол алмазной пирамиды (136°);

$g_n$  – ускорение силы тяжести.

### Способ определения твердости Кноор

Способ определения твердости Кноор зависит от отношения испытательной нагрузки " $F$ " к площади отпечатка " $A$ ", определяемой максимальной диагональю отпечатка " $d$ " при индентировании алмазной пирамидой с углами  $\alpha$  и  $\beta$  – 172,5 и 130 градусами (рисунок 4.8).

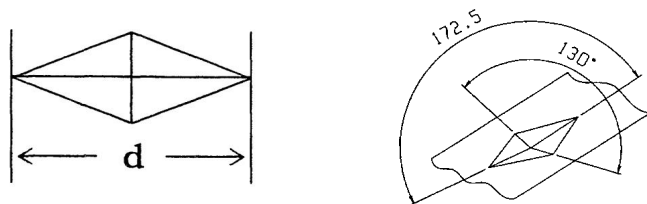


Рисунок 4.8. – Отпечаток для измерения твердости Кnoop

Твердость Кnoop рассчитывается по формуле:

$$HV = k \cdot \frac{F}{S} = 0,102 \cdot \frac{F}{A} = 0,102 \cdot \frac{F}{c \cdot d^2} = 1,451 \cdot \frac{F}{d^2}, \quad c = \frac{\operatorname{tg} \frac{\beta}{2}}{\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}$$

где:

- $HV$  – твердость, измеренная способом Кnoop;
- $c$  – постоянная;
- $k$  – постоянная ( $k = 1/g_n = 0,102$ );
- $F$  – испытательная нагрузка ( $N$ );
- $A$  – площадь отпечатка ( $\text{mm}^2$ );
- $d$  – максимальная длина диагонали ( $\text{mm}$ );
- $\alpha$  – первый угол между гранями пирамиды ( $172,5^\circ$ );
- $\beta$  – второй угол между гранями пирамиды ( $130^\circ$ );
- $g_n$  – ускорение силы тяжести.


### Предварительные операции

#### Включение прибора (рисунок 4.9)

Удостоверьтесь, что выключатель питания с правой стороны тестера твердости выключен. Включите силовой кабель в розетку.

Включите выключатель питания.

Табло Title появляется на экране сенсорного устройства.

Если нажать кнопку , то появится экран измерения.

Когда пирамида примет переднее положение с соответствующим положением объектива – включают освещение.

#### Выключение прибора (рисунок 4.9)

Прежде чем выключить прибор, подождите 10 секунд.

Выключают выключатель питания. Также можно нажать на кнопку [X] и выключить прибор после того, как появился безопасный режим на сенсорном экране.

Удостоверьтесь, что экран, показанный на операционном пульте, исчезает, и освещающая лампа гаснет.

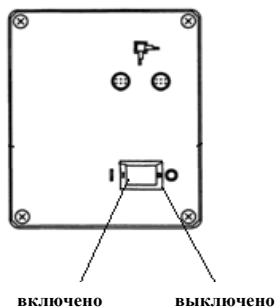


Рисунок 4.9. – Включение и выключение прибора

### Методика эксперимента


Объект исследования с обработанной поверхностью по специальной методике, с размерами поперечного сечения: 25,4 мм x 25,4 мм и высотой 95 мм, устанавливается на предметный стол прибора, исследуемой поверхностью параллельно плоскости объектива.


Деформационная головка MicroMet 5104, 5124 может вращаться параллельно плоскости предметного стола.



**Запрещается:** соприкосновение объектива с исследуемым объектом.

**Запрещается:** включение тестера измерения твердости при вращении деформационной головки (рисунок 4.10).

Нажмите кнопку деформационной головки прибора для включения операционной группы.

Если требуется повернуть пирамиду *B* вперед, появится .

Если требуется повернуть пирамиду *C* вперед, появится .

Деформационная головка не будет вращаться, если нажать кнопки  и .

**Установка начального положения объектива** (рисунок 4.11)

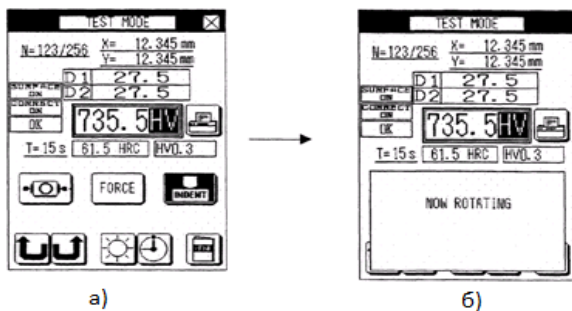
1. Деформационную головку вращают для того, чтобы переместить объектив к переднему положению.

2. Нулевое положение включает операционную группу. (На операционной группе в областях D1 и D2 показано "0.00", т. е. установлено нулевое положение).

3. В любом из следующих случаев повторите шаги 1–2 ручной установкой прибора на нуль.


4. Если тестер твердости выключен, а позже его надо включить снова, то применяют функцию ВЫКЛ. (Например, тестер твердости выключен после завершения измерения и надо продолжить измерения на следующий день.)

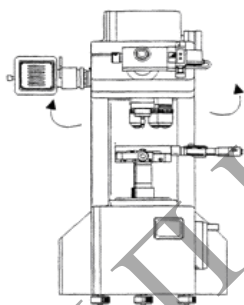
5. Если измерение должно быть выполнено, с использованием другого объектива.




a)

б)

Нажатие  вращает деформационную головку в направлении, указанном стрелкой.



в)

Нажатие  вращает деформационную головку в направлении, указанном стрелкой.

а) кнопки вращения деформационной головки; б) вывод результатов на дисплей  
Рисунок 4.10. – Включение тестера измерения твердости при вращении деформационной головки



а)

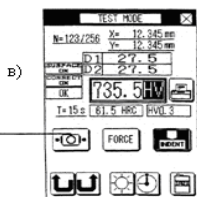
Отрегулируйте линии измерения



б)

Левая ручка регулировки

Правая ручка регулировки



в)




Нулевой переключатель

Установка начального положения объектива

Рисунок 4.11. – Установка и перемещение объектива

### Регулировка освещения (рисунок 4.12)

Галогенная лампа используется для освещения. Включите освещение как показано ниже. Если положение линзы спереди, выключите освещение автоматически.

1. Нажмите .
2. Регулирование окна освещения.
3. Нажмите  или , чтобы отрегулировать освещение.
4. Нажмите Ok, чтобы закрыть окно регулирования освещения.

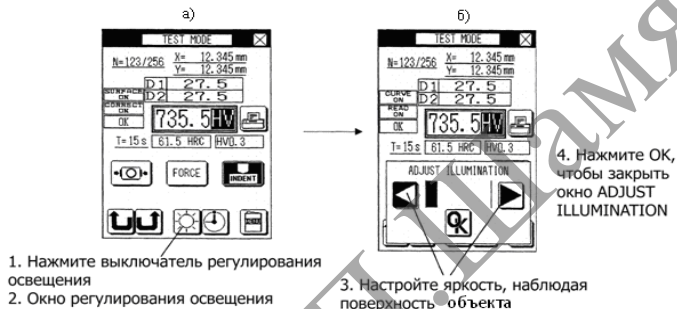


Рисунок 4.12. – Регулировка освещения

### Введение новых данных твердости (рисунок 4.13)

На экране измерения Вы можете поместить новые данные испытаний твердости.

Если Вы изменяете условие испытания после того как провели измерения твердости, то данные будут неправильные.

1. Нажмите .
2. Введите новые данные испытаний твердости.

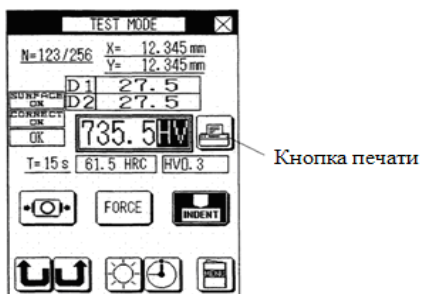


Рисунок 4.13. – Вывод на дисплей новых данных твердости

### Установка испытательной нагрузки (рисунок 4.14а–б)

Используйте индикатор нагрузки, чтобы установить испытательную нагрузку на индентор.

Чтобы найти нагрузку по индикатору, нажимают кнопку и умножают значение на тестере на 0.009807,

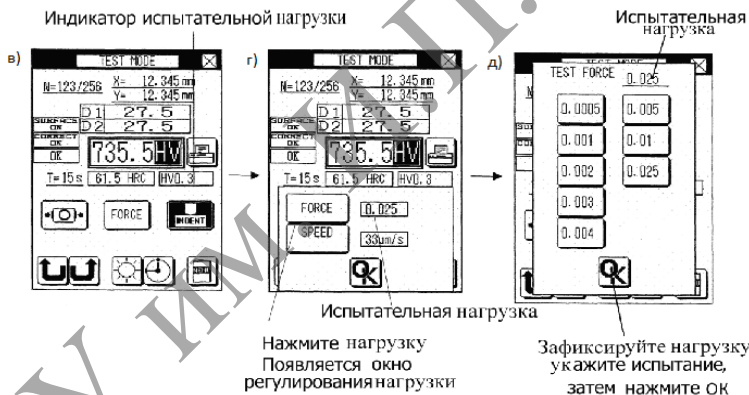
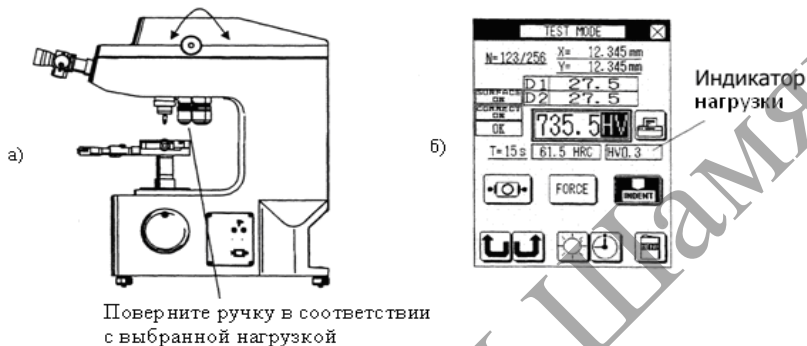


Рисунок 4.14. – Установка испытательных нагрузок

*Пример:* На тестере твердости Vickers значение "300" означает твердость Vickers "700×HV×0.3".

700×HV×0.3 (Величина твердости: 700, кодес твердости: HV×0.3), нагрузка на индентор 2.942 N.

Чтобы сменить тест, нажимают кнопку индикатора нагрузки на тестере и выбирают соответствующую нагрузку.

### MicroMet 5114

Нагрузка	50	100	200	300	500	1000	2000
N	0.4903	0.9807	1.961	2.942	4.903	9.807	19.61
Твердость							
Способ Vickers	HV 0.05	HV 0.1	HV 0.2	HV 0.3	HV 0.5	HV 1	HV 2
Способ Кnoop	HV 0.05	HV 0.1	HV 0.2	HV 0.3	HV 0.5	HV 1	HV 2

### MicroMet 5114

N	$9.807 \times 10^{-3}$	$19.61 \times 10^{-3}$	$29.42 \times 10^{-3}$	$49.03 \times 10^{-3}$
Твердость				
Способ Vickers	HV 0.001	HV 0.002	HV 0.003	HV 0.005
Способ Кnoop	HK 0.001	HK 0.002	HK 0.003	HK 0.005

N	$98.07 \times 10^{-3}$	$245.2 \times 10^{-3}$
Твердость		
Способ Vickers	HV 0.01	HV 0.025
Способ Кnoop	HK 0.01	HK 0.025



1. Нажмите на переключатель FORCE.
2. Тестовые значения нагрузок отображаются на дисплее.

#### **Установка испытательных нагрузок** (рисунок 4.14а–д)

1. Нажмите на переключатель нагрузки (Force).
2. Установите испытательную нагрузку в нужном окне.
3. Укажите нужное значение нагрузки, а затем нажмите ОК.

#### **Установка длительности нагружения** (рисунок 4.15а–д)

Под продолжительностью нагружения понимается период времени (в секундах), в течение которого к образцу прилагается усилие. Время устанавливается в пределах от 5 до 999 секунд.

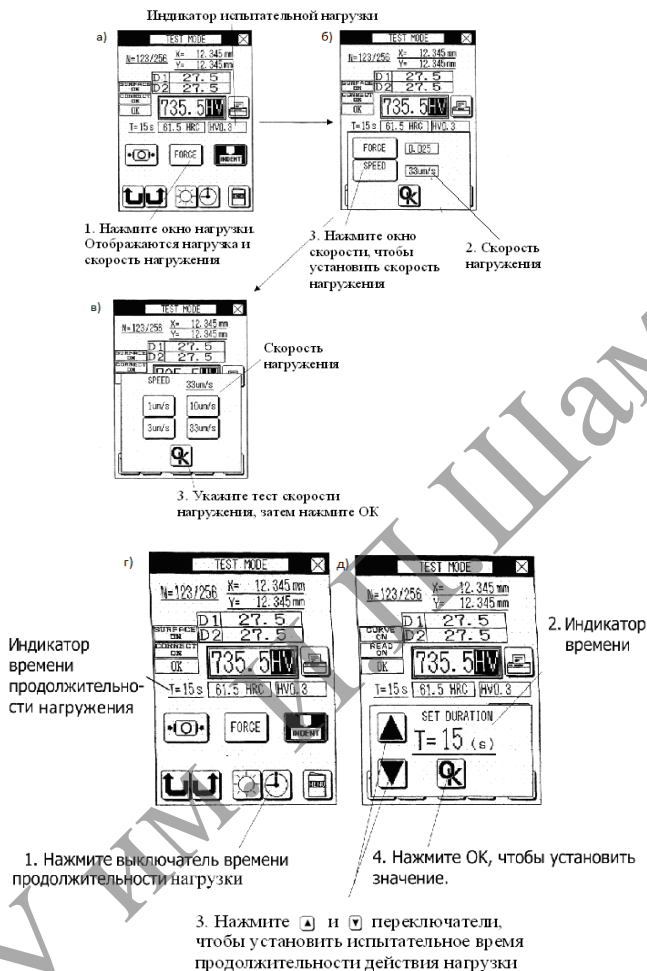
1. Нажмите кнопку .
2. Продолжительность нагружения отображается временем.
3. Для установки V-переключателя следует нажать , а затем ОК.

#### **Травление металлов**

Травление – группа технологических приёмов для управляемого удаления поверхностного слоя материала с заготовки под действием специально подбираемых химических реактивов.

Травление металлов имеет своей целью или сплошное растворение тонкого слоя с поверхности металла – матовое травление, или выправление на поверхности только отдельных мест – травление рисунков, букв. В последнем случае поверхность металла покрывается защитным слоем, на который наносится рисунок, прорезываемый острым инструментом (иглой) до металла с тем, чтобы дать в этих местах доступ травящей жидкости.





**Рисунок 4.15. – Установка времени действия нагрузки**

### Протравы для железа и стали

а) разбавленная азотная кислота в следующей пропорции: 1 ч. азотной кислоты на 4–8 ч. воды. Менее сильный раствор употребляют для первоначального травления и смешивают его для этой цели с несколькими кубическими сантиметрами раствора азотнокислого серебра в воде. При самом же травлении не прибавляется азотнокислое серебро. Для более глубокого

травления можно, при условии хорошего грунта, взять на 1 ч. воды 1 ч. азотной кислоты;

б) раствор: 1 ч. хлористой сурьмы, 6 ч. соляной кислоты и 6 ч. воды;

в) раствор 15 г хлорной ртути (сулемы) и 1 г винно-каменной кислоты в 420 мл воды с прибавлением небольшого количества азотной кислоты;

г) при густом грунте можно применять травильную жидкость, похожую на глифоген. Она готовится из 600 г алкоголя (80%), 40 г химически чистой азотной кислоты и 2 г азотнокислого серебра, предварительно растворенного в небольшом количестве дистиллированной воды. Жидкость сохраняется в хорошо закупоренной бутылке и пригодна для сильно полированных стальных и никелированных железных предметов;

д) если же грунт нанесен тонким слоем, то рекомендуется изменить вышеприведенную смесь таким образом, чтобы вместо чистого алкоголя взять смесь из 240 г спирта и 360 г воды. Азотнокислого серебра можно не прибавлять или взять половину указанного количества. Таким образом, травильная жидкость состояла бы из 240 г спирта, 360 г воды, 40 г азотной кислоты и 1 г азотнокислого серебра;

е) смешивают 30 г медного купороса, 8 г квасцов, 0,5 чайной ложки истолченной в порошок поваренной соли, 0,125 литра уксуса и 20 капель азотной кислоты. Смотря по продолжительности действия, жидкость вьедается в металл и придает ему красивую шероховатую поверхность;

ж) для твердой стали применяют смесь 2 ч. азотной кислоты и 1 ч. уксусной кислоты в качестве травильной жидкости;

з) чугунные изделия лучше всего протравливаются в 3% серной кислоте, железо – в 10%, а сталь – в 20% кислоте;

и) для железа и стали.

Металлы, хорошо очищенные от жировых пятен, погружаются в азотную кислоту, которую смешивают с небольшим количеством сажи. После травления, вынимают металл из травильной жидкости, хорошо прополаскивают сначала водой, а содовым раствором воды небольшой концентрации. Вслед за этим его еще раз промывают и высушивают в опилках (по Бюхнеру);

к) глифоген – травильная жидкость для стали – состоит из жидкости для предварительного травления, из воды для ополаскивания и из собственно травильной жидкости. Жидкость для предварительного травления состоит из 95% воды, 5% химически чистой азотной кислоты и небольшого количества спирта. Обрабатываемую стальную поверхность подвергают действию этой жидкости только в течение нескольких минут. Затем предметы споласкивают жидкостью, состоящей из 25 процентного раствора винного спирта в дистиллированной воде, и быстро высушивают их при помощи мехов. Только после этого наливают собственно травильную жидкость (30 мл дистиллированной воды, 15 мл винного спирта, 5 мл химически

чистой азотной кислоты, 0,5 г азотнокислого серебра в кристаллах), причем предметы должны быть покрыты травильной жидкостью не менее чем на 1 см.

### Протравы для меди

а) для травления меди употребляют разбавленную азотную кислоту или смесь из 3 ч насыщенного раствора меди в азотной кислоте и 1 ч насыщенного раствора хлористого аммония в уксусе. Смесь после наливания доводят до желаемой крепости, осторожно прибавляя по капле азотной кислоты;

б) 10% дымящейся азотной кислоты разбавляют 70% воды и прибавляют кипящий раствор из 2 г хлорнокислого калия в 20% воды. Вытравление более глубоких мест достигается продолжительным действием травильной жидкости или усилением жидкости;

в) 8 г винного уксуса, по 4 г поваренной соли и медянки, 1 г квасцов, 16 мл воды (по Калло и Пиранези);

г) 3 г хлорнокислого калия в 50 мл воды и смешивают отдельно 8 г азотной кислоты с 80 мл воды и вслед за этим соединяют обе жидкости;

д) 100 г азотной кислоты, 5 г соляной кислоты.

### Порядок выполнения работы

**I** Установить исследуемый материал на предметный столик прибора в соответствии с приведённой выше инструкцией «Описание прибора».

**II** Провести измерение микротвёрдости по описанной выше методике. *Измерение твёрдости по Виккерсу.*

При испытании на твердость по методу Виккерса в поверхность материала вдавливается алмазная четырехгранная пирамида с углом при вершине  $\alpha = 136^\circ$  (рисунок 4.16).

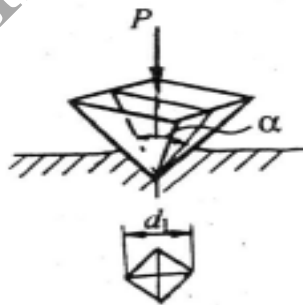


Рисунок 4.16. – Схема испытания на твердость: по Виккерсу

После снятия нагрузки вдавливания измеряется диагональ отпечатка  $d_1$ . Число твердости по Виккерсу  $HV$  подсчитывается как отношение нагрузки  $P$  к площади поверхности пирамидального отпечатка  $M$ :

$$HV = \frac{P}{M} = \frac{2P \sin \frac{\alpha}{2}}{d_1^2} = 1,854 \frac{P}{d_1^2}.$$

Число твердости по Виккерсу обозначается символом  $HV$  с указанием нагрузки  $P$  и времени выдержки под нагрузкой, причем размерность числа твердости ( $\text{кгс}/\text{мм}^2$ ) не ставится. Продолжительность выдержки индентора под нагрузкой принимают для сталей 10–15 с, а для цветных металлов – 30 с.

**III** Полученные данные вывести на печать.

**IV** Построить графики зависимостей  $HV = f(P)$  для двух значений продолжительности нагружения ( $T$ ).

**V** Оценить погрешность измерений.

**VI** Экспериментальные данные занести в таблицу:

№	Нагрузка, $P$	Длительность нагружения, $T$	Микротвердость, $HV$
1			
2			
3			

### Литература:

1. Кошкин, В. И. Оценка структуры и механических свойств материалов по статическим характеристикам микротвердости / В. И. Кошкин. – М., 2001. – 276 с.

2. Крагельский, И. В. Качество поверхности и трение в машинах / И. В. Крагельский, Н. В. Колесниченко. – Киев: Техника, 1969. – 145 с.

3. Иванова, В. С. Природа усталости металлов / В. С. Иванова, В. Ф. Терентьев. – М.: Металлургия, 1975. – 455 с.

## Лабораторная работа № 5

### ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ НАМАГНИЧИВАНИЯ И МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

**Цель работы:** изучить явление намагничивания и магнитного гистерезиса ферромагнитных материалов и определить их магнитные характеристики.

**Приборы и оборудование:** установка для изучения магнитного гистерезиса.

#### Краткая теория

##### 1 Магнитное поле в веществе

Ток, протекающий по проводнику, расположенному в вакууме, создает в пространстве вокруг проводника с током магнитное поле. Для характеристики этого поля вводится вектор магнитной индукции  $B_0$ . Если проводник с этим же током находится в какой-либо среде, то магнитное поле и, соответственно, вектор магнитной индукции изменяются.

Для объяснения этого явления в 19 веке французский ученый Ш. Ампер, который еще не подозревал о существовании электронов, открытых в 1897 г., выдвинул гипотезу о существовании молекулярных токов.

Гипотеза Ампера сформировалась в ходе экспериментов по изучению влияния магнитного поля на проводники с током различной конфигурации. Суть одного из таких экспериментов заключается в следующем. Если подвесить провод в виде круглого витка в магнитном поле с индукцией  $B_0$  и пропустить по нему ток, то этот виток с током поворачивается и устанавливается в некотором положении (рисунок 5.1).

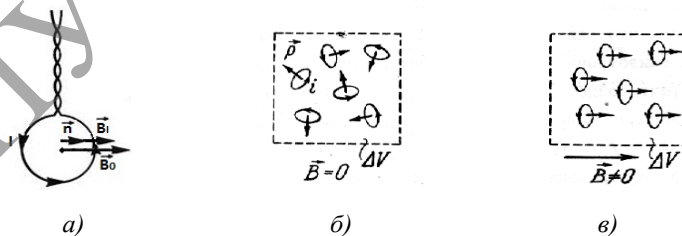


Рисунок 5.1. – Виток с током в магнитном поле

Эксперимент показывает, что ориентирующее действие магнитного поля на виток с током определяется как силой тока, так и площадью, обтекаемой током. Для характеристики этого явления вводится магнитный момент витка с током:

$$\vec{p}_m = IS\vec{n}, \quad (5.1)$$

где  $I$  – сила тока;  $S$  – площадь витка;  $\vec{n}$  – вектор нормали к поверхности витка, определяемый по правилу правого винта, вращение которого совпадает с направлением силы тока в витке.

Поскольку вокруг тока существует магнитное поле, то и в пространстве вокруг витка с током также возникает магнитное поле. Индукция магнитного поля витка совпадает по направлению с вектором магнитного момента. Экспериментально установлено, что свободный виток ориентируется так, что направление вектора индукции магнитного поля витка  $\vec{B}_1$  в устойчивом положении равновесия во внешнем магнитном поле совпадает с вектором индукции внешнего поля  $\vec{B}_0$  (рисунок 5.1а).

Используя данные этих экспериментов, Ампер предположил, что магнитные моменты круговых молекулярных токов в веществе в отсутствие магнитного поля ориентированы хаотически (рисунок 5.1б). При включении магнитного поля молекулярные токи также ориентируются во внешнем магнитном поле, что приводит к преимущественной ориентации их магнитных моментов по внешнему полю (рисунок 5.1в). Это явление назвали намагничиванием вещества.

Суммарное магнитное поле этих токов, как предположил Ампер, складываясь с внешним магнитным полем провода с током (тока проводимости), образует результирующее магнитное поле в веществе. Поэтому любое вещество называется магнетиком.

Для характеристики этих процессов в веществе вводится вектор намагничивания, который определяется как магнитный момент единичного объема вещества:

$$\vec{j} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{p}_{mi}}{\Delta V}. \quad (5.2)$$

Следовательно, индукция магнитного поля в веществе определяется токами проводимости и молекулярными токами, распределение которых и величина практически неизвестны. Поэтому при изучении магнитного поля в веществе вводится вспомогательный вектор – напряженность магнитного поля  $\vec{H}$ . Напряженность магнитного поля также зависит от молекулярных токов, но циркуляция этого вектора по любому замкнутому контуру определяется только суммарным током проводимости  $I_0$ , охваченным этим контуром (теорема о циркуляции для вектора напряженности):

$$\oint \vec{H}d\vec{l} = I_0. \quad (5.3)$$

Это соотношение позволяет достаточно просто рассчитать напряженность магнитных полей определенной конфигурации, созданных током проводимости. Для расчета индукции магнитного поля в веществе необходимо знать связь между индукцией и напряженностью магнитного поля.

Экспериментально установлено, что для однородных изотропных магнетиков, помещенных в магнитное поле с напряженностью  $H$ , вектор намагничивания прямо пропорционален вектору напряженности:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (5.4)$$

где  $\chi$  – постоянный коэффициент для данного вещества зависит от химического строения вещества и называется "магнитная восприимчивость". По величине магнитной восприимчивости все магнетики разделяют на три класса: диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики. Для диамагнетиков магнитная восприимчивость отрицательная величина порядка  $(4-40)10^{-9} \text{ м}^3/\text{кг}$ . Для парамагнетиков магнитная восприимчивость положительная величина порядка  $(2-3000)10^{-9} \text{ м}^3/\text{кг}$ . Магнитная восприимчивость ферромагнетиков может составлять несколько тысяч.

Можно показать, что вектора индукции, намагничивания и напряженности связаны соотношением:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{J}), \quad (5.5)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$  – магнитная постоянная.

Соотношения (5.4) и (5.5) позволяют установить связь между векторами индукции и напряженности:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \chi \vec{H}) = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (5.6)$$

где  $\mu = 1 + \chi$  – называется относительной магнитной проницаемостью вещества. Магнитная проницаемость для некоторых магнетиков постоянная величина, а для других может зависеть от температуры и напряженности магнитного поля.

## 2 Особенности намагничивания ферромагнетиков

Ферромагнетики получили свое название в соответствии с латинским названием железа, которое не только хорошо намагничивалось в магнитном поле, но и в определенной степени сохраняло намагниченность после удаления из магнитного поля. В настоящее время к классу ферромагнетиков относят целый ряд веществ: железо, никель, кобальт, сплавы на основе этих элементов, а также на основе хрома и марганца, некоторые редкоземельные элементы и др.

Экспериментально установлены отличия ферромагнетиков от других веществ:

1) способность очень сильно намагничиваться даже в слабых магнитных полях. Это означает, что относительная магнитная проницаемость  $\mu$  и

магнитная восприимчивость  $\chi_m$  ферромагнетиков имеют большие значения  $\sim 10^3 - 10^5$ , а для парамагнетиков, например,  $\chi_m$  не превышает  $10^{-4}$ ;

2) при изменении напряженности внешнего магнитного поля величина вектора намагничивания и вектора магнитной индукции нелинейно зависит от напряженности.

Зависимость вектора намагничивания от напряженности магнитного поля для ферромагнетика, исходный магнитный момент которого равнялся нулю, называется основной или нулевой кривой намагничивания. Основная кривая намагничивания представлена на рисунке 5.2.

При увеличении напряженности магнитного поля величина вектора намагничивания нелинейно возрастает, достигая некоторого максимального значения, так называемого намагничивания насыщения  $J_{нас}$ .

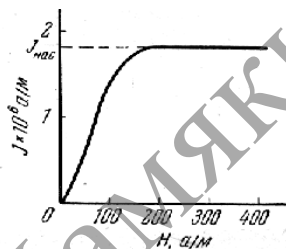


Рисунок 5.2. – Основная кривая намагничивания

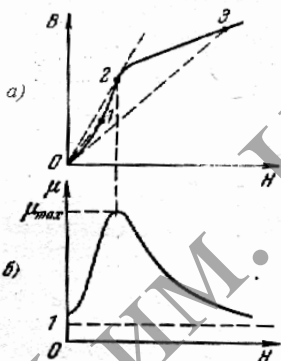


Рисунок 5.3. – Зависимости относительной магнитной проницаемости от напряженности внешнего магнитного поля

На рисунке 5.3а представлена основная кривая намагничивания для величины вектора магнитной индукции. В соответствии с формулой (5.5), после достижения насыщения вектором намагничивания величина магнитной индукции линейно зависит от напряженности магнитного поля. Следовательно, установив линейную зависимость магнитной индукции от напряженности поля, можно из этого соотношения рассчитать величину намагничивания соответствующую состоянию насыщения:

$$B = \mu_0 H + \mu_0 J_{нас}. \quad (5.7)$$

Нелинейные зависимости вектора намагничивания и магнитной индукции свидетельствуют о том, что магнитная

восприимчивость и относительная магнитная проницаемость ферромагнетиков также зависят от напряженности внешнего магнитного поля.

Для выяснения этой зависимости рассмотрим физический смысл тангенса угла наклона касательной, проведенной через начало координат на рисунке 5.3а в произвольной точке основной кривой намагничивания:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{B}{H} = \mu_0 \mu(H),$$



т. е. тангенс угла наклона касательной пропорционален относительной магнитной проницаемости, которая в данном случае соответствует определенной величине напряженности магнитного поля.

При изменении напряженности от нуля угол наклона касательной сначала возрастает (а значит, и величина  $\mu$ ) до некоторой точки 2, а затем уменьшается. На рисунке 5.3б представлен график зависимости относительной магнитной проницаемости от напряженности внешнего магнитного поля, впервые полученный А. Г. Столетовым;

3) в ферромагнетиках наблюдается магнитный гистерезис (гистерезис – отставание, задерживание, запаздывание) – отставание изменения индукции  $B$  в веществе от изменения напряженности  $H$  намагничивающего поля (рисунок 5.4). Подробное рассмотрение магнитного гистерезиса проведено ниже;

4) ферромагнитные свойства этих веществ проявляются лишь при температурах ниже некоторой (различной для разных веществ) называемой температурой или точкой Кюри  $T_K$ . При температурах, выше точки Кюри, они теряют ферромагнитные свойства и становятся обычными парамагнетиками.

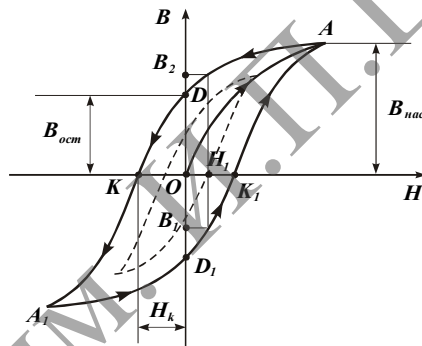


Рисунок 5.4. – Петля гистерезиса

На основании гипотезы Ампера о молекулярных токах объяснить свойства ферромагнетиков невозможно. Теория ферромагнетизма была создана Я. И. Френкелем и В. Гейзенбергом в 1928 г.

Как установлено, ферромагнитными свойствами обладают только вещества в кристаллической фазе, причем в определенной кристаллической модификации. Отдельные атомы железа, никеля и других ферромагнетиков являются парамагнитными и никакими особыми магнитными свойствами не обладают. В «коллективе» же, в твердом кристаллическом теле при определенных условиях образуется так называемая доменная структура. Доменами называют небольшие ( $10^{-2}$ – $10^{-4}$  мм) области, каждая из которых спонтанно (самопроизвольно) намагничена до насыщения.

Природа этого намагничивания может быть корректно объяснена лишь в рамках квантовой физики, поскольку обусловлена определенными характеристиками электронов, так называемыми собственными (спиновыми) магнитными моментами. При определенных условиях в кристаллах могут возникать обменные силы квантовой природы, вызывающие параллельную ориентацию магнитных моментов электронов, в результате которой образуется доменная структура.

Размеры доменов обусловлены минимумом энергии каждого из них и минимумом полной энергии вещества. Направление магнитных моментов доменов различно (рисунок 5.5), и поэтому в отсутствие внешнего магнитного поля суммарный магнитный момент всего тела равен нулю.

При внесении ферромагнетика во внешнее магнитное поле происходит, как говорят, «ориентация» доменов. Под этим понимают то, что более энергетически выгодные домены (магнитный момент которых составляет меньший угол с направлением внешнего поля) увеличиваются за счет менее энергетически выгодных доменов. Например, домены 1 и 3 (на рисунке 5.5) увеличиваются за счет доменов 2 и 4.

При увеличении напряженности процесс продолжается до тех пор, пока энергетически выгодные домены не поглотят целиком менее энергетически выгодные. Затем начинается поворот магнитных моментов доменов в направлении поля, причем моменты электронов в пределах домена поворачиваются одновременно, без нарушения строгой параллельности друг другу. Все эти процессы являются необратимыми, что и лежит в основе гистерезиса.

Перестройка доменной структуры приводит к сильному намагничиванию. Такой механизм намагничивания ферромагнетиков позволяет объяснить все отмеченные выше их свойства.

### 3 Явление гистерезиса

Магнитные свойства ферромагнетиков исследуются обычно с помощью кривой намагничивания, т. е. зависимости магнитной индукции от напряженности внешнего поля:

$$B = f(H).$$

Экспериментально установлено, что эта зависимость неоднозначна и определяется начальным состоянием образца. Если перед помещением в магнитное поле он был полностью размагничен, то при монотонном увеличении  $H$  от нуля изменение  $B$  происходит по начальной (основной) кривой намагничивания (кривая  $OA$  на рисунке 5.4).

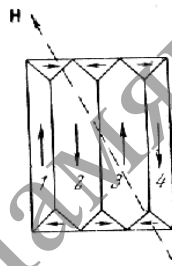


Рисунок 5.5. – Доменная структура ферромагнетика

Для характеристики скорости подъема кривой вводится дифференциальная магнитная проницаемость  $\mu = dB/dH$ . Сначала величина  $\mu$  быстро увеличивается и достигает максимума, а затем падает, приближаясь к единице при насыщении (рисунок 5.3б).

Если, дойдя до лежащей в области насыщения точки  $A$ , начать уменьшать напряженность  $H$ , то индукция  $B$  при этом будет уменьшаться по кривой  $AD$ , лежащей выше кривой намагничивания  $OA$ , т. е. происходит отставание изменения индукции  $B$  от изменения напряженности намагничивающего поля  $H$ . Это явление и называется магнитным гистерезисом.

После снятия внешнего поля ( $H = 0$ ) магнитная индукция не становится равной нулю, а сохраняет некоторое значение (отрезок  $|OD|$  на рисунке 5.4), называемое остаточной индукцией  $B_{ост}$ . Уменьшение магнитной индукции при исчезновении внешнего поля, но не до нуля, определяется соотношением энергии теплового движения и энергии обменных взаимодействий, определяющих существование доменов.

Для полного размагничивания ( $B = 0$ ), т. е. для снятия остаточной намагниченности ферромагнетика, нужно создать магнитное поле напряженностью  $H_k$  (отрезок  $|OK|$  на рисунке 5.4), противоположного направления, которое называется коэрцитивной (задерживающей) силой. Дальнейшее увеличение напряженности поля этого направления сопровождается увеличением магнитной индукции вплоть до насыщения (точка  $A_1$ ).

Уменьшение напряженности внешнего поля до нуля сопровождается уменьшением магнитной индукции до величины остаточной индукции (отрезок  $|OD_1|$  на рисунке 5.4). Отрезок  $|OK_1|$  определяет величину коэрцитивной силы, необходимой для снятия отрицательной остаточной индукции. При дальнейшем увеличении  $H$  кривая от точки  $K_1$  пойдет вверх и замкнется.

Полученный график в виде петли называется петлей гистерезиса.

Если изменение индукции  $B$  происходит от насыщения в одном направлении и до насыщения в другом направлении, то петля гистерезиса называется максимальной, или полной. Если изменение  $B$  происходит между меньшими значениями, то получают так называемые частные петли, лежащие внутри максимальной (рисунок 5.4). Вершины частных петель лежат на основной кривой намагничивания.

Отсюда становится понятной неоднозначность значения  $B$  для любого фиксированного  $H$ . Например, при значении напряженности  $H_1$  индукция  $B$  в веществе в зависимости от предыдущего состояния намагничивания может иметь значения, лежащие в интервале между  $B_1$  и  $B_2$  (рисунок 5.4).

Истинные значения коэрцитивной силы  $H_k$ , индукции насыщения  $B_{нас}$  и остаточной индукции  $B_{ост}$  можно получить только на максимальной петле гистерезиса.

Среди ферромагнетиков принято различать магнитно-жесткие и магнитно-мягкие вещества. К первым относятся вещества с  $H_k > 10^3$  А/м

(широкая петля гистерезиса), ко вторым – все остальные (узкая петля гистерезиса). Жесткие ферромагнетики применяются при изготовлении постоянных магнитов, которые используются в электроизмерительных приборах, компасах и др. Мягкие ферромагнетики применяются при наличии переменных токов (сердечники трансформаторов, электромагниты и т. д.). Способность сохранять остаточное намагничивание, т. е. «запоминать» сохранять «следы» прошлого магнитного поля, используется в магнитной памяти ЭВМ, в различных логических элементах автоматики, в магнитофонах.

Как уже обсуждалось, в основе гистерезиса лежит необратимость перестройки доменной структуры при увеличении напряженности внешнего поля (рисунок 5.5). При снятии напряженности магнитного поля происходит дезориентация тех доменов, для которых энергия обменных взаимодействий меньше энергии теплового движения при данной температуре.

Температура, соответствующая точке Кюри, это температура фазового перехода второго рода. В результате этого перехода изменяется кристаллическая модификация вещества и существование доменной структуры становится невозможным.

#### 4 Работа перемагничивания ферромагнетика

В процессе намагничивания ферромагнетика, как уже обсуждалось, перестраивается доменная структура. Изменение энергии вещества при этом можно определить как работу, необходимую для намагничивания ферромагнетика.

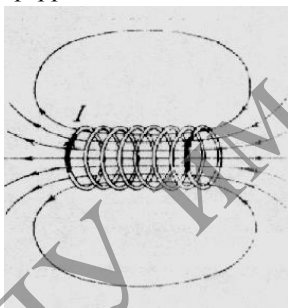


Рисунок 5.6. – Поле длинного соленоида

Для упрощения расчетов рассмотрим намагничивание ферромагнетика в поле длинного соленоида (рисунок 5.6).

- Рассчитаем работу тока в соленоиде, не учитывая омическое сопротивление его обмотки.

1) В отсутствие ферромагнетика при изменении тока в соленоиде возникает ЭДС самоиндукции и против нее совершается работа:

$$dA = (-\varepsilon_{si})dq = L \frac{di}{dt} dt = Lidi = id\Phi, \quad (5.8)$$

где  $L$  – индуктивность соленоида;  $\Phi = Li$  – поток вектора магнитной индукции при данном значении тока  $i$  в соленоиде.

При неизменной форме и размерах соленоида, а также в отсутствие ферромагнетиков индуктивность соленоида – постоянная величина, и поэтому изменение магнитного потока зависит только от изменения силы тока в соленоиде.

Перейдем к характеристикам магнитного поля напряженности  $H$  и магнитной индукции  $B$ .

Для длинного соленоида (диаметр которого много меньше его длины) можно считать, что магнитное поле практически однородно и сосредоточено внутри соленоида. Выберем контур в виде очень узкого прямоугольника, одна сторона которого  $CD = l_1$  совпадает с линией напряженности магнитного поля внутри соленоида, а противоположная сторона проходит за пределами соленоида. Пусть контур охватывает  $N_1$  витков соленоида, по которому течет ток  $i$  (рисунок 5.7).

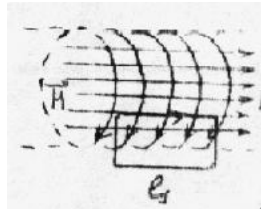


Рисунок 5.7. – Витки соленоида с током

Применим теорему о циркуляции вектора напряженности (5.3), выбрав направление обхода контура по направлению поля. Вдоль стороны  $l_1$  направление вектора напряженности и его величина постоянны, а в остальной части контура поле практически отсутствует. Поэтому согласно теореме о циркуляции:

$$Hl_1 = N_1 i \quad \text{или} \quad H = ni, \quad (5.9)$$

где  $n = \frac{N_1}{l_1}$  – плотность намотки витков соленоида.

Магнитный поток, созданный током в соленоиде длиной  $l$ , можно рассчитать по формуле:

$$\Phi = NSB = nVSB = nVB, \quad (5.10)$$

где  $N$  – общее число витков соленоида;  $S$  – площадь одного витка;  $V$  – объем соленоида;  $B$  – индукция магнитного поля в соленоиде.

При изменении силы тока изменение магнитного потока определяется изменением магнитной индукции:

$$d\Phi = nVdB. \quad (5.11)$$

Подставим соотношения (5.9) и (5.11) в формулу (5.8):

$$dA = inVdB = HVdB = VHdB. \quad (5.12)$$

В отсутствие ферромагнетика  $B = \mu_0 \mu H$ , где  $\mu = const$  – магнитная проницаемость вещества (воздуха), заполняющего соленоид.

При увеличении напряженности поля от нуля до  $H$ :

$$A = \int_0^H dA = \mu_0 \mu \frac{H^2}{2} V = W,$$

где  $W$  – энергия магнитного поля соленоида.

Следовательно, работа тока, определяющая изменение характеристик магнитного поля, в отсутствие ферромагнетиков идет на изменение энергии магнитного поля в соленоиде:

$$dA = dW.$$

Поскольку энергия – функция состояния, то сумма ее приращений не зависит от пути перехода из одного состояния в другое. Поэтому при круговом процессе:

$$A = \oint dA = \oint dW = 0.$$

2) При заполнении соленоида ферромагнетиком зависимость между магнитной индукцией и напряженностью магнитного поля при круговом процессе представляет собой петлю гистерезиса (рисунок 5.4). Соответственно выражение:  $A = V \oint HdB \neq 0$ , поскольку выражение  $\oint HdB$  представляет собой площадь петли гистерезиса (рисунок 5.8).

Следовательно, площадь петли гистерезиса при намагничивании ферромагнетика численно равна работе на перемагничивание единичного объема ферромагнетика.

По завершении цикла перемагничивания значения напряженности и магнитной индукции, а значит, и энергии магнитного поля имеют первоначальную величину.

Следовательно, работа на перемагничивание ферромагнетика идет не на создание энергии магнитного поля. Опыт показывает, что эта работа идет на увеличение внутренней энергии ферромагнетика, т. е. на его нагревание.

### Описание установки

Лабораторная установка представляет собой микропроцессорную систему, на передней панели которой расположены графический и цифровой дисплеи, а также панель управления (рисунок 5.9). В приборе установлен соленоид, содержащий 5200 витков провода диаметром 0,85 мм, намотанного в 41 слой. Внутри соленоида вставлен сердечник из углеродистой стали длиной 112 мм и диаметром 5 мм. К торцу сердечника прикреплен датчик на основе эффекта Холла, измеряющий величину магнитной индукции в мТл.

Исследуемый образец перед началом измерений, предварительно размагничивается. На соленоид подается напряжение, изменяющееся дискретно через каждую секунду. Следовательно, и ток в соленоиде тоже изменяется дискретно. В результате на экране источника строится график зависимости величины магнитной индукции от силы тока.

После окончания измерений возможен просмотр полученных зависимостей с помощью клавиши панели управления. Предусмотрена также распечатка результатов измерений на принтере класса EPSON-LX-300.

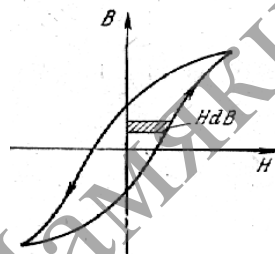


Рисунок 5.8. – Площадь петли гистерезиса

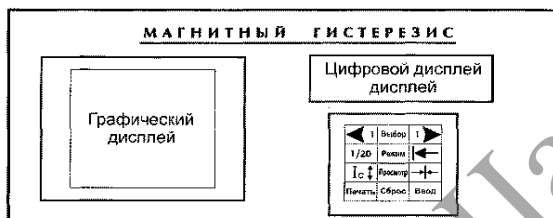


Рисунок 5.9. – Общий вид установки

### Порядок выполнения работы

**I** Включить установку тумблером, находящимся на задней стенке прибора.

**II** Клавишей "Режим" выбрать режим  $B = f(I)$ .

**III** Клавишей " $I \updownarrow$ " выбрать максимальное значение тока в соленоиде в интервале 0,5–1,0 от максимально возможного значения тока в установке.

**IV** Нажать клавишу "Ввод" и получить соответствующий график на экране дисплея.

**V** Используя клавиши управления курсором ( $1 \rightarrow, \leftarrow, 1/20, \leftarrow, \rightarrow$ ) исследовать поточно полученную зависимость. Записать в таблицу значения  $B$  (мТл) и  $I$  (А).

**VI** Вычислить значение  $\mu_0 H$  по формуле  $\mu_0 H = KI$  (мТл), где  $K = 0,0027$  мТл/А,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м.

**VII** Оценить погрешность измерений.

### Литература:

1. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Электричество / Д. В. Сивухин. – М.: Наука, 2004. – Т. 3. – 654 с.
2. Калашников, С. Г. Электричество / С. Г. Калашников. – М., 1977. – 356 с.
3. Физический практикум / под общ. ред. Г. С. Кембровского. – Минск: Университетское, 1986. – С. 225–233.
4. Руководство к лабораторным работам по физике: работа № 52 / под общ. ред. Л. Л. Гольдина. – М.: Наука, 1983. – С. 115–129.

## Лабораторная работа № 6

### ИЗУЧЕНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ МЕТАЛЛОВ С ПОМОЩЬЮ МОРФОЛОГИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ИЗОБРАЖЕНИЙ

**Цель работы:** изучить методику и технику проведения работы на приборе «Пост микроконтроля МК-3». Определение морфологического анализа изображения.

**Приборы и оборудование:** *пост микроконтроля МК-3, компьютер, программа AutoScan Objects.*

#### Краткая теория

##### 1 Понятие о микроструктуре

Внутренняя структура и состав металлов неоднородны, так как обычно они состоят из многочисленных зёрен в виде прилегающих друг к другу кристаллитов. Чаще всего эти неоднородности имеют микроскопические размеры, поэтому соответствующие разновидности внутренней структуры называются микроструктурами.

С точки зрения геометрических параметров микроструктуры могут различаться по величине, форме и ориентировке зёрен. Различия в составе характеризуются относительным количеством зёрен присутствующих фаз и локальной сегрегацией внутри отдельных зёрен.

Наиболее характерной особенностью микроструктуры является присутствие внутренних границ, разделяющих зёрна в металле. Независимо от того, будут ли это границы между разориентированными зёрнами одной фазы или между зёрнами различных фаз, они представляют собой резкие изменения внутренней структуры металла.

Микроструктура и соответственно свойства металла не постоянны, они могут видоизменяться под влиянием различных внешних факторов, таких, как: механические силы; тепловое воздействие; химическое взаимодействие.

Поэтому микроструктура зависит от режимов обработки и условий эксплуатации металла.

В металле, содержащем только одну фазу, микроструктуры могут отличаться друг от друга лишь величиной зерна, его формой и ориентацией. Микроструктуры многофазных материалов различаются не только по размеру, форме и ориентировке зёрен, как это характерно для однофазных металлов, но также и по относительному количеству и взаимному расположению двух или более присутствующих фаз.



Микроструктура – это строение металла или сплава, видимое при больших увеличениях с помощью микроскопа. Анализ микроструктуры даёт возможность определить величину и расположение зёрен металла, размеры и количество мелких неметаллических включений и различных фаз в металле, проконтролировать состояние структуры поверхностного слоя изделия, выявить микродефекты, а также некоторые дефекты кристаллического строения (дислокации и их скопления).

Микроструктуру сплавов изучают под микроскопом при различных увеличениях на хорошо подготовленных шлифах. Общий вид установки «Пост микроконтроля МКЗ» представлен на рисунке 6.1. Для выявления микроструктуры сплавов применяют следующие методы: химическое травление, электролитическое травление, магнитный метод, тепловое травление, травление в расплавленных солях, катодное травление, усиление рельефа микроструктуры после объёмных превращений. Для выявления микроструктуры используют специально подобранные кислоты и щёлочи различной концентрации, растворы различных солей и их смеси, различные составы электролитов, нагревание до различной температуры на воздухе или в специальной среде газов и паров, нагревание до определённых температур при пропускании электрического тока. На поверхности шлифа происходит растворение одних фаз, окисление и окрашивание других. В результате на шлифе под микроскопом можно увидеть очертания зёрен и различных фаз, определить их взаимное расположение; по цвету, форме и размерам определить присутствующие в сплаве фазы, то есть выявить микроструктуру сплава.



Рисунок 6.1. – Общий вид прибора пост микроконтроля МКЗ

## 2 Понятие зернистого строения

После травления полированной поверхности металла соответствующими реактивами (кислотными, щелочными или соляными растворами) во всяком металле обнаруживается зернистое строение. Причина зернистого строения всех металлов заключается в том, что кристаллизация их начинается

из отдельных центров, вокруг которых и формируются кристаллы с определенной ориентацией кристаллических элементов. Вследствие неодинаковой ориентации этих элементов в отдельных кристаллах и неодинакового отношения полированных поверхностей последних к реактивам ясно обнаруживаются границы отдельных поверхностей в виде четких линий раздела между ними. Обнаруживаемые в металлах зерна имеют или правильные кристаллические очертания или округлые контуры, скрадывающие кристаллическую форму зерен. Более существенным признаком, чем форма зерен, является их величина. Величиной зерна определяются многие свойства металла – механические, физические и химические. Обычно крупнозернистому металлу отвечают пониженные механические свойства, а металл мелкозернистого строения обладает высокими механическими качествами. Причина пониженных механических свойств крупнозернистого металла заключается в том, что здесь в каждом зерне хорошо развиты плоскости спайности, по которым легко происходит деформация, а затем и разрушение металла. Получение крупнозернистого или мелкозернистого металла определяется не только природой последнего, но и условиями кристаллизации. Если кристаллизация происходит из большого числа центров, то получается мелкозернистый металл; при кристаллизации же из малого числа центров металл получается крупнозернистым. В свою очередь число центров определяется скоростью охлаждения: при малой скорости и, следовательно, при отсутствии переохлаждения в металле получается меньше центров. Таким образом, регулируя скорость охлаждения, можно получить один и тот же металл с различной степенью крупнозернистости и с различными свойствами. Если зерна металла после их окончательного формирования подвергаются механическим воздействиям, например, прокатке, штамповке и ковке, то они вытягиваются в каком-либо одном направлении; в результате получаются зерна, вытянутые в направлении механической обработки. При очень сильной вытянутости зерен, металл приобретает волокнистое строение и характеризующееся повышенными разрывными свойствами в продольном направлении и пониженными – в поперечном, что дает полную аналогию с материалами, имеющими волокнистое или слоистое строение (дерево, асбест, слюда и т. п.).

Свойства металла определяются, главным образом, природой составляющих его зерен, которые могут быть однофазными или двухфазными и состоять из чистых металлов, твердых растворов и химических соединений. Поэтому при изучении микроструктуры необходимо знать природу металлических зерен и их состав. Природа зерен определяется по внешнему виду при рассмотрении в микроскоп. Можно различать следующие структурные элементы в металлах и сплавах:

- 1) чистые металлы;
- 2) твердые растворы;

- 3) химические соединения;
- 4) эвтектики;
- 5) перитектики;
- 6) твердые растворы с дисперсными выделениями внутри них;
- 7) эвтектоиды.

Зерна чистых металлов могут иметь как правильную, так и округлую форму. Правильная форма у этих зерен сохраняется лишь в том случае, когда кристаллы чистого металла выделяются из жидкости первыми задолго до затвердевания остающейся жидкости. При этом первичные кристаллы, не стесненные в своем росте окружающей жидкостью, развиваются правильно и в свойственной им кристаллической форме.

Нередко в сплавах двух металлов задолго до окончательного их затвердевания выделяются кристаллы интерметаллического соединения этих металлов. Выделяясь из жидкого сплава, они также хорошо кристаллизуются и затем кажутся резко обособленными на фоне основной массы, состоящей из тонкой смеси этих же кристаллов и кристаллов какого-либо из входящих в сплав металлов.

Между первичными кристаллами находится металлическая масса, состоящая из смеси мелких кристаллов. Эта механическая смесь, кристаллизующаяся при определенной температуре и имеющая определенный химический состав, носит название эвтектической смеси, или эвтектики. Эвтектика – самый легкоплавкий сплав; она получается при строго определенном составе сплава.

Нередко случается, что первичные кристаллы чистого металла, твердого раствора или интерметаллического соединения, достигшие значительных размеров, вступают во взаимодействие с оставшейся жидкостью, в результате чего образуются кристаллы нового интерметаллического соединения. Иногда первичные кристаллы растворяются до конца, но часто они сохраняются в полурасстворенном состоянии, и микроструктура представляет смесь двух сортов крупных кристаллов – полурасстворившихся первичных и вновь образовавшихся. Такая смесь двух сортов крупных кристаллов называется перитектикой.

Очень часто твердый раствор с понижением температуры оказывается пересыщенным в отношении растворенного металла, поэтому последний начинает выделяться из раствора. Так как этот процесс происходит в твердом состоянии и так как количество выделяющегося металла мало, то он выделяется в дисперсной форме, в виде мельчайших кристалликов внутри твердого раствора.

Подобно тому, как жидкий сплав при определенном составе может распадаться на свои составные части и образовывать эвтектику, так и твердый раствор может распадаться на свои составные части и образовывать структуру, аналогичную эвтектике – эвтектоид. Получающаяся смесь имеет очень тонкое строение.

Указанными типами исчерпываются структуры, наблюдаемые в сплавах. Как видно из предыдущего перечня, только первых три однофазных структурных элемента являются основными, остальные же двухфазные структурные элементы являются комбинациями первых трех. Так, например, эвтектики могут представлять собой смеси: двух чистых металлов, двух твердых растворов, двух химических соединений – чистого металла с твердым раствором, чистого металла с химическим соединением и твердого раствора с химическим соединением. Перечисленные микроструктуры не всегда являются типичными; часто один тип незаметно переходит в другой, нередко структурные элементы несколько искажаются во время охлаждения и теряют свои типичные черты. Но если известен состав сплавов, известна их диаграмма плавкости, то становится понятной и их микроструктура и получается возможность отнести последнюю к тому или другому из перечисленных типов. Микроструктура сплавов имеет большое значение для качественной характеристики их свойств, способа охлаждения, термической и механической обработки их, а также для контроля производства изделий из этих сплавов. Поэтому изучение микроструктуры лежит в основе современного металловедения и дает руководящие сведения для правильной обработки и использования металлов и сплавов.

Программа *AutoScan Objects* предназначена для измерения площадей определённых зон на изображении. Она позволяет производить ручное выделение требуемых зон по их яркостным и цветовым характеристикам с одновременным автоматическим вычислениям их площадей. Данная программа является одной из составляющих программного комплекса обработки растровых изображений «AutoScan».

Программа имеет следующие возможности:

- захват изображения с видеокамеры или загрузка уже существующего графического файла;
- захват изображения при помощи TWAIN-драйвера;
- предварительная обработка изображения при помощи графических фильтров;
- автоматическая обработка изображения при помощи последовательных фильтров и команд;
- визуальное и пороговое выделение объектов на снимке;
- уточняющее редактирование объектов;
- расчёт характеристик объектов;
- разбиение объектов на произвольно настраиваемые классы;
- встроенный бейсик-подобный язык AutoScript, предназначенный для произведения несложных расчётов и управления работой программы;
- формирование произвольно настраиваемых отчётов;
- вывод статистической информации по объектам;
- вывод гистограмм распределения объектов;
- автоматическая обработка пакета изображений.

Рассмотрим более подробно обобщенный алгоритм работы, применяемый при выделении объектов на одиночном изображении с использованием компьютера, который состоит из следующих этапов:

Ввод изображения в программу. Захват изображения с внешнего источника (видеокамеры) либо загрузка изображения с носителя информации (диска).

Калибровка (привязка). Задание калибровочного коэффициента в выбранных единицах, который автоматически применяется для любого измерения параметров объектов.

Коррекция изображения. На данном этапе выполняется операция устранения дефектов изображения, вызванных условиями его получения.

Выделение объектов. Данная операция обычно выполняется путём ручной оцифровки объектов либо автоматическим их выделением (установкой пороговых значений цветовой либо яркостной характеристики объектов, или более сложным образом), (например, с помощью последовательного применения набора фильтров).

Редактирование объектов. Осуществляется удаление ложных объектов и корректировка существующих (слияние, разделение).

Классификация объектов. Часто требуется не только выделить объекты, но и распределить их по классам, например, в зависимости от их размеров, цвета и т. п.

Формирование отчёта. Вывод отчёта о проведённом исследовании и исследованном образце.

В своей работе программа AutoScan может использовать графические файлы следующих форматов:

\*.bmp – стандартный графический формат Windows;

\*.jpg – графический формат для хранения изображения в сжатом виде.

Файлы этих форматов понимаются и могут быть загружены и обработаны в AutoScan. Формат ipg также используется при сохранении (с регулируемым качеством) результатов пакетной обработки.

Программа AutoScan Objects в настоящий момент позволяет измерять следующие характеристики выделенных объектов: (площадь, площадь поля, детектируемая площадь, соотношение между площадью поля и детектируемой площадью, периметр, фактор формы, ориентация, длина, ширина, длина/ширина, горизонтальная проекция, вертикальная проекция, средний габарит, эквивалентный диаметр, средняя яркость, частая яркость, горизонтальный диаметр Мартина, вертикальный диаметр Мартина, минимальный радиус, максимальный радиус, округлость, деформация, компактность, заполненность, средний красный, средний синий, средний зеленый, частый красный, частый синий, частый зеленый).

1. Главное окно программы AutoScan Objects приведено на рисунке 6.2.

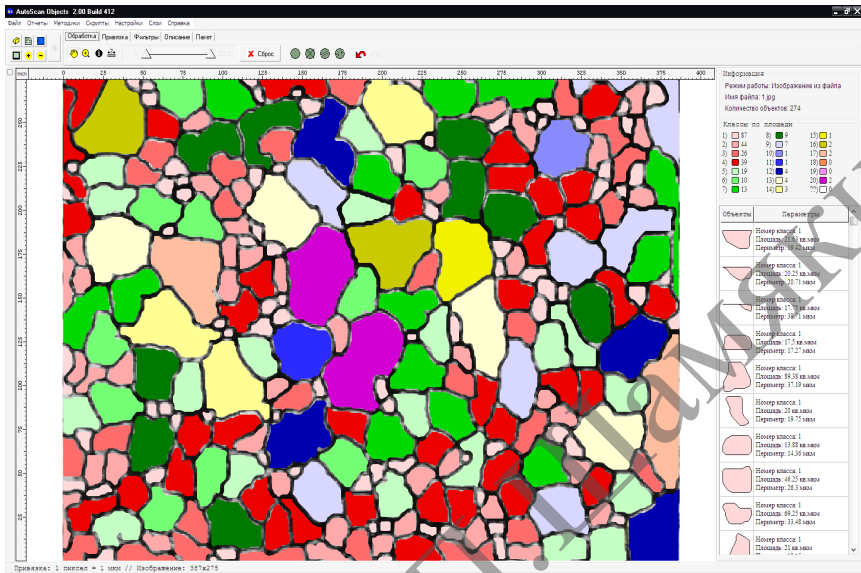


Рисунок 6.2. – Общий вид окна программы Autoscanner

2. Главное окно содержит пункты меню и вкладки. Пункты меню и вкладки служат для выполнения определённых операций над анализируемым изображением, покажем визуально на рисунках 6.3 и 6.4.

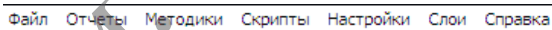


Рисунок 6.3. – Пункты меню в верхней части основного окна

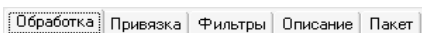


Рисунок 6.4. – Вкладки в верхней части окна, после меню

3. Рассмотрим более подробно назначение пунктов меню и вкладок. Меню «Файл» содержит следующие пункты. Покажем на рисунке 6.5.

При установке TWAIN-драйвера подключается сканер, который обращается к внешнему устройству, идёт выход на видекамеру, встроенную в микроскоп. После установки в меню «Файл» появляется интерфейс захвата изображения с видеовхода. После захвата изображение с помощью данного интерфейса передается автоматически в программу (рисунок 6.6).

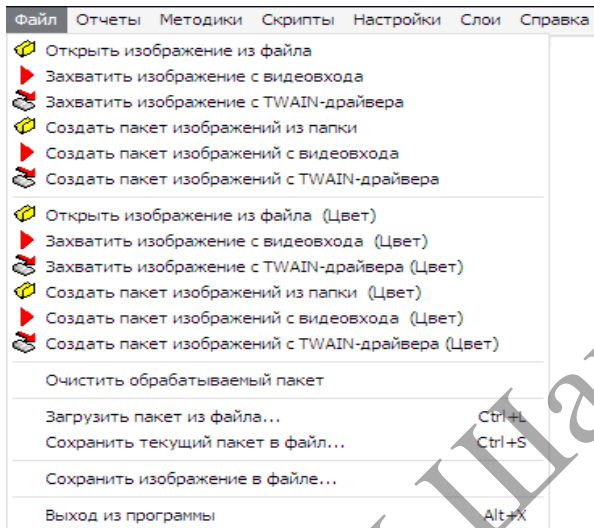


Рисунок 6.5. – Меню «Файл»

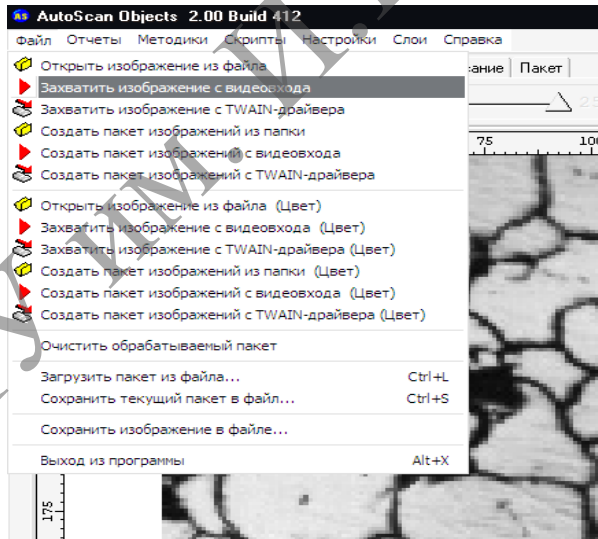


Рисунок 6.6. – Захват изображения с помощью данного интерфейса

4. Меню «Отчёты». Предназначено для управления отчётами AutoScan Objects. Содержит следующие пункты:

Управление отчётами (позволяет создавать, настраивать, удалять и просматривать отчеты, вызывать можно с помощью горячих клавиш Ctrl+Alt+R).

Просмотреть отчёт (позволяет просмотреть текущий отчёт, Alt+R).

Настроить отчёт (позволяет настроить текущий отчёт, Alt+E).

5. Меню «Методики». Данное меню позволяет загрузить или сохранить методику. Применение методики позволит нам не повторять лишние операции при выполнении задач одного класса. При выборе пункта меню «Загрузить методику» появляется окно (рисунок 6.7). При сохранении (выбор пункта меню «Сохранить методику») необходимо задать пункты, которые мы хотим сохранить, задать имя методики или выбрать его из списка и нажать кнопку «Ok».

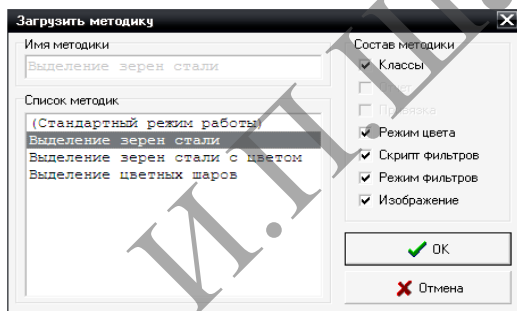


Рисунок 6.7. – Окно загрузки методик

Рассмотрим метод «Выделения зерен стали». Эта методика предназначена для решения числа демонстрационной задачи, а именно, подсчитать площадь всех структурных элементов видимых на изображении и разбить их на 20 классов по площади. На рисунке 6.7 показано, как выбрать метод и нажать «Ok». В данном случае будет происходить разбиение объектов на 20 классов по площади и перед анализом изображения будет применен скрипт фильтров. Рассмотрим его более подробно, полный текст скрипта смотрите на рисунке 6.8.

Характеристику каждой строки рассмотрите при изучении учебника, предложенного преподавателем.

7. Рассмотрим метод «Выделения зерен стали с цветом»: показан на рисунке 6.9.

8. Рассмотрим метод «Выделения цветных шаров»: показан на рисунке 6.10.



```
Скрипт (строка 1)
'Выделение зерен стали
Filters.HalfTonzation
Filters.MedianSmoothing(3,3,1)
Filters.Inversion
Filters.LocalContrast(9,9,50,80)
Filters.Binarization(70,255)
Filters.Skeletonization(false,true)
Filters.Cleaner(0,90)
Filters.Closing(5,5)
Filters.Skeletonization(true,true,true)
Filters.Inversion
Image.Analyze(0,255,false)
Image.Reload
Image.Reanalyze
```

Рисунок 6.8. – Полный текст скрипта

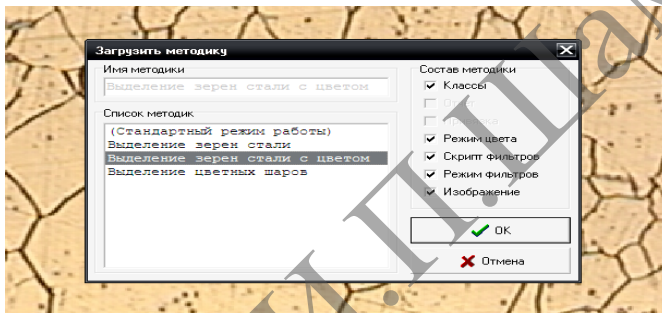


Рисунок 6.9. – Методика «Выделение зерен стали с цветом»

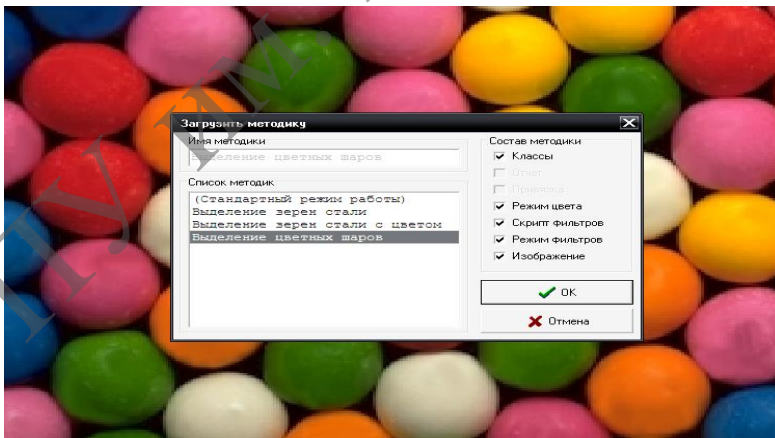


Рисунок 6.10. – Методика «Выделение цветных шаров»

9. Меню «Скрипты» вызывает окно редактора скриптов и состоит из двух пунктов:

Пункт «Редактора скриптов».

Пункт меню «Анализ всех последующих изображений».

10. В левом верхнем углу главного окна присутствуют группа кнопок для управления загрузкой изображения в программу, а также для изменения масштаба изображения на экране и вызова отчета (рисунок 6.11).



Рисунок 6.11. – Группа кнопок управления загрузкой и отображения

*Загрузить изображение* – вызывает окно загрузки изображения. Действие этой кнопки может быть различным в зависимости от выбора типа загрузки в меню «Файл».

*Выйти из программы* – окончание работы с программой.

*Показать всё изображение* – показ всего изображения.

*Увеличить* – увеличение размеров всего изображения.

*Уменьшить* – уменьшение размеров всего изображения.

Кнопка вызова текущего отчёта.

Кнопка управления пакетным режимом обработки.

В заголовке главного окна находится информационная строка, в которой отображается номер текущей версии.

AutoScan Objects 2.00 Build 412

В нижней части основного окна находится еще одна информационная строка

Привязка: 1 пиксел = 0.00010381 мкм // Изображение: 387x275

в которой отображается название текущей привязки, размер одного пикселя для этой привязки и разрешение загруженного изображения.

Справа расположена панель, содержащая различную информацию о загруженном изображении и объектах на нем (рисунок 6.12).

11. Вкладка «Обработка». Данная вкладка является основной и предназначена для обработки текущего изображения. Вкладка «Обработка» содержит определенные элементы (рисунок 6.13).

Кнопки

*Переместить* (при нажатии появляется возможность перемещения всего изображения по экрану).

*Увеличить участок* (увеличение произвольно выбранной прямоугольной области).

1 Информация по объекту (Позволяет просмотреть параметры любого объекта). При нажатии этой кнопки появляется возможность получить информацию о каждом объекте (рисунок 6.14).

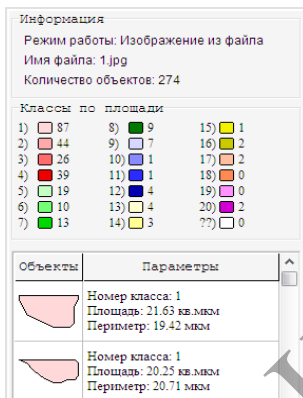


Рисунок 6.12. – Информационное табло в правой части основного окна



Рисунок 6.13. – Вкладка «Обработка»

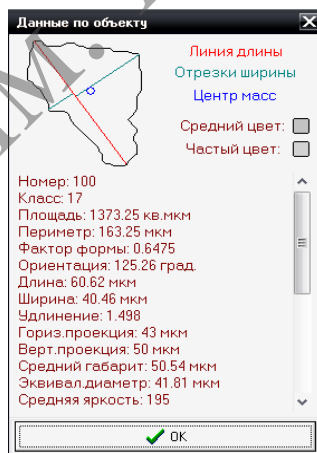



Рисунок 6.14. – Окно «Данные по объекту»

 Нажатие на данную кнопку позволяет провести быстрое измерение длины или площади какого-либо объекта на изображении, даже не проводя оцифровки.



Нажатие на эту кнопку приводит к оцифровке изображения в соответствии с установленными значениями порога. Данная кнопка может иметь два значения: «Анализ» и «Сброс».

При нажатии этих кнопок появляется возможность провести ручную оцифровку изображения. Дадим название этим кнопкам:



создать объект;  
удалить объект;  
разделить объект;  
связать объект.

 Отменить операцию (позволяет отменить любую сделанную операцию).


 Вернуть операцию (позволяет вернуть отмененную операцию).


12. Привязка. Данная вкладка (рисунок 6.15) предназначена для задания масштаба изображения.



Рисунок 6.15. – Вкладка «Привязка»

Содержит следующие элементы:

 Переместить (при нажатии появляется возможность перемещения всего изображения по экрану).

 Увеличить участок (увеличение произвольно выбранной прямоугольной области).

Задание рабочей области (рамки).

 Создать новую привязку.

 Удаление привязки.

13. Фильтры. Данная вкладка (рисунок 6.16) предназначена для предварительной обработки изображения при помощи специальных фильтров. Содержит следующие кнопки:

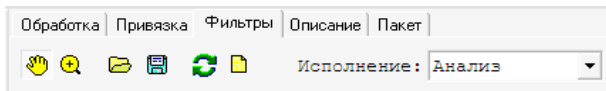








Рисунок 6.16. – Вкладка «Фильтры»

-  Переместить.
-  Увеличить участок.
-  Загрузить скрипт фильтров.
-  Сохранить файл скриптов.
-  Вернуть изображение к первоначальному виду.
-  Очистить окно скриптов.

Во вкладке «Фильтры» выделим список «Исполнение», предназначенный для выбора режима работы скрипта фильтров. Этот список содержит 4 пункта: «Отключено», «Загрузка», «Анализ», «Постанализ».

Помимо панели инструментов, вкладка «Фильтры» содержит окно создания скриптов и выбора фильтров. Можно добавить в скрипт любое количество фильтров, которые при нажатии кнопки «Выполнить скрипт» могут быть последовательно выполнены для любой новой картинки (рисунок 6.17).

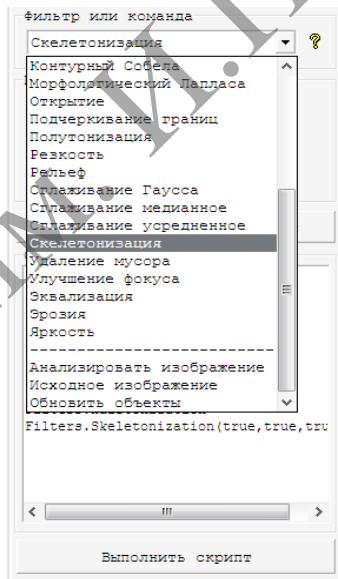


Рисунок 6.17. – Окно создания скриптов и применения фильтров

## Порядок выполнения работы

I Включите установку в сеть (рисунок 6.1).

II Ввод изображения в программу. Захват изображения с внешнего источника (видеокамеры) либо загрузка изображения с носителя информации (диска). В качестве примера используем файл object.jpg, поставляемый вместе с AutoScan. Данный файл содержит снятое при помощи микроскопа изображение частиц алмазного порошка, геометрические характеристики которых нам надо определить.

Перед началом работы сбросим все предыдущие настройки AutoScan в настройки по умолчанию. Для этого выберем пункт меню «Методики:» – «Загрузить методику» и выберем «Стандартный режим работы».

Для начала загружаем изображение: меню «Файл» – «Открыть изображение из файла». На экране появляется окно загрузки изображения:

Выбираем мышью файл и нажимаем кнопку «Открыть». Результат показан на рисунке 6.18.

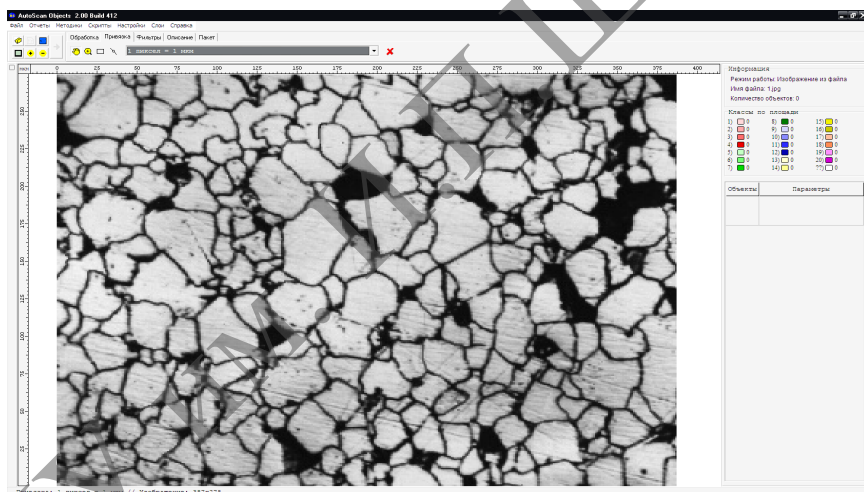


Рисунок 6.18. – Файл, загруженный в программу



После нажатия кнопки «Анализ» получаем результат, показанный на рисунке 6.19.

Для решения задач статистического анализа требуется обработка не одного изображения, а набора изображений, снятых в одних и тех же условиях, для этих целей используется режим пакетной обработки.

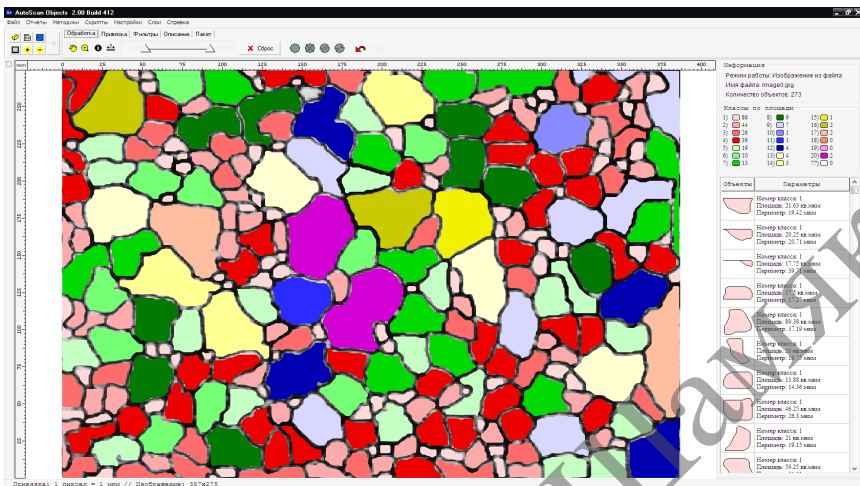



Рисунок 6.19. – Выделение зерен на поверхности

**III Калибровка (привязка).** Задание калибровочного коэффициента в выбранных единицах, который автоматически применяется для любого измерения параметров объектов.

На данной фотографии предварительно была нанесена метка , при помощи которой мы и проведём калибровку. Нажав на кнопку «Увеличить участок изображения», выделим мышью размерную метку внизу экрана. В результате изображение этой метки будет увеличено на весь экран. Перейдём на вкладку «Привязка» и, нажав на кнопку «Создать новую привязку изображения», проведём горизонтальную линию от одного конца метки до другого (нажав и отпустив кнопку мыши в начале метки, ведём линию до её конца и снова нажимаем кнопку). В результате этих действий на экране появится окно с приглашением ввести название новой привязки, что мы сделаем, дав ей название «Тест», и укажем реальную длину нашей метки (100 мкм) (рисунок 6.20).

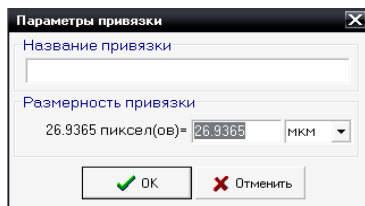


Рисунок 6.20. – Ввод названия привязки

После этого снова переходим на вкладку «Обработка» и нажимаем на кнопку «Показать все изображение». В результате изображение вернется к первоначальному виду. В информационной строке внизу экрана отобразится следующая информация:

Привязка: 1 пиксел = 0.00010381 мкм // Изображение: 387x275

**IV** Коррекция изображения. На данном этапе выполняются операции устранения дефектов изображения, вызванных условиями его получения.

Теперь проведем некоторые настройки программы, а именно настроим разбиение на классы, например, по фактору формы для наших объектов. Пусть нам надо рассчитать фактор формы для всех объектов и сгруппировать их по этому параметру для пяти классов. Для этого щелкаем два раза мышью на информационной панели справа, в том месте, где имеется надпись «Классы» (или нажимаем правую кнопку мыши в этом же месте и в появившемся меню выбираем пункт «Настроить»).

Мы видим, что в разделе «Классы» появилась надпись «Классы по фактору формы» и 6 цветных квадратиков (5 заданных нами классов, плюс шестой, для объектов, которые могут не попасть в заданный диапазон). Слева от цветного квадрата указан номер класса, справа количество объектов, принадлежащих этому классу. Фактически мы предлагаем программе рассчитать для всех объектов фактор формы, полученные значения разбить на 5 классов (диапазонов) от минимума до максимума, распределить объекты по этим диапазонам и присвоить каждому диапазону свой цвет.

Надо заметить, что все проведенные нами настройки сохраняются в случае выхода из программы и при повторном запуске в программу будет автоматически загружено последнее изображение и все сделанные изменения в настройках.

Теперь переходим к основной части, а именно к выделению объектов, их оцифровке и расчету их параметров.

Перейдем на вкладку «Обработка». Начинаем перемещать правый ползунок до тех пор, пока на изображении не останутся только интересующие нас объекты. Для данной картинки значение пороговой яркости около 80.



В результате этих действий на экране появится изображение (рисунок 6.21).

**V** Выделение объектов. Мы выделили на изображении все объекты. При нажатии на кнопку «Анализ» происходит оцифровка. Вокруг каждого объекта строится контур, который заливается определенным цветом в соответствии с настройками классов. Само растровое изображение остается без изменения, а оцифрованные объекты строятся на добавочном слое, который накладывается поверх растрового.



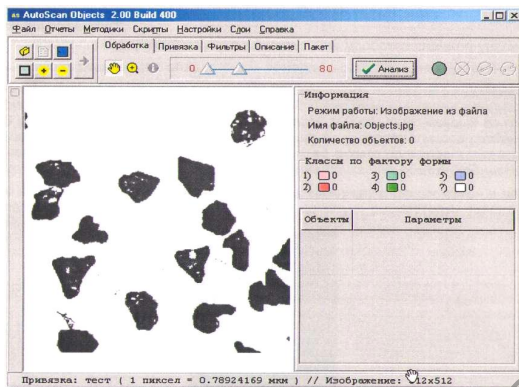


Рисунок 6.21. – Установка порога

V Выделение объектов. Мы выделили на изображении все объекты. При нажатии на кнопку «Анализ» происходит оцифровка. Вокруг каждого объекта строится контур, который заливается определенным цветом в соответствии с настройками классов. Само растровое изображение остается без изменения, а оцифрованные объекты строятся на добавочном слое, который накладывается поверх растрового.

VI Редактирование объектов. Осуществляется удалением ложных объектов и корректировка существующих (слияние, разделение).

VII Классификация объектов. Часто требуется не только выделить объекты, но и распределить их по классам, например в зависимости от их размеров, цвета и т. п.

VIII Формирование отчета. Перейдем на вкладку «Описание» и введем информацию об этом изображении, а также фамилию оператора (рисунок 6.22).

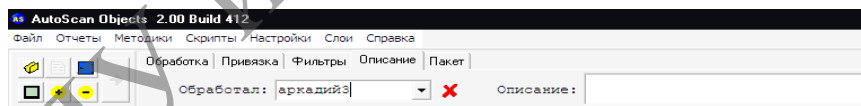



Рисунок 6.22. – Ввод информации об изображении

Воспользуемся шаблоном отчета, который называется «Отчет по образцу». В меню «Отчеты» ставим птичку напротив этого названия и нажимаем на кнопку .

В результате загрузится стандартный редактор Windows WordPad с расширением \*.rtf и в нем будет сформирован отчет в соответствии с тегами, помещенными в шаблон отчета «Отчет по образцу»

Вид этого отчета следующий:

**Отчет по образцу**

Описание: образец 1.

Оператор:

Дата: 10.10.2012(09:32.25).

Обработано изображений: 1 из 1.

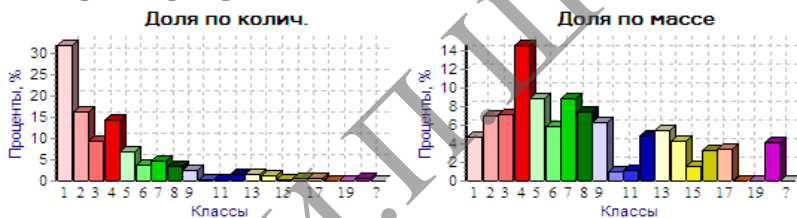
Детектируемая площадь: 78940.63 кв.мкм.

Обработанная площадь: 106425 кв.мкм.

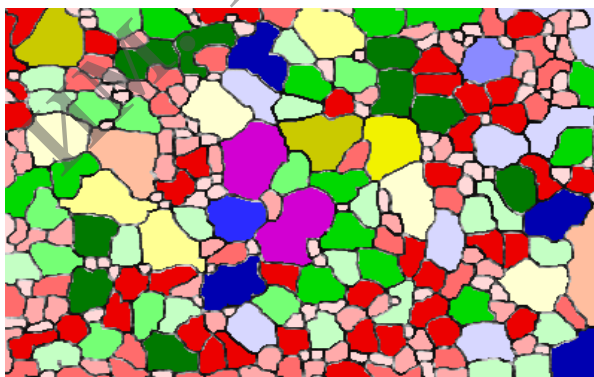
Процент отношения детектируемой площади к обработанной: 74.17%.

Разбиение на классы осуществлялось по следующим параметрам:

Гистограммы распределения по классам:



Изображение образца:



среднее арифметическое – 19.97;  
среднее геометрическое – 16.69;  
среднее гармоническое – 13.56;

дисперсия выборки – 132.76;  
среднеквадратичное отклонение выборки – 11.52;  
среднеквадратичное отклонение от среднего – 0.6961;  
дисперсия совокупности – 132.28;  
среднеквадратичное отклонение совокупности – 11.5;  
относительная ошибка – 0.0349;  
ассиметрия – 0.888;  
эксцесс – 3.642;  
сумма значений – 5471.93;  
количество значений – 274.

***Сводный отчет по измеренным характеристикам объектов***

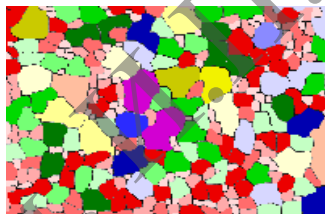
Описание: образец 1.

Оператор:

Дата: 10.10.2012(09:35.46).

Привязка: 1 пиксел = 0.0003895 мкм.

Обработано изображений: 1 из 1.



Количество всех объектов: 274.

Количество классифицированных объектов: 274.

Количество классов: 20.

Сумма площадей всех объектов: 78940.63 кв.мкм.

Обработанная площадь: 106425 кв.мкм.

Процент отношения детектируемой площади к обработанной: 74.17%.

***Сводный отчет по всем рассчитанным параметрам объектов***

Описание: образец 1.

Оператор:

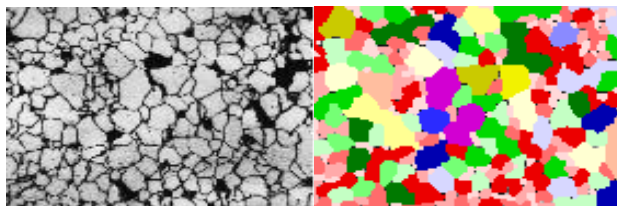
Дата: 10.10.2012(09:36.09).

Текущая привязка: 1 пиксель = 0.0003895 мкм.

Всего обработано

изображений: 1 из 1.

**Текущее изображение:**



Количество всех объектов:	274.
Количество классифицированных объектов:	274.
Заданное в текущем разбиении количество классов:	20.
Сумма площадей всех объектов:	78940.63 кв.мкм.
Обработанная площадь:	106425 кв.мкм.
Отношение площади объектов ко всей обработанной площади:	74.17%.

**Расчет по параметру «Площадь»**

Объекты распределены по параметру «Площадь» на 10 интервалов.	
Минимальная площадь объекта (вкл. неклассиф.):	6.25 кв.мкм.
Минимальная площадь объекта (искл. неклассиф.):	6.25 кв.мкм.
Максимальная площадь объекта (вкл. неклассиф.):	1671.63 кв.мкм.
Максимальная площадь объекта (искл. неклассиф.):	1671.63 кв.мкм.

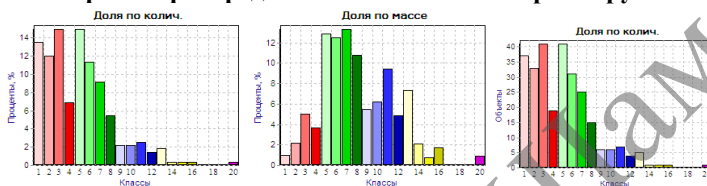
**Статистические данные по параметру «Площадь»**

- среднее арифметическое –	288.1;
- среднее геометрическое –	155.97;
- среднее гармоническое –	71.79;
- дисперсия выборки –	96510.82;
- среднеквадратичное отклонение выборки –	310.66;
- среднеквадратичное отклонение от среднего –	18.77;
- дисперсия совокупности –	96158.59;
- среднеквадратич. отклонение совокупности –	310.09;
- относительная ошибка –	0.0651;
- асимметрия –	1.889;
- эксцесс –	6.821;
- сумма значений –	78940.63;
- количество значений –	274.

### Гистограмма распределения объектов по площади:



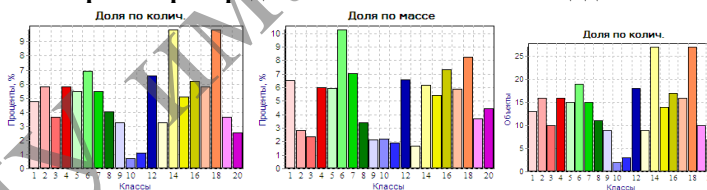
### Гистограмма распределения объектов по периметру:



### Гистограмма распределения объектов по фактору формы:



### Гистограмма распределения объектов по площади:



### Расчет по параметру «Длина»

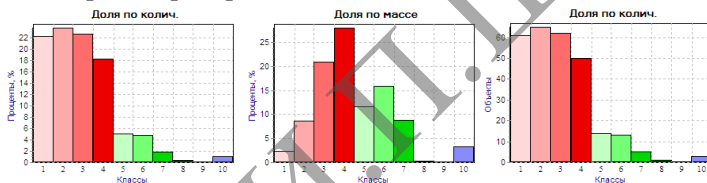
Объекты распределены по параметру «Длина» на 10 интервалов от минимального до максимального значения.

Минимальное значение (вкл. неклассиф.):	3.606 мкм.
Минимальное значение (искл. неклассиф.):	3.606 мкм.
Максимальное значение (вкл. неклассиф.):	88.28 мкм.
Максимальное значение (искл. неклассиф.):	88.28 мкм.

### Статистические данные по параметру «Длина»

- среднее арифметическое –	23.88;
- среднее геометрическое –	19.8;
- среднее гармоническое –	15.96;
- дисперсия выборки –	208.54;
- среднееквадратичное отклонение выборки –	14.44;
- среднееквадратичное отклонение от среднего –	0.8724;
- дисперсия совокупности –	207.77;
- среднееквадратичное отклонение совокупности –	14.41;
- относительная ошибка –	0.0365;
- ассиметрия –	1.267;
- эксцесс –	5.59;
- сумма значений –	6543.34;
- количество значений –	274.

### Гистограмма распределения объектов по длине:



### Расчет по параметру «Горизонтальный диаметр Мартина»

Объекты распределены по параметру «Горизонтальный диаметр Мартина» на 5 интервалов от минимального до максимального значения.

Минимальное значение (вкл. неклассиф.):	3 мкм.
Минимальное значение (искл. неклассиф.):	3 мкм.
Максимальное значение (вкл. неклассиф.):	62 мкм.
Максимальное значение (искл. неклассиф.):	62 мкм.

### Гистограмма распределения объектов по Горизонтальному диаметру Мартина:



### **Расчет по параметру «Вертикальный диаметр Мартина»**

Объекты распределены по параметру «Вертикальный диаметр Мартина» на 5 интервалов от минимального до максимального значения.

Минимальное значение (вкл. неклассиф.):	2 мкм.
Минимальное значение:	2 мкм.
Максимальное значение (вкл. неклассиф.):	81 мкм.
Максимальное значение (искл. неклассиф.):	81 мкм.

**Гистограмма распределения объектов по вертикальному диаметру Мартина:**



### **Расчет по параметру «Компактность»**

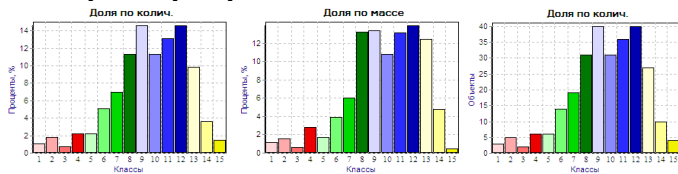
Объекты распределены по параметру «Компактность» на 15 интервалов от минимального до максимального значения.

Минимальное значение (вкл. неклассиф.):	0.071.
Минимальное значение (искл. неклассиф.):	0.071.
Максимальное значение (вкл. неклассиф.):	0.8325.
Максимальное значение (искл. неклассиф.):	0.8325.

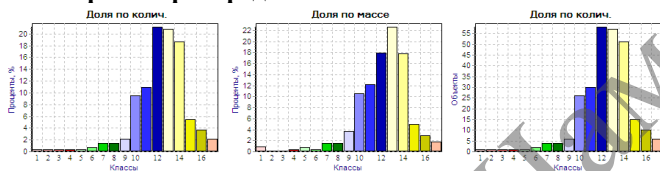
### **Статистические данные по параметру «Компактность»**

- среднее арифметическое –	0.5342;
- среднее геометрическое –	0.5068;
- среднее гармоническое –	0.4628;
- дисперсия выборки –	0.0211;
- среднеквадратичное отклонение выборки –	0.1454;
- среднеквадратичное отклонение от среднего –	8.7834E-03;
- дисперсия совокупности –	0.0211;
- среднеквадратичное отклонение совокупности –	0.1451;
- относительная ошибка –	0.0164;
- асимметрия –	-0.7167;
- эксцесс –	3.513;
- сумма значений –	146.36;
- количество значений –	274.

### Гистограмма распределения объектов по компактности:



### Гистограмма распределения объектов по заполненности:



### Оформление отчета

I Полученные экспериментальные данные вывести на печать или перенести на носитель памяти.

II Проанализировать полученные результаты морфологического анализа изображений.

III Сделать выводы о микроструктуре материала.

### Литература:

1. Савенко, В. С. Физика реальных кристаллов: учеб.-метод. пособие / В. С. Савенко. – Мозырь: УО МГПУ им И. П. Шамякина, 2013. – 110 с.
2. Розенфельд, А. Распознавание образов и обработка изображений / А. Розенфельд. – М.: Мир, 1972. – 236 с.
3. Пытьев, Ю. П. Методы морфологического анализа изображений / Ю. П. Пытьев, А. И. Чуличков. – М.: Физматлит, 2010. – 336 с.



## Лабораторная работа № 7

### ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ВИСМУТА

**Цель работы:** методика измерения количественных характеристик механического двойникования.

**Приборы и оборудование:** прибор микротвёрдомер ПМТ-3 (рисунок 7.1), монокристалл висмута технической частоты, объектмикраметр, набор нагрузок.



Рисунок 7.1. – Общий вид прибора микротвёрдомер ПМТ-3

#### Краткая теория

Двойникование, как и скольжение, развивается только по определенным кристаллографическим плоскостям. Двойникование и скольжение – взаимообуславливающие процессы. При перестройке кристаллической структуры в двойниковое положение необходимо сопутствующее скольжение. Для гранецентрированных кубических решеток такой плоскостью является плоскость (112), для гексагональных плотноупакованных кристаллов – плоскость (1012) и т. д. Для осуществления двойникования необходимо, чтобы касательные напряжения достигали критического значения. Пластическое деформирование двойникованием металлических кристаллов показало, что двойникование и скольжение не находятся в термодинамическом равновесном состоянии, а при любых температурах их структурная чувствительность зависит от модификации дефектов.

При деформировании кристалла сосредоточенной нагрузкой на плоскости спайности у концентраторов напряжений появляется по определенным кристаллографическим направлениям система клиновидных двойников. Клиновидный двойник представляет собой совокупность плоскостей, в которых процесс перестройки решетки в двойниковом положении начал, но до конца не реализован (рисунок 7.2). Каждая такая плоскость завершается двойнивающей дислокацией. Число двойнивающих дислокаций на границах двойника составляет  $10^4$ – $10^5$  см<sup>-1</sup> на единицу длины, дислокации распределены в плоскости двойникования непрерывно с некоторой плотностью  $\rho$ . Предполагается, что все двойнивающие дислокации краевые или винтовые.

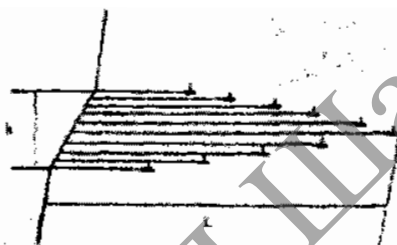


Рисунок 7.2. – Дислокационная модель клиновидного двойника

Пластическую деформацию при двойниковании можно охарактеризовать следующими, непосредственно снимаемыми с объектмикроскопа прибора ПМТ-3 параметрами:  $L$  – длина двойникового луча,  $h$  – толщина двойника у устья,  $N$  – общее количество двойников, максимальная длина двойника –  $L_m$ , средняя длина двойников –  $\langle L \rangle = \sum L_i / N$ , средняя диагональ отпечатка алмазной пирамидки –  $\langle d \rangle$ .

Размеры клиновидного двойника на плоскости спайности (111) кристалла можно с большой точностью определить металлографически. С помощью винтового окуляр-микроскопа прибора ПМТ-3 измерить длину двойникового луча  $L$  и наибольшую толщину у устья  $h$  (рисунок 7.2). При повышении действующей на кристалл нагрузки часть двойника у устья поглощается растущим отпечатком индентора. В таких случаях к измеряемой длине двойника прибавлялась поправка, равная длине его поглощаемой части.

Длина двойника  $L$  отражает пробег винтовых двойнивающих дислокаций, отношение  $h/L$  характеризует степень некогерентности границ двойникового клина (рисунок 7.3).

#### Порядок выполнения работы

I Установить на предметном столике микротвёрдомера ПМТ-3 (рисунок 7.1) исследуемый кристалл висмута плоскостью спайности (111) параллельно фокальной поверхности объектива.

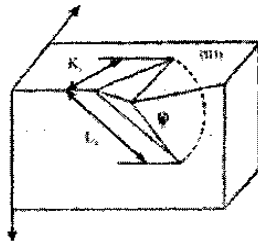


Рисунок 7.3. – Клиновидный двойник на плоскости спайности (111) кристалла висмута

II При помощи ручки (вверх, вниз) получить чёткое изображение исследуемой поверхности кристалла висмута и выбрать участок для деформации индентором.

III Задать нагрузку деформации  $P$ .

IV Повернуть предметный столик и провести деформирование выбранного участка плоскости спайности (111) кристалла висмута сосредоточенной нагрузкой (алмазным индентором).

V Измерить количественные параметры двойникования деформационной картины (рисунок 7.3).

На рисунке 7.4 показаны картины деформации двойникованием с образованием клиновидных двойников.

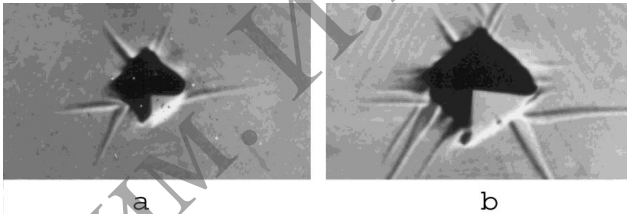


Рисунок 7.4. – Микрофотография деформационной картины двойников на плоскости спайности монокристаллов висмута,  $\times 530$ , нагрузка на индентор 10 г

VI Найти сдвойникованный объем двойника, который с достаточной степенью приближения описывается формулами для шарового сегмента.

$$V = \frac{1}{6} \pi h (3r^2 + h^2), \quad (7.1)$$

где  $r$  – радиус основания;  $h$  – высота сегмента. Учитывая, что объем двойника будет равен половине объема сегмента  $V_{\text{дв}} = V/2$ , а также принимая  $r \sim h \sim l$ , так как двойники распространяются вглубь кристалла на расстояния, примерно равные длине двойниковых лучей ( $l$ ), на плоскости спайности получим:

$$V_{ог} = \frac{1}{3\pi l^3}. \quad (7.2)$$

**VII** Найти площадь границ раздела двойника, которая вычислялась как половина площади шарового сегмента:  $S_{ог} = \pi Rh$ . Учитывая:  $h \approx l$  и  $R = \frac{\sqrt{2}}{2} l$ , получим:

$$S_{ог} = \pi \frac{\sqrt{2}}{2} l^2. \quad (7.3)$$

**VIII** Полученные данные занести в таблицу.

№	$P$	$V_{ог}$	$S_{ог}$
1			
2			
3			

### Вычисления погрешности измерения

Экспериментальные данные оценивались с учетом вычисления погрешностей измерений. Расчет доверительных оценок производился по следующей схеме.

Рассчитывалось среднее арифметическое из  $n$  измерений. Количество измерений в различных экспериментах колебалось от 50 до 100. Методом исключения грубых ошибок эксперимента выпадающие значения исключались из дальнейшей обработки результатов.

Среднее квадратичное отклонение  $S$  равно:

$$S = \sqrt{\frac{\sum (\alpha - \alpha_i)^2}{n - 1}}, \quad (7.4)$$

где  $(\alpha - \alpha_i) = \Delta\alpha_i$  – погрешности отдельных измерений.

Оцениваем истинное значение измеряемой величины с коэффициентом надежности  $\alpha = 0,99$ . По таблице коэффициентов Стьюдента находим  $t_{na}$ . Зная значение  $K = n - 1$ , определяем границы доверительного интервала:  $\Delta = t_{na} S / \sqrt{n}$ . Экспериментальные кривые, представленные в данной работе, строились в пределах доверительных интервалов.

### Литература:

1. Савенко, В. С. Механическое двойникование и электропластичность металлов в условиях внешних энергетических воздействий / В. С. Савенко. – Минск: БГАФК, 2003. – 380 с.
2. Классен-Неклюдова, М. В. Механическое двойникование кристаллов / М. В. Классен-Неклюдова. – М.: Изд-во АН СССР, 1960. – 261 с.

## Лабораторная работа № 8

### ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

#### Цель работы:

1. Измерить зависимость интенсивности прошедшего через жидкокристаллическую ячейку (ЖКЯ) светового пучка  $\Phi$  от величины постоянного напряжения  $U$  и проконтролировать эту зависимость визуально.

2. С помощью полученного графика  $\Phi$  от  $U$  оценить  $U_{\text{пор}}$ , с которого начинает разрушаться твист-структура ЖКЯ, обладающая свойством поворачивать плоскость поляризации, а также  $U_{\text{max}}$ , когда твист-структура полностью разрушается и ЖКЯ перестает пропускать свет.

**Приборы и оборудование:** установка для изучения электрических свойств жидких кристаллов (рисунок 8.1).

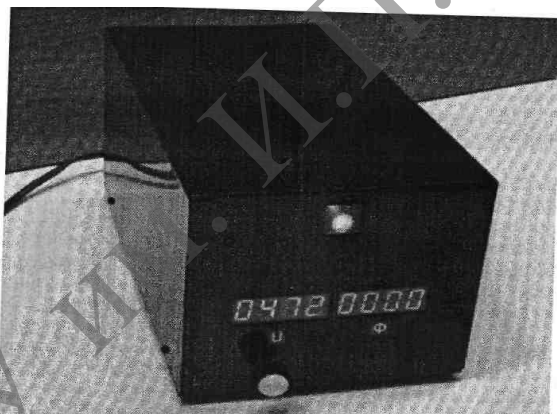


Рисунок 8.1. – Общий вид установки

#### Краткая теория

Две идентичные жидкокристаллические ячейки (ЖКЯ) 1 и 1', рядом с которыми расположены светодиоды 2 и 2'. Свет, проходящий через ЖКЯ 1, регистрируется фотозадающим элементом 3, сигнал с которого, пропорциональный прошедшему через ЖКЯ световому потоку, индицируется на цифровом индикаторе 7 (рисунок 8.2). Световой поток, проходящий через ЖКЯ 1',

освещает матовое стекло 4, расположенное над цифровыми индикаторами корпуса установки. Это позволяет визуально убедиться в том, что ЖКЯ может служить световым затвором.



Рисунок 8.2. – Оптическая схема установки

Электрическая схема представлена на рисунке 8.2. Электронный узел 5 содержит блок питания светодиодов 2 и 2', вырабатывает постоянное напряжение  $U$ , подаваемое одновременно на ЖКЯ 1 и 1', которое можно изменять в пределах 0–6 В. Величина этого  $U$  индицируется на цифровом индикаторе 6. Фото-э.д.с. с фотоэлемента 3, пропорциональная величине светового потока  $\Phi$ , прошедшего через ЖКЯ 1, индицируется на цифровом индикаторе 7. Величина  $\Phi$  зависит от подаваемого на жидкокристаллические ячейки электрического напряжения  $U$ .

Ячейка состоит из стеклянных пластинок 3, между которыми находится жидкий кристалл 4. Толщина жидкокристаллического слоя задается прокладками 5 (тефлон, полиэтилен), толщина которых не более 100 мкм. На стеклянные пластинки обычно путем напыления наносятся токопроводящие прозрачные электроды 2, к которым подводится напряжение. 1 – это поляризаторы, плоскости поляризации которых взаимно перпендикулярны (рисунок 8.3).

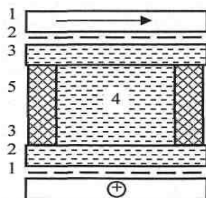


Рисунок 8.3. – Основной элемент установки – жидкокристаллическая ячейка

Перед сборкой ячейки поверхности стеклянных пластинок, обращенные к жидкому кристаллу, подвергают однонаправленной полировке

(например, лоскутом ткани). В результате на стекле образуются невидимые глазом бороздки, параллельные между собой и направленные вдоль линии полировки. Глубина и ширина таких микробороздок составляют 10–100 нм. Молекулы нематического жидкого кристалла, имеющие веретенообразную форму, прилипают к поверхности стекла так, что их длинная ось оказывается параллельной бороздке. Молекулы, более удаленные от стекла, взаимодействуют с молекулами, прилипшими к нему (уже ориентированными), и сами приобретают аналогичную ориентацию, если толщина жидкокристаллического слоя не превышает 0,1 мм.

Если оси полировки обеих пластин совпадают, то молекулы ЖК во всей толщине слоя будут ориентированы одинаково (их длинные оси ориентированы вдоль бороздок). Весь слой оптически становится похожим на кристаллическую пластинку, вырезанную из одноосного кристалла параллельно оптической оси. Если плоскость поляризации входного поляроида параллельна осям полировки, а плоскость поляризации выходного поляроида им перпендикулярна, то свет через такую систему проходить не будет.

На практике, как и в лабораторной работе, используются так называемые твист-структуры. Если повернуть нижнюю стеклянную пластинку вокруг оси Z на  $90^\circ$ , то оси полировки пластинок составляют между собой  $90^\circ$  (рисунок 8.4а).

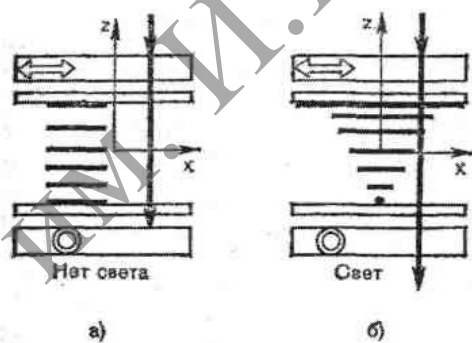


Рисунок 8.4. – Твист-структуры

В результате оси молекул, стремясь равняться на стеклянные поверхности, совершают в толще слоя плавный разворот на  $90^\circ$ . Это и есть твист-структура. Теперь плоскость поляризации света на выходе твист-структуры повернется относительно плоскости поляризации на ее входе на  $90^\circ$  и станет параллельной оси полировки нижней пластины. Свет через

такую структуру при тех же ориентациях плоскостей поляризации поляроидов уже будет проходить (рисунок 8.4б).

### **Изучение работы жидкокристаллической ячейки в качестве регулятора светового потока**

Исходная ситуация: ЖКЯ на основе твист-структуры, входной и выходной поляроиды скрещены, подаваемое на прозрачные электроды напряжение нулевое. Свет через ЖКЯ свободно проходит.

Медленно увеличиваем напряжение на электродах. Сначала интенсивность светового пучка не изменяется, что говорит о том, что слабое электрическое поле не изменяет структуру ЖК слоя. Но начиная с некоторого значения подаваемого напряжения (это напряжение называется пороговым), интенсивность прошедшего светового пучка начинает уменьшаться вплоть до того, когда напряжение не станет равным  $U_{max}$ . При  $U = U_{max}$  интенсивность светового пучка станет практически нулевой и при дальнейшем увеличении напряжения не изменяется.

Приложенное к электродам напряжение создает в ЖК-слое электрическое поле, которое стремится повернуть длинные молекулы нематика, обладающие значительным дипольным моментом, так, чтобы их длинные оси, вдоль которых направлен вектор дипольного момента, ориентировались по полю, т. е. перпендикулярно поверхностям стеклянных пластин (без поля их длинные оси, а, следовательно, оптическая ось ЖК, ориентировалась параллельно поверхностям пластин, образуя т. н. планарную структуру). В этом заключается так называемый эффект Фредерикса. Между ориентирующим действием поверхностей пластин, стремящихся уложить молекулы в планарную структуру, и действием электрического поля, стремящегося ориентировать молекулы перпендикулярно поверхностям пластин, существует противоборство. Это и обуславливает наличие  $U_{nop}$ ; если  $U > U_{nop}$ , то электрические силы берут верх, и начинает проявляться ориентирующее действие электрического поля. Если  $U > U_{max}$ , то длинные оси всех молекул во всей толще ЖК-слоя ориентируются по полю и становятся перпендикулярно поверхностям пластин. Твист-структура разрушается, и формируется так называемая гомеотропная структура. ЖК-слой по своим оптическим свойствам становится похожим на кристаллическую пластинку, вырезанную перпендикулярно оптической оси. Плоскость поляризации света, идущего вдоль оси, не изменяется (в твист-структуре она поворачивается на  $90^\circ$ ), и наша ЖКЯ, у которой входной и выходной поляроиды скрещены, не будет пропускать свет.

При  $U_{nop} < U < U_{max}$  длинные оси молекул, а, следовательно, и оптическая ось ЖК, ориентированы под углом  $\alpha < 90^\circ$  относительно направления электрического поля, причем этот угол зависит от подаваемого напряжения.



### Порядок выполнения работы

I Включить установку (рисунок 8.1), тумблер «Сеть» находится сзади.

II Ручкой «U» установить нулевое положение на ЖК-ячейках. Матовый экран светится.

III Медленно увеличивая  $U$ , убедиться, что сначала яркость экрана не изменяется (показания цифрового индикатора  $\Phi$  не изменяются). Затем, начиная с некоторого значения  $U = U_{пор}$ , яркость экрана падает, и, начиная с  $U = U_{max}$ , становится почти нулевой. Оцените примерное значение  $U = U_{пор}$ .

IV Установите  $U = 0$ . Увеличивая  $U$  на  $\sim 0,1$  В, для каждого значения  $U$  запишите показания  $\Phi$  – величину светового потока в относительных единицах, прошедшего через ЖКЯ. В районе  $U = U_{пор}$  точки нужно брать чаще.

V Полученные экспериментальные данные занести в таблицу.

$\Phi$							
$U$							

VI Построить график  $\Phi$  от  $U$ . Оцените на нем значения  $U_{пор}$  и  $U_{max}$ .

VII Оценить погрешности измерения.

VIII Сделать выводы.

### Литература:

1. Шibaев, В. П. Необычные кристаллы или загадочные жидкости / В. П. Шibaев // Соросовский образовательный журнал. – 1996. – № 11. – С. 37–46.
2. Чандрасекар, С. Жидкие кристаллы / С. Чандрасекар. – М.: Мир, 1980. – 344 с.
3. Жидкокристаллические дисплеи: строение, синтез, свойства жидких кристаллов / В. В. Титов [и др.] – Минск: Изд-во НПО «Микровидео-системы», 1998. – 238 с.

## Лабораторная работа № 9

### ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ. ИЗМЕРЕНИЕ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСИ СОЛЕНОИДА

**Цель работы:** изучить принцип суперпозиции магнитных полей. Определить величину магнитной индукции на оси соленоида.

**Приборы и оборудование:** установка для изучения магнитных полей.

#### Краткая теория

##### 1 Магнитное поле соленоида

Соленоидом называется трубкообразная катушка из провода, витки которого расположены вплотную друг к другу (рисунок 9.1). При протекании тока по одному витку вокруг него возникает неоднородное магнитное поле, каждая точка которого характеризуется вектором магнитной индукции  $B$ .

Сложная структура магнитного поля изображается линиями вектора магнитной индукции (рисунок 9.2), направление которых можно определить по эмпирическому правилу «правого винта».



Рисунок 9.1. – Соленоид



Рисунок 9.2. – Линии магнитной индукции соленоида

Для расчета величины индукции магнитного поля тонкого провода вводится понятие вектора элемента тока  $d\vec{l}$ , направление которого совпадает с направлением тока в проводнике, а модуль равен произведению силы тока на малый элемент длины проводника.

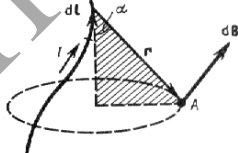


Рисунок 9.3. – Индукция магнитного поля

На основании экспериментов и теоретических расчетов был сформулирован закон Био-Савара, позволяющий рассчитать индукцию магнитного поля, созданного элементом тока в точке, заданной радиусом вектором  $r$  (рисунок 9.3):

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Id\vec{l} \cdot \vec{r}}{r^3}. \quad (9.1)$$

Кроме того, эксперимент показывает, что для магнитного поля также, как и для электрического поля, выполняется принцип суперпозиции. Согласно принципу суперпозиции вектор индукции в любой точке магнитного поля проводника с током определяется как векторная сумма векторов индукции, созданных в данной точке всеми элементами тока проводника:

$$\vec{B} = \int d\vec{B}.$$

Величину вектора магнитной индукции поля витка наиболее просто рассчитать для точек, расположенных на оси витка (рисунок 9.4).

В этом случае все элементы тока равноудалены от точки  $A$  на оси витка, а создаваемые ими вектора индукции составляют один и тот же угол  $\varphi$  с осью  $OZ$ , проведенной из центра витка.

Результирующий вектор индукции магнитного поля направлен вдоль этой оси, а его величина может быть рассчитана по формуле:

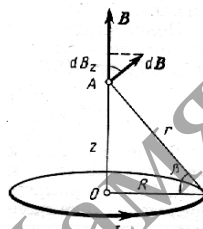


Рисунок 9.4. – Магнитное поле кругового тока

$$B_z = \int dB_z = \int \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl r \sin 90^\circ}{r^3} \cos \varphi = \frac{\mu_0 IR}{4\pi r^3} \int dl = \frac{\mu_0 IR^2}{2(R^2 + z^2)^{3/2}}, \quad (9.2)$$

где  $z$  – координата точки  $A$ ;  $R$  – радиус витка;  $I$  – ток в витке.

Магнитное поле соленоида представляет собой результирующее магнитное поле всех его витков (рисунок 9.5). Наиболее просто рассчитать индукцию поля соленоида можно также для точек, расположенных на его оси, поскольку вдоль оси соленоида направление магнитного поля всех витков совпадает.

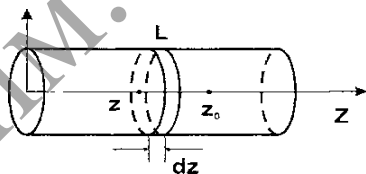


Рисунок 9.5. – Магнитное поле витка соленоида

Пусть длина соленоида  $L$ , общее число витков  $N$ , радиус каждого витка  $R$ . Рассмотрим настолько малый элемент длины соленоида  $dz$ , чтобы число витков  $dN$ , расположенных на этом элементе, можно было рассматривать как один тонкий виток с током. Систему координат выберем так, как показано на рисунке 9.5. Координата центра выбранного элемента соленоида  $z$ . В этом элементе течет ток  $dI = IdN = Indz = I(N/L)dz$  ( $I$  – ток в одном витке,  $n$  – число витков на единицу длины соленоида). В точке

на оси с координатой  $z_0$  выбранный элемент создает магнитное поле (см. (9.2)):

$$dB(z_0) = \frac{\mu_0 dIR^2}{2[R^2 + (z - z_0)^2]^{3/2}} = \frac{\mu_0 InR^2 dz}{2[R^2 + (z - z_0)^2]^{3/2}}. \quad (9.3)$$

Для нахождения значения магнитной индукции в точке  $z_0$  необходимо проинтегрировать выражение (9.3) по  $z$  от 0 до  $L$ :

$$B(z_0) = \int_0^L \frac{\mu_0 InR^2 dz}{2[R^2 + (z - z_0)^2]^{3/2}} = \frac{\mu_0 In}{2} \left( \frac{L - z_0}{\sqrt{R^2 + (L - z_0)^2}} + \frac{z_0}{\sqrt{R^2 + z_0^2}} \right). \quad (9.4)$$

Формула (9.4) позволяет вычислить значение магнитной индукции в любой точке оси однослойного соленоида. Если провод намотан в несколько слоев, то индукция магнитного поля в любой точке оси  $z$  выражается формулой:

$$B(z_0) = \frac{\mu_0 Ink}{2(R_1 - R_2)} \left( (L - z_0) \ln \frac{R_2 + \sqrt{R_2^2 + (L - z_0)^2}}{R_1 + \sqrt{R_1^2 + (L - z_0)^2}} + z_0 \ln \frac{R_2 + \sqrt{R_2^2 + z_0^2}}{R_1 + \sqrt{R_1^2 + z_0^2}} \right), \quad (9.5)$$

где  $k$  – число слоев;  $R_1$  и  $R_2$  – внутренний и внешний радиусы намотанного провода.

## 2 Эффект Холла

Для практического измерения величины индукции магнитного поля на оси соленоида используется так называемый датчик Холла. Принцип работы датчика основан на явлении, которое открыл в 1879 г. американский физик Э. Холл.

Он обнаружил, что в металле (или в полупроводнике) с током плотностью  $\vec{j}$ , помещенном в магнитное поле, возникает электрическое поле  $\vec{E}$ , линии которого перпендикулярны линиям индукции  $\vec{B}$  магнитного поля и вектору плотности тока.

Рассмотрим однородную пластинку, расположенную в однородном магнитном поле так, что вектор индукции магнитного поля перпендикулярен вектору плотности тока (рисунок 9.6).

Если пластинка металлическая, то свободными носителями тока являются электроны, на которые в магнитном поле действует сила Лоренца:

$$\vec{F}_A = e\vec{u} \times \vec{B}.$$

Смещение свободных электронов под действием силы Лоренца приводит к увеличению их концентрации у верхней грани пластинки и уменьшению концентрации электронов у нижней грани пластинки. Поэтому между верхней и нижней гранями пластинки возникает дополнительное поперечное электрическое поле, направленное снизу вверх.

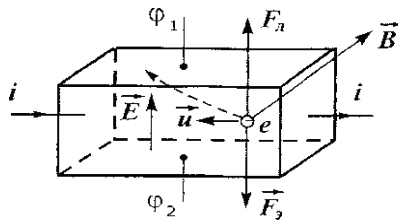


Рисунок 9.6. – Эффект Холла

Для регистрации этого поля проще всего измерить разность потенциалов между гранями пластинки. Но при протекании постоянного тока в проводнике существует стационарное электрическое поле и соответствующее распределение потенциала вдоль поверхности проводника. Лишь для точек, расположенных в сечении, перпендикулярном направлению тока, потенциалы стационарного электрического поля одинаковы.

Именно поэтому разность потенциалов  $\varphi_1 - \varphi_2$ , обусловленную дополнительным поперечным электрическим полем, следует измерять между точками верхней и нижней грани, лежащих в одном, перпендикулярном току, сечении.

Впервые эту разность потенциалов измерил Э. Холл и обнаружил, что она пропорциональна силе тока, величине индукции магнитного поля и обратно пропорциональна толщине пластинки:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = R \frac{IB}{d}.$$

Коэффициент пропорциональности  $R$ , связывающий эти величины, носит название постоянная Холла. Эксперименты Холла показали, что величина этого коэффициента определяется характеристиками вещества, из которого изготовлена пластинка.

Рассчитаем холловскую разность потенциалов, упрощенно рассматривая движение свободных электронов в проводнике при постоянном токе как направленное движение с некоторой средней скоростью  $u$  (т. е. уже не учитывая хаотичность движения частиц и их взаимодействие с кристаллической решеткой).

Кроме того, возникающее электрическое поле между нижней и верхней гранями, при данных условиях, можно считать однородным с напряженностью  $\vec{E}$ . На электрон в этом поле действует сила:

$$\vec{F} = e\vec{E}.$$

В этом приближении на гранях пластинки установится стационарное распределение зарядов в случае, если сила Лоренца будет уравновешена силой со стороны электрического поля:

$$\vec{F}_\Lambda = -\vec{F}, \quad euB = eE.$$

Тогда холловская разность потенциалов равна:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ea = uBa.$$

Выразим среднюю скорость направленного движения электронов через силу тока и плотность тока в проводнике. При постоянном токе через поперечное сечение проводника в единицу времени проходит заряд, кратный заряду электрона:

$$I = \frac{q}{t} = \frac{Ne}{t}.$$

Количество электронов  $N$  пропорционально их концентрации  $n$  и величине некоторого объема, сечение которого равно сечению проводника, а длина – расстоянию, которое проходят электроны в единицу времени при данной средней скорости.

$$N = nSl = nSut.$$

Тогда плотность тока:

$$j = \frac{I}{S} = \frac{q}{St} = \frac{Ne}{St} = \frac{nie}{St} = \frac{nSle}{St} = neu.$$

Величина средней скорости направленного движения:  $V = \frac{j}{ne}$ .

$$\varphi_1 - \varphi_2 = uBa = \frac{jBa}{ne} = \frac{IBa}{Sne} = \frac{IB}{ned} = R \frac{IB}{d}. \quad (9.6)$$

Таким образом, постоянная Холла определяется концентрацией электронов и величиной заряда электрона:  $R = 1/ne$ .

В случае, если носителями тока будут другие заряженные частицы, постоянная Холла будет иметь знак и величину, соответствующую заряду и концентрации этих носителей тока. Поэтому по измеренному значению постоянной Холла можно:

определять концентрацию носителей тока (при известном их заряде),  
определять знак носителей тока.

Кроме того, поскольку разность потенциалов пропорциональна индукции магнитного поля, то в измерительной технике используются датчики Холла, принцип работы которых основан на этой зависимости.

### **Описание установки**

Измерительный блок (система регистрации) лабораторной установки представляет собой микропроцессорную систему. Измерение выходного значения напряжения с интегрального датчика Холла производят с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП) в каждом положении датчика.

Датчик Холла в виде тоненькой пластинки из полупроводника прикреплен на торце штока Ш, который перемещается вдоль оси двух соленоидов автоматически с шагом 0,5 на расстояние 142 мм. Внешний вид передней панели установки представлен на рисунке 9.7.

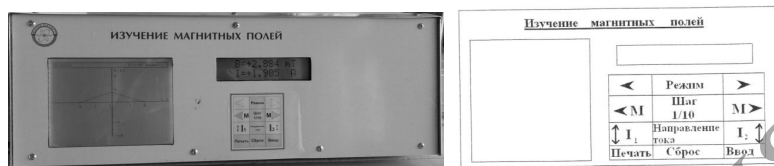


Рисунок 9.7. – Передняя панель установки

На экран графического дисплея с разрешением 320\*240 точек выводится зависимость индукции магнитного поля от положения датчика на оси соленоидов или от силы тока при фиксированном положении датчика.

Лабораторная установка позволяет провести исследования зависимости индукции магнитного поля: 1) от положения датчика на оси соленоидов, 2) в фиксированной точке на оси соленоида в зависимости от силы тока  $I_2$ , протекающего по соленоиду (рисунок 9.8).

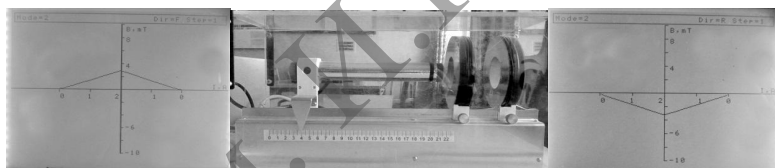


Рисунок 9.8. – Общий вид установки

Установка может работать в двух автоматических и ручных режимах.

В первом автоматическом режиме двигатель перемещает датчик Холла на штоке вдоль оси соленоидов. При этом на графическое табло выводится график зависимости индукции от расстояния, а на числовое табло – соответствующие значения этих величин.

Во втором автоматическом режиме при фиксированном положении датчика, выбранном и введенном с помощью кнопок «M» и «<M», «шаг 1/10» изменяется значение силы тока  $I_2$  в обмотке соленоида с шагом 0,08 А, а на экран выводится график зависимости величины магнитной индукции от тока  $I_2$ .

В ручном режиме работы установки, соответствующими кнопками «>» и «<», «шаг 1/10» по экрану передвигается реперная линия

с заданным шагом (0,5 или 5 мм), а на цифровом табло высвечиваются соответствующие значения величин.

В установке при помощи кнопки «направление тока» можно изменять направление тока  $I_2$  (при положительном значении  $I_2$  на экране графического дисплея высветится  $Dir = F$  отрицательном –  $Dir = R$ )

### Порядок выполнения работы

**I** Подключить лабораторную установку в сеть, нажав выключатель на задней панели.

**II** Переключателем на передней панели включить **Режим 1**. По указанию преподавателя установить силу тока  $I_1$  ( $I_2 = 0A$ ). На экране графического дисплея высветится надпись  $Mode = II_1 = 0.2-1.0A I_2 = 0.0A Dir = F$ .

**III** Кнопкой «Ввод» запустить работу установки в заданном режиме.

Подождать до окончания работы установки и высвечивания на экране графического дисплея графика процесса. С помощью клавиш «▶» и «◀», «шаг 1/10», управляющих движением реперной линии по экрану с различным шагом, установить реперную линию на графике в положениях, соответствующих максимальному или (и) минимальному значениям индукции. Выписать соответствующие значения величин с экрана цифрового дисплея.

**IV** Вычислить по формуле (9.5) значение магнитной индукции в центре соленоида и сравнить с измеренным экспериментально. Параметры соленоидов:  $L = 20 \text{ мм}$ ,  $n = 450 \text{ м}^{-1}$ ,  $k = 30$ ,  $R_1 = 22 \text{ мм}$ ,  $R_2 = 50 \text{ мм}$ .

**V** По указанию преподавателя установить силу тока  $I_2$  ( $I_1 = 0A$ ) и повторить пп. 3 и 4.

**VI** Кнопкой «Направление тока» изменить направление тока  $I_2$  и повторить п. 5.

**VII** Установить значение силы тока  $I_1$  согласно п. 2 и силы тока  $I_2$  согласно п. 5, повторить п. 3.

**VIII** Изменить направление тока  $I_2$  и повторить п. 7.

**IX** Кнопкой «Режим» включить **Режим 2** по изучению зависимости индукции магнитного поля в фиксированном положении датчика от силы тока  $I_2$  в обмотке соленоида, задав координату вне соленоида (по указанию преподавателя).

**X** Подождать до окончания работы установки и высвечивания на экране графического дисплея графика процесса. Установить курсор на графике в положениях, соответствующих максимальному и половине максимального значениям индукции. Выписать соответствующие значения величин с экрана цифрового дисплея. Построить график зависимости  $B_2 = B_2(I_2)$ . Определить тангенс угла наклона графика как величину

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta B_2}{\Delta I_2}.$$



**XI** Изменить направление тока  $I_2$  и повторить пп. 9 и 10.

**XII** Повторить пп. 9–11 для двух положений датчика.

**XIII** Выключить лабораторную установку.

**Литература:**

1. Телеснин, Р. В. Курс физики. Электричество / Р. В. Телеснин, В. Ф. Яковлев. – М: Просвещение, 1969. – 400 с.
2. Калашников, С. Г. Электричество / С. Г. Калашников. – М: Наука, 1977. – 356 с.
3. Сивухин, Д. В. Общий курс физики: Электричество / Д. В. Сивухин. – М: Физматлит, МФТИ, 2002. – 568 с.
4. Савельев, И. В. Курс общей физики. Электричество и магнетизм. Волновая оптика / И. В. Савельев. – М: Наука, 1970. – Т. 2. – 517 с.
5. Иродов, И. Е. Основные законы электромагнетизма / И. Е. Иродов. – М.: Высш. шк., 1983. – 316 с.

## Лабораторная работа № 10

### ИЗУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСА НАПРЯЖЕНИЙ И ТОКОВ

**Цель работы:** изучить явление резонанса в цепях переменного тока. Определить резонансные частоты и параметры цепей для различных типов соединений.

**Приборы и оборудование:** установка для изучения электрического резонанса.

#### Краткая теория

##### 1 Изучение явления резонанса напряжений в цепях переменного тока

Резонанс напряжений возникает при определенных условиях в цепи переменного тока с последовательно соединенным активным сопротивлением  $R$ , соленоидом индуктивностью  $L$  и конденсатором емкостью  $C$  (рисунок 10.1).

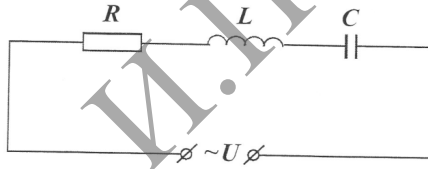


Рисунок 10.1. – Сопротивление, индуктивность, емкость в цепи переменного тока

Пусть цепь подключена к источнику синусоидального напряжения  $U$ , которое изменяется с циклической частотой  $\omega = 2\pi\nu$ . По закону Кирхгофа для данной цепи:

$$u_R + u_C = u + e_L, \quad (10.1)$$

или

$$iR + \frac{q}{C} + L \frac{di}{dt} = u. \quad (10.2)$$

Дифференциальное уравнение (10.2) можно решить различными методами, используем для его решения метод векторных диаграмм. Этот метод основан на том, что синусоидально изменяющуюся со временем величину (например,  $a = A_0 \sin(\omega t + \varphi)$ ) графически можно представить в виде проекции на вертикальную ось вращающегося вектора, длина которого

равна максимальному (амплитудному) значению  $A_0$ . Угловая скорость вращения вектора равна циклической частоте  $\omega$ , а угол, образованный вектором с горизонтальной осью в начальный момент времени, равен начальной фазе  $\varphi$  синусоидальной величины (рисунок 10.2).

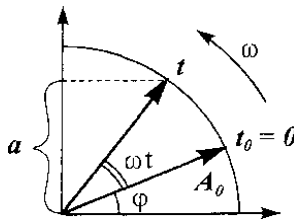


Рисунок 10.2. – Векторная диаграмма

Пользуясь методом векторных диаграмм, можно алгебраическое сложение мгновенных значений синусоидально изменяющихся со временем величин одинаковой частоты заменить геометрическим сложением векторов, их представляющих. Тогда длина результирующего вектора даст амплитуду результирующей синусоиды, а угол, образованный им с горизонтальной осью, ее начальную фазу.

Построим векторную диаграмму напряжений для нашей цепи. Для этого заметим, что если источник в цепи создает синусоидальное напряжение  $u$ , изменяющееся с частотой  $\omega$ , то ток в цепи будет также синусоидальным с той же частотой. Поскольку ток в последовательной цепи на всех участках одинаков, то удобнее принять начальную фазу тока равной нулю, а напряжения на участках цепи рассчитать при этом условии.

$$i = I_0 \sin \omega t, \quad (10.3)$$

где  $I_0$  – амплитуда тока. Тогда мгновенное значение напряжения на активном сопротивлении:

$$u_R = Ri = RI_0 \sin \omega t = U_{0R} \sin \omega t, \quad (10.4)$$

т. е. совпадает по фазе с силой тока, где  $U_{0R} = RI_0$  – амплитуда напряжения на активном сопротивлении  $R$ .

Мгновенное значение напряжения на индуктивности:

$$u_L = L \frac{di}{dt} = I_0 L \omega \cos \omega t = I_0 L \omega \sin(\omega t + \pi/2) = U_{0L} \sin(\omega t + \pi/2), \quad (10.5)$$

т. е. опережает по фазе силу тока на  $\pi/2$ , где  $U_{0L} = I_0 L \omega$  – амплитуда напряжения на катушке индуктивности  $L$ .

Мгновенное значение напряжения на емкости:

$$u_c = \frac{1}{C} \int I_0 \sin \omega t dt = -\frac{I_0}{C\omega} \cos \omega t = \frac{1}{C} \int idt = \frac{I_0}{C\omega} \sin(\omega t - \pi/2) = U_{0c} \sin(\omega t - \pi/2), \quad (10.6)$$

т. е. отстает по фазе от силы тока на  $\pi/2$ , где  $U_{0c} = I_0/C\omega$  – амплитуда напряжения на емкости  $C$ .

При построении векторной диаграммы вектор тока откладывается горизонтально, поскольку он одинаков во всех последовательно соединенных элементах цепи  $R$ ,  $L$  и  $C$ . Вектора, соответствующие напряжениям, представляются с учетом соответствующего сдвига фаз относительно тока (рисунок 10.3).

$$U_{0R} = I_0 R, \quad U_{0L} = I_0 L \omega, \quad U_{0c} = I_0 / C \omega \quad (10.7)$$

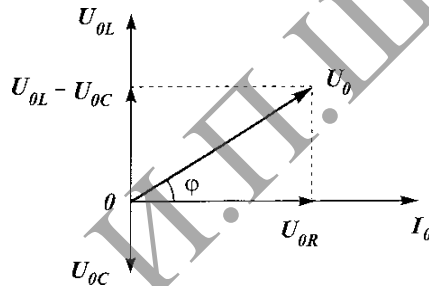


Рисунок 10.3. – Векторная диаграмма для цепи переменного тока, содержащая  $R$ ,  $L$ ,  $C$

Первый из них совпадает с направлением вектора, соответствующего току, а второй и третий повернуты на углы  $+\pi/2$  и  $-\pi/2$  относительно тока. При сложении этих векторов получается результирующий вектор, длина которого дает амплитуду приложенного напряжения  $U_0$ , а угол  $\varphi$  – разность фаз напряжения и тока.

$$U_0 = \sqrt{U_{0R}^2 + (U_{0L} - U_{0c})^2} = I_0 \sqrt{R^2 + (L\omega - 1/C\omega)^2}. \quad (10.8)$$

Отсюда получим выражение для силы тока:

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} = \frac{U_0}{Z}. \quad (10.9)$$

Величина  $Z = \sqrt{R^2 + (L\omega - 1/C\omega)^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}$  называется полным сопротивлением (импедансом) цепи,  $X_L = L\omega$  – индуктивным сопротивлением,  $X_C = 1/C\omega$  – емкостным сопротивлением, а  $X = L\omega - 1/C\omega$  – реактивным сопротивлением цепи. Это выражение представляет собой закон Ома для данной цепи, поскольку связывает амплитудные значения тока и напряжения постоянным коэффициентом  $Z$  (при постоянных  $R, L, C$  и  $\omega$ ).

Сдвиг фаз между током и напряжением также определяется из векторной диаграммы:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{R} (L\omega - 1/C\omega) = \frac{X}{R}. \quad (10.10)$$

Анализ выражений (10.9) и (10.10) показывает, что частоту  $\omega$  (при постоянных значениях  $L$  и  $C$ ) можно подобрать так, чтобы индуктивное и емкостное сопротивления были одинаковыми:

$$L\omega = 1/C\omega. \quad (10.11)$$

При этом реактивное сопротивление  $X$  цепи обращается в нуль, полное сопротивление  $Z$  минимально и равно только активному сопротивлению ( $Z = R$ ), сила тока и напряжение совпадают по фазе ( $\varphi = 0$ ), амплитуда силы тока  $I_0$  достигает максимальной величины:

$$I_{0\max} = U_0 / R. \quad (10.12)$$

При этих условиях амплитудные значения напряжений на емкости и индуктивности противоположны по фазе и равны по величине:

$$U_{0L} = U_{0C} = I_0 L\omega = I_0 \frac{1}{C\omega} = \frac{L\omega}{R} U_0 = \frac{1}{RC\omega} U_0$$

и поэтому это явление называется резонансом напряжений (на индуктивности и емкости), а частота  $\omega_{\text{рез}}$ , при которой достигается резонанс – резонансной частотой. Она находится из соотношения (10.11):

$$\omega_{\text{рез}} = 1/\sqrt{LC}. \quad (10.13)$$

Период колебаний тока и напряжений при резонансе  $T_{\text{рез}} = 2\pi\sqrt{LC}$ .

Поскольку напряжения на индуктивности и емкости изменяются в противоположных фазах, то суммарное напряжение на участке индуктивность–емкость равно нулю, хотя напряжения на индуктивности и емкости по отдельности могут быть весьма значительными и даже большими, чем напряжение на концах всей цепи.

Действительно, если  $L\omega = 1/C\omega > R$ , то, как следует из выражения (10.11),  $U_{0L} = U_{0C} > U_0$ , что может быть опасным для цепи.

Условие резонанса может быть достигнуто разными способами: подбором частоты  $\omega$  при постоянных значениях  $L$  и  $C$ ;

подбором индуктивности  $L$  при постоянных значениях  $\omega$  и  $C$ ;  
 подбором емкости  $C$  при постоянных значениях  $\omega$  и  $L$ .

Зависимость амплитуды силы тока  $I_0$  от частоты  $\omega$  графически изображена на рисунке 10.4. Представленные кривые называются резонансными. Чем меньше активное сопротивление  $R$ , тем круче и острее кривая, а чем больше  $R$ , тем кривая более пологая.

Зависимость сдвига фаз  $\varphi$  от частоты  $\omega$  графически изображена на рисунке 10.5, где приведены две кривые для разных значений активного сопротивления  $R$ . При частотах  $\omega < \omega_{рез}$  сдвиг фаз  $\varphi < 0$ , т. е. в цепи преобладает емкостное сопротивление. При  $\omega > \omega_{рез}$  сдвиг фаз  $\varphi > 0$ , и в цепи преобладает индуктивное сопротивление. При резонансе ( $\omega = \omega_{рез}$ ) величина  $\varphi = 0$ .

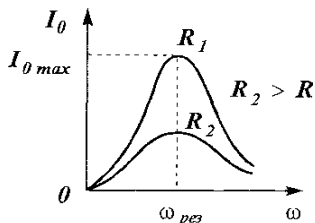


Рисунок 10.4. – Зависимость амплитуды тока от частоты

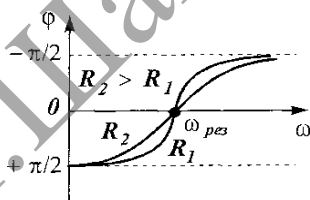


Рисунок 10.5. – Зависимость сдвига фаз от частоты

Все рассмотренные соотношения справедливы и для действующих значений  $I$  и  $U$ , так как последние отличаются от амплитудных только постоянным множителем.

## 2 Резонанс токов в цепях переменного тока

Резонанс токов возникает в электрических цепях при параллельном соединении нагрузок  $R$ ,  $L$  и  $C$  (рисунок 10.6). Обычно в катушках индуктивности активное сопротивление намного меньше индуктивного ( $R_L \ll L\omega$ ). Поэтому в первом приближении величиной  $RL$  можно пренебречь.

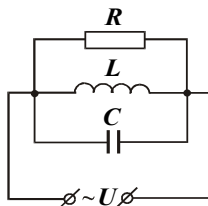


Рисунок 10.6. – Резонанс токов

Для определения силы тока (она равна сумме токов в отдельных ветвях) построим диаграмму токов (рисунок 10.7). Поскольку в данном случае общим для всех ветвей является общее напряжение  $u = U_0 \sin \omega t$ , подведенное к цепи, то за основу при построении векторной диаграммы берется амплитуда напряжения  $U_0$ .

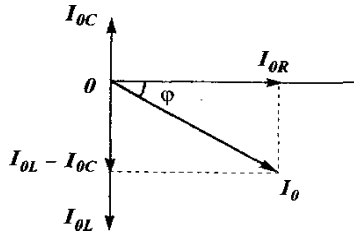


Рисунок 10.7. – Векторная диаграмма токов

Амплитудные значения силы токов в ветвях на диаграмме представляются соответствующими векторами:

$$I_{0R} = U_0 / R, \quad I_{0L} = U_0 / L\omega \quad \text{и} \quad I_{0C} = U_0 C\omega. \quad (10.14)$$

Первый из них совпадает с осью напряжения  $U_0$  (горизонтальной осью), а второй и третий повернуты на углы  $-\pi/2$  и  $+\pi/2$  соответственно (в ветви  $L$  сила тока отстает от напряжения на  $\pi/2$ , а в ветви  $C$  опережает на  $\pi/2$ ).

Из векторной диаграммы найдем амплитуду полного тока  $I_0$  (тока в магистрале) и разность фаз  $\varphi$  между силой тока и напряжением:

$$I_0 = U_0 \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\frac{1}{L\omega} - C\omega\right)^2} = U_0 Y = \frac{U_0}{Z}; \quad \operatorname{tg} \varphi = R \left(\frac{1}{L\omega} - C\omega\right). \quad (10.15)$$

Величина  $Y = \frac{1}{Z} = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\frac{1}{L\omega} - C\omega\right)^2}$  называется полной проводимостью цепи.

Если частоту  $\omega_{рез}$  подобрать так (при постоянных величинах  $L$  и  $C$ ), чтобы реактивные проводимости ветвей  $L$  и  $C$  были одинаковыми:

$$\frac{1}{L\omega_{рез}} = C\omega_{рез}, \quad \omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (10.16)$$

то амплитуда силы тока в цепи достигнет минимального значения (рисунок 10.8)

$$I_{0\min} = \frac{U_0}{R}, \quad (10.17)$$

а сдвиг фаз станет равным нулю ( $\varphi = 0$ ).

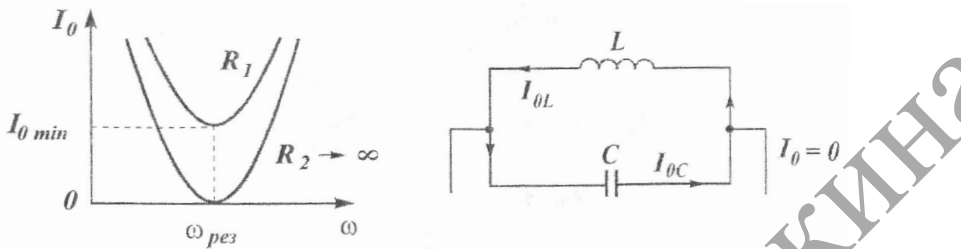


Рисунок 10.8. – Резонансная частота

Участок цепи в этом случае эквивалентен «чисто активному» сопротивлению  $R$ . При этом возможно возникновение больших сил токов в ветвях  $L$  и  $C$ , даже превышающих силу тока в магистрали  $I_0$ . Из выражения (10.14) следует, что при этих условиях колебания тока на катушке индуктивности и конденсаторе имеют одинаковые амплитуды:

$$I_{0L} = I_{0C} = \frac{U_0}{L\omega} = U_0 C \omega = \frac{R I_0}{L\omega} = R I_0 C \omega. \quad (10.18)$$

Если активное сопротивление  $R > L\omega = 1/C\omega$ , то  $I_{0L} = I_{0C} > I_0$ .

В частном случае, когда ветвь  $R$  отсутствует ( $R \rightarrow \infty$ ), сила тока в магистрали станет равной нулю (рисунок 10.8). Силы токов в ветвях  $L$  и  $C$  равны по величине, но различаются по фазе на  $\pi$ . Поэтому ток циркулирует только в контуре  $LC$  и отсутствует в магистральной цепи. Такое явление называется резонансом токов (в ветвях  $L$  и  $C$ ).

Для реальных катушек индуктивности их активное сопротивление  $R_L \neq 0$ . Его учет несколько изменит  $\varphi$  и  $U_0$ , но суть физического явления останется прежней. Резонанс токов может быть достигнут не только подбором частоты  $a$ , но и подбором величин  $L$  и  $C$  в соответствии с условием (10.14).

Все соотношения, установленные для амплитудных напряжений и сил токов, будут справедливы и для их действующих значений.

Явление резонанса токов используется в фильтрах (поскольку контур для резонансной частоты является бесконечно большим сопротивлением), резонансных усилителях, нагревательных печах и т. д.

### Описание установки

Лабораторная установка представляет собой микропроцессорную систему. Измерения действующих и мгновенных значений напряжения и тока производится с помощью аналого-цифрового преобразователя. Экран графического дисплея имеет разрешение  $320 \times 240$  точек (рисунок 10.9).





Рисунок 10.9. – Общий вид установки

В автоматическом режиме для выбранной нагрузки на экран графического дисплея выводятся мгновенные значения напряжения и силы тока для частот в интервале от 10 до 648 Гц с шагом 2 Гц. После перебора всех частот на экран выводится график зависимости действующего значения силы тока от частоты  $I = I(\nu)$ . На цифровом дисплее высвечиваются действующие значения напряжения и силы тока в выбранной точке. На графическом дисплее отображается значение частоты.

Передняя панель установки представлена на рисунке 10.10.



Рисунок 10.10. – Передняя панель установки

На передней панели прибора расположены элементы управления и информации. Круглые галетные переключатели вводят нагрузки  $R$ ,  $L$  и  $C$ . Тумблер определяет способ включения нагрузок.

Значения индуктивностей:  $L_1 = 0,3$  Гн,  $L_2 = 0,4$  Гн,  $L_3 = 0,5$  Гн,  $L_4 = 0,6$  Гн,  $L_5 = 0,7$  Гн,  $L_6 = 0,8$  Гн,  $L_7 = 0,9$  Гн,  $L_8 = 1,0$  Гн,  $R_{L1} = R_{L2} = R_{L3} = R_{L4} = R_{L5} = R_{L6} = R_{L7} = R_{L8} = 68$  Ом.

Кнопкой  $\uparrow A$  устанавливается амплитуда исследуемого сигнала в относительных единицах от 0,2 до 1,0. Кнопка «Режим» запускает автоматический режим изучения электрического резонанса. После вывода на экран график зависимости действующего значения силы тока от частоты кнопками  $1 \triangleright$ ,  $\triangleleft 1$ ,  $10 \triangleright$ ,  $\triangleleft 10$  вертикальная курсорная линия (в дальнейшем

курсор) перемещается вдоль горизонтальной оси соответственно на 2 или 20 Гц. Кнопка «Тип контура» переключает установку в режим резонанса напряжений (SEQ) или токов (ARS). Кнопка «Обзор» позволяет вернуться к предыдущему графику, соответствующему другому набору нагрузок. Кнопка «Режим» переключает установку в автоматический или ручной режим. С помощью кнопки «Печать» можно вывести информацию на печать. Ручной режим и кнопка  $F\uparrow$  в данной работе не используются.

### Порядок выполнения работы

#### Задание 1. Резонанс напряжений

**I** Включить лабораторную установку, нажав кнопку на задней стенке прибора.

**II** Кнопкой «Тип контура» включить режим резонанса напряжений (на экране графического дисплея высветится *AUTO Circuit: SEQ*).

**III** Переключателем L ввести индуктивность  $L_1$ , переключателем R ввести активное сопротивление  $R_1$ , переключателем C ввести емкость  $C_1$ , кнопкой  $\uparrow A$  установить амплитуду исследуемого сигнала  $I_0$ , кнопкой «Режим» включить автоматический режим работы (на экране графического дисплея высветится *Mode: RILIC1 A = 1,0 F = 10 Hz*).

**IV** Кнопкой «Ввод» запустить автоматический режим работы и наблюдать на экране графического дисплея, как изменяются с увеличением частоты  $\nu$  графики мгновенных значений напряжения  $u = u(t)$ , силы тока  $i = i(t)$ , амплитуда силы тока  $I_0$  и разность фаз  $\varphi$  между силой тока и напряжением. (Для всех нагрузок график для напряжений начинается в начале координат). Частота изменяется от 10 до 648 Гц с шагом 2 Гц.

**V** После высвечивания на экране графика зависимости действующего значения силы тока от частоты  $I = I(\nu)$  с помощью кнопок  $10\blacktriangleright$ ,  $\blacktriangleleft 10$  передвигать курсор через 20 Гц в пределах графика. На цифровом дисплее будут высвечиваться действующие значения напряжения (оно не зависит от частоты) и силы тока. На графическом дисплее высветится значение частоты.

**VI** С помощью кнопок  $1\blacktriangleright$ ,  $\blacktriangleleft 1$  передвигая курсор через 2 Гц возле максимального значения тока, определить резонансную частоту  $\nu_{рез}$  и соответствующие значения силы тока  $I_{0max}$  и напряжения  $U_0$ . Записать значения напряжения, силы и частоты тока в таблицу и построить график  $I = I(\nu)$ . Нажать кнопку «Сброс».

$\nu$ , Гц	10	30	50	...	310	410	510	10
$U$ , В								
$I$ , мА								

Используя формулы (10.12) и (10.13), рассчитать активное сопротивление  $R_1$  и емкость  $C_1$ .

**VII** Переключателем «R» ввести активное сопротивление  $R_3$ , значения  $L$  и  $C$  оставить без изменений. Повторить измерения. Рассчитать активное сопротивление  $R_3$ . Сравнить резонансные частоты и действующие значения силы тока при резонансе для  $R_1$  и  $R_3$ .

**VIII** Повторить измерения, изменив значение емкости (по указанию преподавателя). Рассчитать значение емкости. Сравнить резонансные частоты и действующие значения силы тока при резонансе для разных значений емкости.

**IX** Повторить измерения, изменив значение индуктивности (по указанию преподавателя). Рассчитать значение индуктивности. Сравнить резонансные частоты и действующие значения силы тока при резонансе для разных значений индуктивности.

## **Задание 2. Резонанс токов**

**I** Кнопкой «Тип контура» включить режим резонанса токов (на экране графического дисплея высветится *AUTO Circuit: ARS*)

**II** Ввести индуктивность  $L_1$ , емкость  $C_1$ , активное сопротивление  $R_4$ , амплитуду сигнала установить 1,0 кнопкой «Режим» включить автоматический режим работы. В случае несовместимости нагрузок ( $R = 0$ ) на табло высвечивается *Mode = Error*.

**III** Кнопкой «Ввод» запустить автоматический режим работы и наблюдать на экране графического дисплея, как изменяются с увеличением частоты  $\nu$  графики мгновенных значений  $u = u(t)$ ,  $i = i(t)$ , амплитуда силы тока  $I_0$  и разность фаз  $\varphi$  между силой тока и напряжением. (Для всех нагрузок график для напряжений начинается в начале координат).

**IV** После высвечивания на экране графика зависимости действующего значения силы тока от частоты  $I = I(\nu)$  с помощью кнопок  $10 \blacktriangleright$ ,  $\blacktriangleleft 10$  передвигать реперную линию через 20 Гц.

С помощью кнопок  $1 \blacktriangleright$ ,  $\blacktriangleleft 1$  передвигая курсор через 2 Гц возле минимального значения тока, определить резонансную частоту  $\nu_{рез}$  и соответствующие значения силы тока  $I_0$  и напряжения  $U_0$ . Записать значения напряжения и силы тока в таблицу и построить график  $I = I(\nu)$ . Нажать кнопку «Сброс».

**V** Используя формулы (10.16) и (10.17), рассчитать значения  $C_1$  и  $R_4$ .

**VI** Ввести активное сопротивление  $R_5$ , значения  $L$  и  $C$  оставить без изменений. Повторить измерения. Рассчитать активное сопротивление. Сравнить резонансные частоты и действующие значения силы тока при резонансе для  $R_4$  и  $R_5$ .

**VII** Ввести индуктивность  $L_1$ , емкость  $C_3$ , активное сопротивление  $R_5$ . Повторить измерения. Рассчитать значение емкости. Сравнить с результатами предыдущего измерения.

**VIII** Оценить погрешности измерений.

**IX** Выключить лабораторную установку.

**Литература:**

1. Родин, С. В. Электромагнетизм. Лабораторный практикум: учеб.-метод. пособие / С. В. Родин. – Минск: БГУИР, 2013. – 58 с.
2. Сивухин, Д. В. Общий курс физики: в 5 т. / Д. В. Сивухин. – М.: Физматлит, МФТИ, 2002. – Т. 3. – 568 с.
3. Калашников, С. Г. Электричество / С. Г. Калашников. – М.: Наука, 1977. – 356 с.

## Лабораторная работа № 11

### ИЗУЧЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ. ИЗУЧЕНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ

**Цель работы:** изучить переходные процессы в электрических цепях. Определить основные параметры цепей, содержащих конденсатор или (и) катушку индуктивности.

**Приборы и оборудование:** установка для изучения релаксационных процессов.

#### Краткая теория

В реальных электрических приборах и элементах электрической цепи при протекании тока возникает магнитное поле, выделяется теплота и могут накапливаться заряды. Для упрощения расчетов вводят понятие об идеализированных элементах электрической цепи с одной наиболее выраженной характеристикой: катушка (соленоид) с индуктивностью  $L$ , конденсатор с емкостью  $C$ , резистор с сопротивлением  $R$ .

При замыкании источника на идеальный резистор в лабораторной установке, протяженность электрической цепи в которой достаточно мала, можно считать, что распространение электромагнитного поля происходит за очень малый промежуток времени. Под действием поля во всей цепи возникает направленное движение зарядов, и если цепь не содержит емкость и индуктивность, то сила тока и напряжение на различных элементах устанавливаются практически мгновенно.

Если электрическая цепь содержит конденсатор или (и) катушку, то установление электрических параметров в цепи происходит в течение определенного промежутка времени. Переходным называется процесс, в течение которого происходит установление определенных значений токов и напряжений в электрической цепи.

#### 1 Переходные процессы в цепи с конденсатором

##### 1.1 Процесс зарядки конденсатора

Рассмотрим цепь, состоящую из источника постоянного напряжения  $U_0$  конденсатора емкостью  $C$  и резистора  $R$ , сопротивление которого эквивалентно общему сопротивлению источника и соединительных проводов (рисунок 11.1).

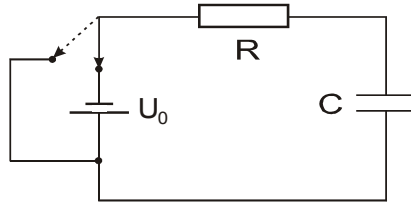


Рисунок 11.1. – Электрическая цепь, содержащая конденсатор

В момент подключения источника к цепи с резистором и незаряженным конденсатором емкостью  $C$  напряжение на резисторе  $u$  равно напряжению источника, что и определяет силу тока в начальный момент времени:

$$U_R = I_0 R, \quad I_0 = \frac{U_0}{R}.$$

При протекании тока накапливается заряд  $q$  на пластинах конденсатора и увеличивается напряжение  $u_C$  на нем. Следовательно, в некоторый момент времени:

$$U_0 = u + u_C, \quad u_C = \frac{q}{C}, \quad iR = u = U_0 - u_C.$$

Из последнего выражения следует, что по мере увеличения заряда и напряжения на конденсаторе ток в цепи убывает. Продифференцируем это выражение по времени, считая напряжение источника постоянным:

$$\frac{di}{dt} R = -\frac{dq}{C dt} = -\frac{i}{C}, \quad \text{так как } \frac{dq}{dt} = i.$$

Разделим переменные и проинтегрируем, считая, что ток изменяется от  $I_0$  до нуля:

$$\frac{di}{i} = -\frac{dt}{RC}, \quad \int_{I_0}^0 \frac{di}{i} = -\int_0^t \frac{dt}{RC}, \quad i = I_0 e^{-\frac{t}{RC}}.$$

Напряжение на резисторе в зависимости от времени изменяется по закону:

$$u = RI_0 e^{-\frac{t}{RC}} = U_0 e^{-\frac{t}{RC}}, \quad (11.1)$$

а напряжение на конденсаторе:

$$u_C = U_0 - u_R = U_0 (1 - e^{-\frac{t}{RC}}) = U_0 (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}). \quad (11.2)$$

Величина  $\tau = RC$  имеет размерность времени и называется постоянной времени данной цепи или временем релаксации. За промежуток времени  $t = \tau$  ток в цепи уменьшается в  $e \approx 2,7$  раза, а напряжение на конденсаторе за это же время возрастает от нуля до  $0,63U_0$ . Графики изменения тока в цепи и напряжения на конденсаторе представлены на рисунке 11.2.

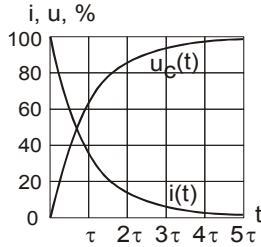


Рисунок 11.2. – Зависимости изменения силы тока и напряжения на конденсаторе

### 1.2 Процесс разрядки конденсатора через сопротивление

При отключении источника и замыкании заряженного конденсатора на сопротивление начинается процесс его разрядки. Сила тока в цепи определяется убылью заряда на пластинах конденсатора.

Чтобы получить зависимость силы тока в цепи от времени, используем, что в данной цепи, напряжение на активном сопротивлении в любой момент равно напряжению на конденсаторе  $u = u_c$ , заряд на конденсаторе  $q_c = Cu_c$ , ток в цепи  $i = -\frac{dq}{dt}$ . Тогда  $\frac{u}{R} = -\frac{Cdu}{dt}$ . Разделим переменные и проинтегрируем, считая, что напряжение на конденсаторе в начальный момент времени  $t = 0$  равно  $U_0$ .

$$\int_{U_0}^u \frac{du}{u} = -\frac{1}{RC} \int_0^t dt \quad u = U_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (11.3)$$

где  $\tau = RC$  – время релаксации.

На рисунке 11.3 представлены графики изменения тока и напряжения в цепи при разрядке конденсатора.

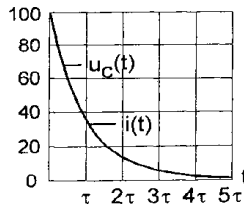


Рисунок 11.3. – Разрядка конденсатора

### 1.3 Саморазрядка конденсатора

Электрическое поле конденсатора, отсоединенного от источника питания и с изолированными обкладками, не может сохраняться бесконечно долго, так как диэлектрик реального конденсатора всегда обладает хотя и малой, но отличной от нуля проводимостью или удельным сопротивлением большой, но не бесконечной величины. Разрядка конденсатора из-за тока в реальном диэлектрике называется саморазрядкой.

Если диэлектрик однороден, то время релаксации при саморазрядке не зависит от формы обкладок и расстояния между ними. Покажем это для плоского конденсатора, емкость которого рассчитывается по формуле:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d},$$

где  $S$  – площадь пластины конденсатора;  $d$  – расстояние между пластинами;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость диэлектрика;  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  – электрическая постоянная.

Если пренебречь сопротивлением пластин конденсатора по сравнению с диэлектриком, сопротивление последнего можно представить в виде сопротивления проводника  $R = \frac{\rho d}{S}$ , где  $\rho$  – удельное сопротивление диэлектрика.

$$\text{Тогда } \tau = \frac{\rho d}{S} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} = \varepsilon_0 \varepsilon \rho.$$

Таким образом, время релаксации при саморазрядке зависит только от физических свойств диэлектрика и пропорционально произведению его диэлектрической проницаемости на удельное сопротивление.

### 1.4 Релаксационный генератор на ОУ

Процессы разрядки и зарядки конденсатора могут быть использованы для получения периодического сигнала. При таких процессах напряжение на конденсаторе через определенный промежуток времени восстанавливается до исходного значения, и, поэтому устройство, в котором реализуется подобный периодический процесс, называется релаксационным (relaxation – восстановление) генератором.

Переключение конденсатора с режима зарядки на режим разрядки производится с помощью операционного усилителя (ОУ), который подключен в режиме ограничения. При подаче питающих напряжений на схему на выходе ОУ всегда имеется напряжение смещения, которое по цепи обратной связи подается на вход ОУ.

Если на выходе напряжение достигает установленной величины, то входное напряжение скачком изменяется на напряжение, противоположное по знаку, и конденсатор начинает разряжаться.

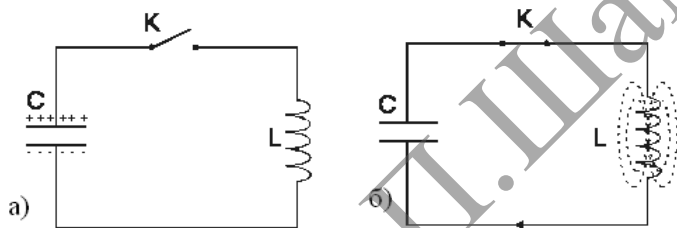


Периодический сигнал релаксационного генератора может быть достаточно легко трансформирован в импульсы различной формы, например прямоугольной, и соответственно использован в определенных электронных устройствах.

## 2.1 Разрядка конденсатора через катушку (колебательный контур).

### Идеальный колебательный контур

Если заряженный конденсатор (рисунок 11.4а) замкнуть на катушку индуктивности, то в контуре возникает убывающий по величине ток. При протекании изменяющегося по величине тока в катушке возникает переменный магнитный поток. По закону электромагнитной индукции возникает ЭДС индукции, противодействующая убыванию тока, поддерживающая ток и после окончательной разрядки конденсатора.



а) зарядка конденсатора; б) разрядка конденсатора  
Рисунок 11.4. – Идеальный колебательный контур

Заряженный конденсатор обладает энергией  $W = \frac{q_0^2}{2C}$ , где  $q_0$  – заряд конденсатора в начальный момент времени.

Эта энергия при разрядке конденсатора переходит в энергию магнитного поля тока. Когда конденсатор полностью разрядится, то ток в цепи поддерживается за счет энергии магнитного поля (рисунок 11.4б), что приводит к перезарядке конденсатора и соответственно к переходу энергии магнитного поля в энергию электрического поля.

Таким образом, в рассмотренной цепи наблюдается колебательный процесс, причем происходят колебания не только энергии электрического и магнитного полей, но и величины силы тока в цепи, а также напряжения и заряда на конденсаторе. Характеристики этих колебаний определяются только параметрами данной цепи, и, поэтому такие колебания называются собственными или свободными.

Поэтому цепь, состоящая из катушки индуктивности и конденсатора, называется колебательным контуром.

В реальном колебательном контуре необходимо учитывать сопротивление входящих в него проводников, а, следовательно, при протекании

тока часть энергии электрического и магнитного полей выделяется в виде теплоты. Поэтому в реальном колебательном контуре электромагнитные колебания очень быстро прекращаются, а сопротивление, на котором энергия электрического тока переходит в тепловую, называется активным.

Рассмотрим идеальный колебательный контур, активное сопротивление которого  $R = 0$ . Пусть в начальный момент времени конденсатор полностью заряжен (рисунок 11.4а) и разряжен (рисунок 11.4б).

Если потерь энергии на активном сопротивлении нет, то в некоторый момент времени эта начальная энергия конденсатора будет распределена между энергией электрического поля в конденсаторе и магнитного поля в соленоиде:

$$\frac{q_0^2}{2C} = \frac{q^2}{2C} + \frac{Li^2}{2}, \quad (11.4)$$

где  $q$  и  $i$  – значение заряда конденсатора и силы тока в цепи в данный момент времени. Для нахождения закона изменения заряда на конденсаторе продифференцируем выражение (11.4) по времени. После сокращения на  $i = \frac{dq}{dt}$  и с учетом того, что  $\frac{di}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$ , получим:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{LC} = 0.$$

Полученное уравнение является уравнением гармонических колебаний с собственной частотой  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  и периодом  $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$  (формула Томсона). Решение этого уравнения с учетом начального условия, что  $q(0) = q_0$  можно записать в виде  $q(t) = q_0 \cos \omega_0 t$ . Сила тока в контуре  $i = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_0 \sin \omega_0 t = I_0 \cos\left(\omega_0 t - \frac{\pi}{2}\right)$ , напряжение на конденсаторе  $u = \frac{q_0}{C} \cos \omega_0 t$ .

Из этих уравнений следует, что ток опережает по фазе колебания заряда и напряжения на  $\pi/2$ , т. е. когда ток достигает максимальной величины, заряд и напряжение на конденсаторе равны нулю и наоборот (рисунок 11.5).

Так как при  $R = 0$  потерь энергии на тепло нет, то выполняется закон сохранения энергии:

$$\frac{q_0^2}{2C} = \frac{q^2}{2C} + \frac{Li^2}{2} = \frac{Li_0^2}{2} = const. \quad (11.5)$$

Следовательно, колебания заряда, тока и напряжения происходят с постоянной амплитудой, т. е. свободные колебания в идеальном контуре являются незатухающими.

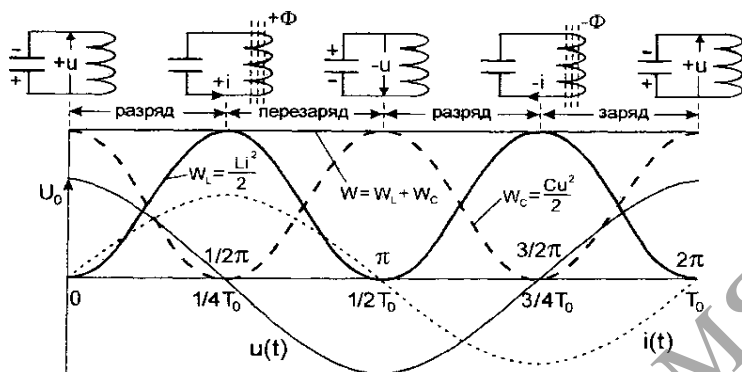


Рисунок 11.5. – Свободные колебания в идеальном контуре

Энергия электрического поля в конденсаторе и магнитного поля в катушке индуктивности остаются все время положительными, но изменяются по величине с периодом в 2 раза меньшим, чем период колебаний величины заряда и тока (рисунок 11.5).

## 2.2 Свободные колебания в контуре с активным сопротивлением

Реальный контур обладает активным сопротивлением, и энергия колебаний переходит в тепловую, поэтому амплитуда колебаний со временем уменьшается, а колебания называют затухающими.

Уравнение свободных колебаний заряда для контура с активным сопротивлением можно записать в виде:

$$q'' + 2\beta q' + \omega_0^2 q = 0,$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}, \quad \beta = \frac{R}{2L}. \quad (11.6)$$

Можно показать, что при  $\beta < \omega_0$  решением этого уравнения является функция

$$q = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi), \quad (11.7)$$

где  $q_0$  и  $\varphi$  – произвольные постоянные, определяемые начальными условиями. Соответственно выражение для напряжения на конденсаторе при  $\varphi = 0$  имеет вид:

$$u = U_0 e^{-\beta t} \cos \omega t, \quad (11.8)$$

где  $U_0$  – амплитуда напряжения в момент времени  $t = 0$ .

Циклическая частота затухающих колебаний определяется выражением:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}. \quad (11.9)$$

В этом случае колебания не периодические (рисунок 11.6а), а затухающие, при этом величину:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} = \frac{T_0}{\sqrt{1 - \beta^2 / \omega_0^2}} \quad (11.10)$$

называют периодом затухающих колебаний, где  $T_0$  – период свободных незатухающих колебаний.

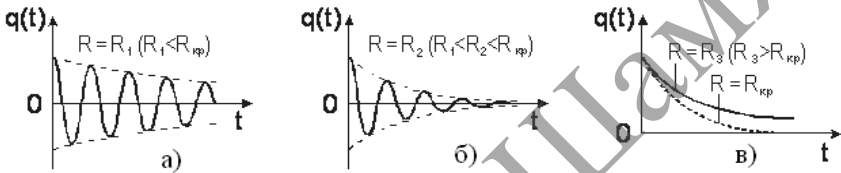


Рисунок 11.6. – Затухающие электромагнитные колебания

Множитель  $q_0 e^{-\beta t}$  называют амплитудой затухающих колебаний, а  $\beta$  – коэффициентом затухания. Величина

$$\tau = \frac{1}{\beta} \quad (11.11)$$

называется временем релаксации или временем затухания, за которое амплитуда колебаний уменьшается в  $e = 2,72$  раза.

Чем более активное сопротивление контура, тем быстрее затухают электромагнитные колебания (рисунок 11.6а–в). Для характеристики скорости уменьшения амплитуды колебаний вводят логарифмический декремент затухания, равный натуральному логарифму отношения двух значений амплитуд, взятых через время, равное периоду колебаний:

$$\lambda = \frac{\ln A(t)}{A(t+T)} = \beta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_\tau}, \quad (11.12)$$

где  $N_\tau$  – число колебаний за время релаксации  $\tau$ ,  $A(t)$  – амплитудное значение соответствующей величины –  $q_0$ ,  $U_0$  или  $I_0$ .

Если затухание мало, т. е.  $\beta \ll \omega_0$ , то  $\omega \approx \omega_0 = 1/\sqrt{LC} = 2\pi/T_0$ .

Тогда:

$$\lambda \approx \frac{2\pi\beta}{\omega_0} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}. \quad (11.13)$$

Ток в контуре  $i = \frac{dq}{dt} = q_0(-\beta e^{-\beta t} \cos \omega t - e^{-\beta t} \sin \omega t)$ . При  $\beta \ll \omega_0$  ток  $i = -q_0 \omega_0 e^{-\beta t} \sin \omega_0 t$ . Поэтому электромагнитная энергия колебательного контура в этом случае:

$$W = \frac{Li^2}{2} + \frac{q^2}{2C} = \frac{1}{2} L q_0^2 \omega_0^2 e^{-2\beta t} \sin^2 \omega_0 t + \frac{1}{2C} q_0^2 e^{-2\beta t} \cos^2 \omega_0 t = \frac{q_0^2}{2C} e^{-2\beta t}. \quad (11.14)$$

Из выражения (11.14) видно, что энергия контура затухает с коэффициентом затухания  $2\beta$ .

Для характеристики энергетических потерь в колебательном контуре вводится понятие добротности контура, как умноженное на  $2\pi$  отношение энергии контура к потере энергии за период, т. е.

$$D = \frac{2\pi W}{T} \frac{dW}{dt}. \quad (11.15)$$

Так как  $\frac{dW}{dt} = -\frac{q_0}{C} \beta e^{-\beta t}$ , то

$$D = \frac{\pi}{\beta T} = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N_T. \quad (11.16)$$

При  $\beta \geq \omega_0$ , вместо колебаний, будет происходить аperiodический разряд конденсатора (рисунок 11.6в). Активное сопротивление контура, при котором наступает аperiodический процесс ( $\beta = \omega_0$ ), называется критическим

$$R_{кр} = 2\sqrt{L/C}. \quad (11.17)$$

При  $R = R_{кр}$  разряд происходит наиболее быстро.

### **Описание установки**

Система регистрации лабораторной установки представляет собой микропроцессорную систему. Измерения мгновенных значений напряжения в соответствующие моменты времени производят с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП).

На передней панели прибора (рисунок 11.7) расположены элементы управления и информации.

Лабораторная установка может работать в трех режимах. Необходимый режим включается кнопкой с соответствующим названием. Круглые галетные переключатели вводят необходимую нагрузку  $R1$ ,  $R2$  или  $R3$  для соответствующего режима: 1 или 2. Кнопка «Ввод» позволяет вывести на экран графического дисплея с разрешением  $320 \times 240$  точек зависимость мгновенного значения напряжения от времени. Кнопками «1▶», «◀1», «10▶», «◀10» вертикальная реперная линия перемещается вдоль горизонтальной

оси в *Режиме 1* на 1 или 10C в обе стороны, а в *Режимах 2* и 3 на 0,187 или 1,875 мс. Мгновенное значение напряжения в выбранный момент времени выводится на экран цифрового дисплея. Кнопками «←» и «→» реперная линия устанавливается в начало графика или его конец.

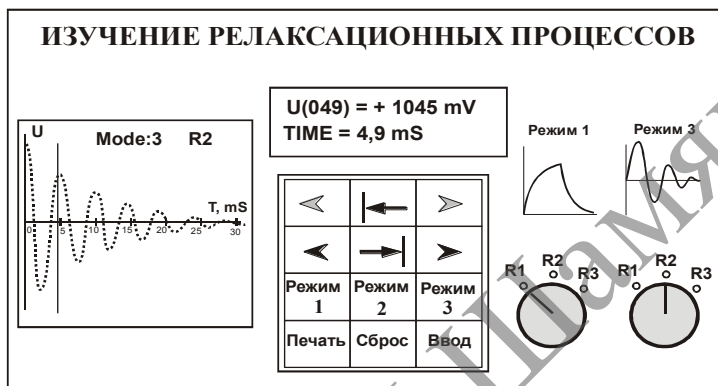


Рисунок 11.7. – Передняя панель установки

В *Режиме 1* изучается зарядка и разрядка конденсатора через одно из трех активных сопротивлений  $R_1$ ,  $R_2$  или  $R_3$ . Емкость конденсатора  $C = 470 \text{ мкФ}$ .

В *Режиме 2* изучаются свободные электромагнитные колебания для различных активных сопротивлений  $R_1$ ,  $R_2$  или  $R_3$  колебательного контура. Емкость конденсатора  $C = 1,22 \text{ мкФ}$ , индуктивность катушки  $L = 0,4 \text{ Гн}$ .

В *Режиме 3* демонстрируется работа идеального колебательного контура.

### Порядок выполнения работы

**I** Включить лабораторную установку, нажав кнопку на задней стенке прибора.

**II** Кнопкой на передней панели включить *Режим 1* по изучению процессов зарядки и разрядки конденсатора и соответствующим галетным переключателем ввести в цепь сопротивление  $R_1$ . На экране графического дисплея высветится надпись *Mode1, R1*.

**III** Кнопкой «Ввод» запустить работу установки в заданном режиме. В процессе работы на цифровом дисплее каждую секунду высвечивается время и соответствующее напряжение на конденсаторе. На графическом дисплее отображается процесс зарядки и разрядки конденсатора. После окончания этого процесса на графическом мониторе отображается график зависимости  $u = u(t)$ .

**IV** Кнопками «10▶» и «◀10» передвигать реперную линию на графическом дисплее через 10 секунд вдоль кривой, описывающей заряд конденсатора. С цифрового дисплея напряжение  $u$ , соответствующее заряду конденсатора, в каждой десятой точке записать в таблицу 11.1.

Таблица 11.1

	$t, c$	1	11	21	31	41	51	61	71	81	...	161
$R_1$	$u, B$											
	$\ln(U_0/(U_0-u))$											
$R_2$	$u, B$											
	$\ln(U_0/(U_0-u))$											
$R_3$	$u, B$											
	$\ln(U_0/(U_0-u))$											

**V** Провести аналогичные измерения для процесса разрядки конденсатора. Начальная точка  $t = 161 c$  соответствует максимальному значению напряжения  $U_0$ . Данные записать в таблицу 11.2.

Таблица 11.2

	$t, c$	161	171	181	191	201	211	221	231	241	...	321
$R_1$	$u, B$											
	$\ln(U_0/u)$											
$R_2$	$u, B$											
	$\ln(U_0/u)$											
$R_3$	$u, B$											
	$\ln(U_0/u)$											

**VI** Для сопротивлений  $R_2$  и  $R_3$  повторить аналогичные измерения и данные занести в таблицы 11.1 и 11.2.

**VII** На одном графике построить зависимость  $u = u(t)$ , описывающую заряд и разряд конденсатора, для трех сопротивлений  $R_1$ ,  $R_2$  и  $R_3$ . Проанализировать различие в графиках.

**VIII** Прологарифмировать выражение (11.2) для заряда конденсатора и привести его к линейному виду  $y = kt$ , где  $y = \ln(U_0/(U_0 - u))$ ,  $k = 1/\tau$ . Рассчитать значения логарифма в интервале 0–101 с для сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$ , а для сопротивления  $R_3$  – в интервале 0–51 с и занести эти данные в таблицу 11.1. На одном графике построить зависимости  $y = kt$  для всех сопротивлений. Убедится в линейности исследуемых зависимостей. Используя метод наименьших квадратов или графический метод, рассчитать время релаксации  $\tau = RC$  для исследуемых сопротивлений и величину сопротивлений  $R_1$ ,  $R_2$  и  $R_3$  (учесть, что  $C = 470 \text{ мкФ}$ ).

**IX** Привести выражение (11.3) для разряда конденсатора к линейному виду  $y = kt$ , где  $y = \ln U_0/u$ ,  $k = 1/\tau$ . Рассчитать значения логарифма в

интервале 161–261 с и занести эти данные в таблицу 11.2. Построить графики зависимости  $y = kt$  для всех сопротивлений. Убедиться в линейности исследуемых зависимостей. Рассчитать время релаксации и величину исследуемых сопротивлений. Сравнить с результатами, полученными в п. 8.

**X** Перевести установку в *Режим 2*, вторым переключателем ввести в цепь сопротивление  $R_1$ . На экране графического дисплея высветится надпись *Mode2, R1*.

**XI** Кнопкой «Ввод» вывести на экран графического дисплея график зависимости  $u = U_0 e^{-\beta t} \cos \omega t$ , описывающей свободные затухающие колебания напряжения на конденсаторе в колебательном контуре с активным сопротивлением  $R_1$ .

**XII** Кнопками «1►», «◄1», «10►», «◄10» последовательно установить реперную линию в экстремумы исследуемой зависимости. Определить на цифровом дисплее амплитуды затухающих колебаний  $U = U_0 e^{-\beta t}$  в первых 10 экстремумах (максимальные и минимальные значения напряжения) и соответствующие моменты времени. Записать эти данные в таблицу 11.3. Здесь первому номеру экстремума соответствует начальный момент времени  $t = 0$ .

Таблица 11.3

	Номер экстремума	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$R_1$	$t, \text{мс}$										
	$ U , \text{В}$										
	$\ln  U_0/U $										
$R_2$	$t, \text{мс}$										
	$ U , \text{В}$										
	$\ln  U_0/U $										
$R_3$	$t, \text{мс}$								X	X	X
	$ U , \text{В}$								X	X	X
	$\ln  U_0/U $								X	X	X

**XIII** Аналогичные измерения проделать для сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$ . Для  $R_3$  ограничиться 7 экстремумами, это связано с быстрым затуханием колебаний.

**XIV** Прологарифмировать выражение для амплитуды затухающих колебаний и привести его к линейному виду  $y = kt$ , где  $y = \ln U_0/U$ ;  $k = \beta$ ,  $U_0$  – амплитуда напряжения при  $t = 0$ . Рассчитать значения логарифма для всех сопротивлений и записать эти данные в таблицу 11.3.

**XV** На одном графике построить зависимость  $y = kt$  для всех исследуемых сопротивлений. Убедитесь в линейности исследуемых зависимостей. Используя метод наименьших квадратов или графический метод, рассчитать коэффициент затухания  $\beta$ .



**XVI** Используя формулы (11.6), (11.10), (11.11), (11.12), (11.15) и (11.16) для всех нагрузок вычислить активное сопротивление  $R$ , период затухающих колебаний  $T$ , время релаксации  $\tau$ , число колебаний за время релаксации  $N_\tau$ , добротность контура  $D$  и критическое сопротивление  $R_{кр}$  (учесть, что  $C = 1,22 \text{ мкФ}$ ;  $L = 0,4 \text{ Гн}$ ).

**XVII** Оценить погрешность измерений.

**XVIII** Выключить лабораторную установку.

**Литература:**

1. Калашников, С. Г. Электричество / С. Г. Калашников. – М.: Наука, 1977. – 356 с.
2. Телеснин, Р. В. Курс физики. Электричество / Р. В. Телеснин, В. Ф. Яковлев. – М.: Просвещение, 1969. – 400 с.
3. Савельев, И. В. Курс общей физики. Электричество и магнетизм. Волновая оптика / И. В. Савельев. – М.: Наука, 1970. – 517 с.

## Лабораторная работа № 12

### ИЗУЧЕНИЕ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕЛА

**Цель работы:** изучить законы теплового излучения и построить кривые излучения.

**Приборы и оборудование:** установка для изучения законов теплового излучения.

#### Краткая теория

Электромагнитное излучение, испускаемое телом вследствие изменения его внутренней энергии, называется тепловым.

Тепловое излучение является равновесным. 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 энергии излучения, а частично – в виде внутренней энергии тела. Состояние системы будет равновесным, если с течением времени распределение энергии между телом и веществом не изменяется.

Тело, нагретое до более высокой температуры, чем окружающая среда, при помещении внутрь полости в единицу времени будет излучать больше энергии, чем поглощать. Это приведет к понижению его температуры с течением времени. Изменение температуры тела прекратится при установлении в системе термодинамического равновесия, при котором количество излучаемой телом энергии в единицу времени будет равно количеству поглощаемой им энергии.

Количественное соотношение между способностью тела к поглощению и излучению тепловой энергии было впервые установлено Кирхгофом (1859 г.). Согласно закону Кирхгофа, отношение испускательной и поглощательной способностей не зависит от природы тела.

Испускательная способность тела равна потоку энергии тела, который излучается по всем направлениям с единицы поверхности

$$E = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (12.1)$$

Отношение поглощенного телом потока  $d\Phi'$  к величине падающего потока  $d\Phi$  называется поглощательной способностью тела:

$$A = \frac{d\Phi'}{d\Phi}. \quad (12.2)$$

Так как в тепловом излучении присутствуют электромагнитные волны широкого спектрального диапазона, то очевидно, что поглощательная и испускательная способности тела должны зависеть от частоты излучения  $\nu$  и от температуры тела  $T$ .

Из закона Кирхгофа следует, что отношение  $\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}}$  является одинаковым для всех тел, т. е. одной и той же универсальной функцией частоты и температуры, хотя  $E_{\nu,T}$  и  $A_{\nu,T}$ , взятые отдельно для разных тел, могут существенно отличаться друг от друга:

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = f(\nu, T). \quad (12.3)$$

Для тел, полностью поглощающих падающее на них излучение всех частот, поглощательная способность равна единице. Такие тела называют абсолютно черными телами.

Если  $A_{\nu,T} = 1$ , то закон Кирхгофа для абсолютно черного тела примет вид:

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \varepsilon(\nu, T), \quad (12.4)$$

где  $\varepsilon_{\nu,T}$  – испускательная способность абсолютно черного тела.

Таким образом, универсальная функция Кирхгофа есть не что иное, как испускательная способность абсолютно черного тела.

Установим связь между испускательной способностью абсолютно черного тела, выраженной в координатах  $\nu$  и  $T$ , и испускательной способностью в координатах  $\lambda$  и  $T$ . Считая, что величина излучаемого светового потока в интервале частот  $d\nu$  равна величине потока в интервале длин волн  $d\lambda$ , запишем равенство:

$$\varepsilon_{\nu} d\nu = \varepsilon_{\lambda} d\lambda. \quad (12.5)$$

Дифференцируя соотношение

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad (12.6)$$

получаем:

$$d\lambda = -\frac{c}{\nu^2} d\nu = -\frac{\lambda^2}{c} d\nu. \quad (12.7)$$

Знак минус указывает, что с возрастанием частоты длина волны убывает.

Следовательно,

$$\varepsilon_{\nu} = \varepsilon_{\lambda} \frac{\lambda^2}{c}. \quad (12.8)$$

Спектральная зависимость испускательной способности абсолютно черного тела, измеренная при различных температурах, представлена на рисунке 12.1.

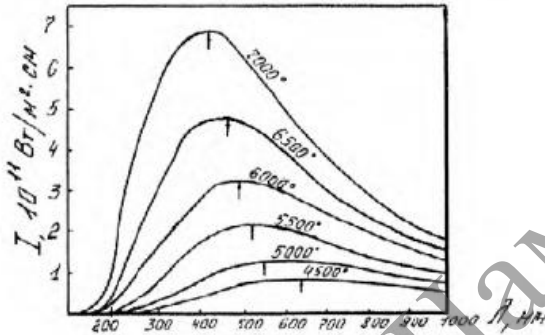


Рисунок 12.1. – Изотермы спектральной плотности излучения абсолютно черного тела для разных температур

Выдвинутая в начале XX века гипотеза квантования энергии излучения позволила М. Планку получить выражение, описывающее спектральную зависимость испускательной способности абсолютно черного тела:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (12.9)$$

В шкале длин волн данная зависимость имеет вид:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}. \quad (12.10)$$

В формулах (12.9) и (12.10)  $h$  – постоянная Планка;  $k$  – постоянная Больцмана;  $c$  – скорость света.

Проанализируем формулы (12.9) и (12.10). Проинтегрировав выражение (12.10) по всем длинам волн, получим полную испускательную способность абсолютно черного тела:

$$E_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = \sigma T^4. \quad (12.11)$$

Соотношение (12.11) получило название закона Стефана – Больцмана, а коэффициент пропорциональности  $\sigma$  – постоянной Стефана – Больцмана: ( $\sigma = 5,56 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ ).

Продифференцировав выражение (12.10) по длине волн  $\lambda$ , можно установить взаимосвязь между длиной волны, соответствующей максимуму

испускающей способности, и температурой абсолютно черного тела. Данное выражение получило название закона смещения Вина:

$$\lambda_{max}T = b, \quad (12.12)$$

где  $b$  – постоянная величина, равная  $0,29 \text{ см} \cdot \text{К}$ .

Из (12.12) следует, что с возрастанием температуры максимум кривой испускающей способности смещается в коротковолновую область.

Формула Планка описывает излучение нагретого тела во всем спектральном диапазоне.

Для случая малых частот, когда энергия кванта значительно меньше энергии теплового движения ( $h\nu \ll kT$ ), формула Планка переходит в формулу Релея – Джинса:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT, \quad (12.13)$$

или в координатах  $\lambda$ :

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT. \quad (12.14)$$

В области коротких длин волн, что соответствует  $h\nu \gg kT$ , формула Планка переходит в формулу Вина:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right), \quad (12.15)$$

или

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right). \quad (12.16)$$

Реальные тела не являются абсолютно черными, однако некоторые из них по оптическим свойствам близки к абсолютно черному телу (сажа, платиновая чернь, черный бархат в видимой области имеют значения  $A_{\nu,T}$ , мало отличающиеся от единицы). Наиболее совершенной моделью абсолютно черного тела может служить непрозрачная полость, в стенке которой сделано маленькое отверстие. Электромагнитное излучение, проходящее извне в полость через отверстие, после многократных отражений от внутренней поверхности полости практически полностью ею поглощается независимо от того, из какого материала сделаны стенки полости.

Тело называют серым, если его поглощательная способность одинакова для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности тела ( $A_{\nu,T} = A_T$ ). В этом случае его испускающая способность будет пропорциональна  $\varepsilon_{\nu,T}$  абсолютно черного тела. Таким образом, использование в лабораторной работе в качестве объекта исследования серого тела позволяет делать выводы о законах теплового излучения абсолютно черного тела.

### Методика эксперимента

Блок-схема лабораторной установки для изучения законов теплового излучения представлена на рисунке 12.2. Установка состоит из источника теплового излучения 1 (нихромовой спирали в форме цилиндра); механического модулятора светового потока, включающего в себя обтюратор 2 и электродвигатель 3; набора оптических инфракрасных фильтров 4; сферического зеркала 5; пироэлектрического приемника излучения 6; электронного блока обработки сигнала фотоприемника с цифровым вольтметром 7 и блока питания 8.

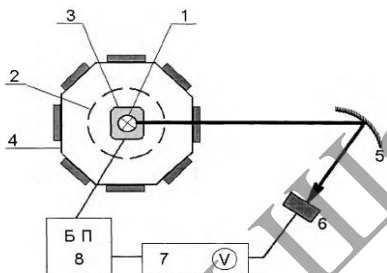


Рисунок 12.2. – Схема лабораторной установки

Конструктивно установка выполнена в виде единого прибора, состоящего из опико-механического блока, расположенного в левой части прибора под прозрачной крышкой, и электронного блока в правой части. 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.

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, что фиксируется свечением одного из светодиодов на лицевой панели.

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

В нажатом положении кнопки МОДУЛЯТОР на электродвигатель подается напряжение. Это приводит во вращение обтюратор, посредством которого осуществляется модуляция светового потока.

При нажатии кнопки ДИАПАЗОН показания цифрового индикатора следует увеличить в 3 раза.

Рассмотрим физические принципы работы лабораторной установки.

Поток излучения от нихромовой спирали модулируется во времени, проходит через оптический фильтр и, отразившись от сферического зеркала, попадает на фотоприемник. Модуляция потока излучения осуществляется с целью устранения влияния фоновых засветок, уменьшения влияния внутренних шумов фотоприемника и электронных схем, а также для эффективной обработки полезного сигнала.

Интерференционные фильтры 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  $\varepsilon_{\lambda,T}$  спектральную кривую излучения нагретого тела. В лабораторной установке применяются семь инфракрасных узкополосных фильтров. В таблице 12.1 указаны номера фильтров и соответствующие им длины волн максимумов пропускания.

Таблица 12.1

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

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

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

Построение кривых  $u_{\lambda}$ , выполненное для различных температур нагрева спирали излучателя, позволяет осуществить проверку закона смещения Вина и закона Стефана – Больцмана.

Из экспериментальных кривых определяют длины волн, соответствующие максимумам кривых. Используя закон Вина, рассчитывают температуру излучателя по формуле:

$$T_{\text{экс}} = \frac{b}{\lambda_{\text{max}}}, \quad (12.17)$$

где  $b$  – постоянная Вина, и сравнивают полученное значение температуры с заданным в лабораторной установке.

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

$$\frac{U_{T_1}}{(T_1)^4} = \frac{U_{T_2}}{(T_2)^4} = \frac{U_{T_3}}{(T_3)^4} \quad (12.18)$$

подтверждает справедливость закона Стефана – Больцмана.

### Порядок выполнения работы

После включения установки необходимо установить температуру  $T_3$ , нажав кнопку  $T_3$ . Выждать 20–25 минут, необходимых для прогрева установки, после чего приступить к выполнению измерений.

#### Задание 1. Построение кривых излучения

**I** Поворотом рукоятки блока фильтров по часовой стрелке установить в работе положение фильтра № 1.

**II** Включить двигатель модулятора нажатием кнопки МОДУЛЯТОР и не выключать его до окончания измерений.

**III** 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 3 раза.

**IV** Последовательно меняя фильтры, измерить  $u_{\lambda,T}$  и заполнить таблицу 12.2. Провести не менее трех измерений для каждого фильтра. Определить для каждой длины волны среднее значение  $u_{\lambda,T}$ .

Таблица 12.2

$\lambda_{\text{max}}$ , 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								
	сред. значение								



Установить блок фильтров в положение 8. В этом положении, 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.

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

V Произвести измерения, описанные в пункте 4 для температуры  $T_2$ , нажав кнопку T2, а затем для температуры  $T_1$ . Результаты измерений занести в таблицы, аналогичные таблице 12.2.

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

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

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

### **Задание 2. Проверка справедливости закона смещения Вина**

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

II Вычислить по формуле (12.17) значения температур  $T_{1\text{ экс}}$ ,  $T_{2\text{ экс}}$  и  $T_{3\text{ экс}}$ , определенные из эксперимента и сравнить их с заданными значениями температур:

$T_3 = 640 \text{ К}$ ,  $T_2 = 740 \text{ К}$ ,  $T_1 = 900 \text{ К}$ .

III Определить отклонения измеренных температур от заданных. Сделать выводы.

### **Задание 3. Проверка выполнимости закона Стефана – Больцмана**

I Используя экспериментально измеренные значения  $u_{T_1}$ ,  $u_{T_2}$  и  $u_{T_3}$  и значения заданных температур излучателя, проверить выполнение соотношения (12.18). Сделать выводы.

II Оценить погрешность.

### **Литература:**

1. Калоша, В. К. Общая физика: оптика, строение атома, физика ядра и элементарных частиц: пособие / В. К. Калоша, Н. Н. Егоров, А. И. Безанова. – Мозырь: УО МГПУ, 2004. – 208 с.
2. Трофимова, Т. И. Краткий курс физики / Т. И. Трофимова. – М.: Высшая школа, 2004. – 352 с.
3. Чертов, А. Г. Физические величины / А. Г. Чертов. – М.: Высшая школа, 1990 – 336 с.

## Лабораторная работа № 13

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА СООТНОШЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ ДЛЯ ФОТОНОВ

**Цель работы:** экспериментальное подтверждение выполнения соотношения неопределенностей для фотонов.

**Приборы и оборудование:** установка для проверки соотношения неопределенностей для фотонов.

#### Краткая теория

Движение частиц в области микромира описывается квантовой или волновой механикой. Одним из фундаментальных положений квантовой механики является принцип неопределенностей, сформулированный В. Гейзенбергом в 1927 г. О том, каково его значение, можно судить, исходя из того факта, что всего одного из соотношений неопределенностей достаточно, чтобы объяснить целый ряд закономерностей в атомной и ядерной физике. В частности, это позволяет объяснить тот факт, что электрон не падает на «дно» атома, а также оценить размеры простейшего атома и минимальную возможную энергию электрона в таком атоме. Соотношения неопределенностей указывают, в каком случае можно пользоваться понятиями классической механики применительно к микрочастицам, в частности, с какой степенью точности можно говорить о траекториях микрочастиц.

В классической механике для описания движения частиц применимо такое понятие, как траектория. При этом частице в каждый момент времени приписываются определенная координата  $x$  и определенное значение проекции импульса  $P_x$ . Координата  $x$  задает положение частицы, а импульс  $P_x$  указывает, как изменится это положение в течение бесконечно малого интервала времени:

$$x + dx = x + v_x dt = x + \frac{P_x}{m} dt, \quad (13.1)$$

где  $m$  – масса частицы;  $v_x$  – проекция скорости частицы на ось  $x$ .

На смену классической механике для описания движения микрочастиц пришла квантовая механика. Это обусловлено двойственной природой микрочастиц. Всякий микрообъект (молекула, атом, электрон, фотон и т. д.) обладает свойствами и волны, и частицы. В то же время микрочастицы не ведут себя ни как волны, ни как частицы. Отличие микрочастицы от волны заключается в том, что она всегда обнаруживается как неделимое целое.

Никому еще не удавалось наблюдать, например, пол-электрона. Волну же можно разделить на части, например, направить ее на полупрозрачное зеркало и воспринимать затем каждую часть в отдельности. Своеобразие свойств микрочастиц проявляется в том, что не для всех переменных получаются при измерениях определенные значения. Неопределенности значений  $x$  и  $P$  удовлетворяют соотношению

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq \hbar, \quad (13.2)$$

где  $\Delta x$ ,  $\Delta P_x$  – неопределенности значений  $x$  и  $P_x$  соответственно;  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ .

Из (13.2) следует, что чем меньше неопределенность одной из переменных ( $x$  или  $P_x$ ), тем больше неопределенность другой. Возможно такое состояние микрочастицы, в котором одна из перечисленных переменных имеет точное значение (ее неопределенность равна нулю), другая переменная при этом оказывается совершенно неопределенной (ее неопределенность равна бесконечности).

Соотношение, аналогичное (13.2), имеет место для  $y$  и  $P_y$ , для  $z$  и  $P_z$ , а также для ряда других пар величин, которые в классической механике называются канонически сопряженными. Обозначив канонически сопряженные величины буквами  $A$  и  $B$ , можно написать

$$\Delta A \cdot \Delta B \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (13.3)$$

Соотношение (13.3) называется соотношением неопределенностей для величин  $A$  и  $B$ .

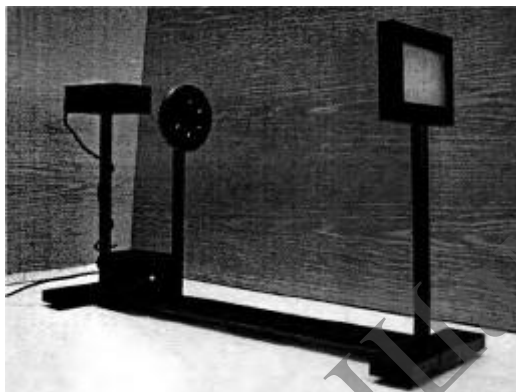
Принцип неопределенностей Гейзенберга: произведение неопределенностей значений двух канонически сопряженных переменных не может быть по порядку величины меньше постоянной Планка  $\hbar$ .

Соотношение неопределенностей – фундаментальный закон природы, который не выводится, не доказывается теоретически, а справедливость его устанавливается экспериментально. Нужно заметить следующее: неправильно было бы величины  $\Delta A$  и  $\Delta B$  понимать только как неточности измерения величин  $A$  и  $B$ , поскольку сам термин «неточность» как бы предполагает, что существуют и более точные значения  $A$  и  $B$  (например, координаты и импульса), но только они почему-то не могут быть измерены. На самом деле невозможность такого измерения есть следствие того, что микрочастица по своей природе не имеет одновременно точного значения координаты и импульса. Иначе говоря, эта невозможность есть следствие корпускулярно-волновой природы микрочастицы.

### **Описание установки**

Установка для проверки соотношения неопределенностей для фотонов (рисунок 13.1) состоит из источника света в виде полупроводникового

лазера, пяти щелей разной ширины (от 10 до 50 мкм), закрепленных в диафрагме револьверного типа прозрачного матового экрана, на котором наблюдается дифракционная картина блока питания лазера.



**Рисунок 13.1. – Установка для проверки соотношения неопределенностей**

Установка позволяет:

- провести классический опыт по волновой оптике – дифракция Фраунгофера на бесконечно узкой щели, проверив справедливость основной формулы, ее описывающей;
- интерпретировать результаты опыта на языке квантовой оптики, проверить применимость соотношения неопределенностей для фотонов.

#### **Методика и техника эксперимента**

Справедливость соотношения неопределенностей можно проверить в опыте по дифракции фотонов на щели. Рассмотрим поток фотонов, который падает слева на непрозрачный экран  $M$ . В экране имеется щель шириной  $b$  (рисунок 13.2). Энергия каждого фотона  $E$ . Как ранее было сказано, микрочастицы обладают волновыми свойствами. Поэтому поток фотонов с заданной энергией можно рассматривать как пучок монохроматического света с длиной волны  $\lambda$  или частотой  $\nu$ . Причем между введенными характеристиками фотона как частицы ( $E$ ,  $P$ ) и как волны ( $\lambda$ ,  $\nu$ ) существует вполне определенная связь:

$$E = P \cdot c = 2\pi\hbar\nu = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda}, \quad (13.4)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме. Если на расстоянии  $L \gg b$  от экрана  $M$  поместить второй непрозрачный экран  $N$ , то, как известно из курса оптики, на этом экране будет наблюдаться дифракционная картина. Этому явлению

можно дать двойное объяснение. С точки зрения волновой оптики явление дифракции объясняется перераспределением светового потока в результате суперпозиции волн от вторичных источников.

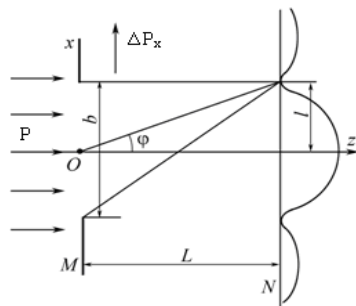


Рисунок 13.2. – Схема дифракции фотонов на щели

Рассмотрим теперь эту дифракционную картину с точки зрения представления о свете как о совокупности световых квантов-фотонов. Если фотоны проходят через щель в экране  $M$  поодиночке, то каждый фотон попадает в определенную точку на экране  $N$ . Предсказать, в какую именно точку попадает один отдельно взятый фотон, принципиально невозможно. Однако в совокупности большое число попавших на экран фотонов дает дифракционную картину. С точки зрения квантовой теории взаимодействие фотонов с веществом при прохождении света через преграду приводит к перераспределению фотонов в пространстве и возникновению дифракционной картины на экране, расположенном на пути света, прошедшего через преграду (щель).

Рассмотрим, как происходит движение фотона в рассматриваемой системе. Для прохождения фотона через щель нам точно известен импульс фотона:

$$P = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}, \quad (13.5)$$

направленный вдоль оси  $z$ , перпендикулярной экрану  $M$  и  $N$ . Составляющая импульса фотона по оси  $Ox$  равна нулю ( $\Delta P_x = 0$ ), т. е. известна точно, но зато совершенно не определена координата фотона  $x$ . При прохождении фотона через щель в экране  $M$  ширина щели  $b$  будет служить мерой неопределенности  $\Delta x$  значения координаты фотона  $x$ . Далее, по корпускулярным представлениям возникновение на экране дифракционной картины следует истолковать в том смысле, что каждый отдельно взятый фотон, пройдя через щель, отклоняется либо вверх, либо вниз. Но для этого фотон должен приобрести составляющую импульса  $\Delta P_x$ , перпендикулярную на-

правлению первоначального движения. Величина полного импульса фотона  $P$ , как следует из (13.5), не меняется, т. к. не меняется длина волны.

Возникает вопрос: в результате чего фотоны приобретают составляющую импульса, перпендикулярную направлению первоначального движения? Ответ может быть только один: в результате «взаимодействия» со щелью в экране  $M$  поскольку никаким другим воздействиям фотоны не подвергались. А в чем же заключается «взаимодействие» фотона со щелью? Ясно, что это не есть взаимодействие в классическом смысле, так как размеры щели много больше размеров фотона. В такой ситуации классическая частица просто «не заметила» бы щели на своем пути и продолжала бы двигаться в прежнем направлении. Квантовая же частица, в силу уже упомянутых выше необычных своих свойств, «чувствует» любые изменения окружающего ее пространства. Поэтому стоило измениться пространству, окружающему рассматриваемые фотоны (появилась пусть и широкая, но щель – пространство вдоль оси  $Ox$  «сжалось»), как они тут же «отреагировали». Причем чем уже щель, через которую должны проходить фотоны, тем более вероятным становится их отклонение на большие углы от направления первоначального движения.

Оценим произведение  $\Delta x \Delta P_x$ .

Как было отмечено выше,  $\Delta x = b$ . Определить значение составляющей  $\Delta P_x$  каждого фотона невозможно, так как принципиально невозможно предсказать, куда пойдет каждый отдельный фотон после прохождения щели, но мы знаем, что большая часть фотонов попадает в область главного максимума. (Поскольку освещенность в максимумах дифракционной картины спадает в пропорции 1000:47:17, вероятностью попадания фотонов в побочные максимумы можно пренебречь). Поэтому, как видно из рисунка 13.2, мера неопределенности компонента импульса  $P_x$  после прохождения фотона через щель равна:

$$\Delta P_x = P \sin \varphi, \quad (13.6)$$

где  $\varphi$  – угол дифракции, характеризующий направление на первый минимум дифракционной картины. Теперь имеем  $\Delta x \Delta P_x = bP \sin \varphi$  или с учетом (13.4):

$$\Delta x \Delta P_x = b \frac{E}{c} \sin \varphi. \quad (13.7)$$

Из выражения (13.7) следует, что возможно провести экспериментальную оценку соотношения неопределенностей для фотонов с известной энергией. Длина волны излучений  $\lambda = 0,643$  мкм.

### **Порядок выполнения работы**

***Провести экспериментальную проверку соотношения неопределенностей  $\Delta x \Delta P_x \geq \hbar$  для случая фотонов с известной энергией.***

**I** Активируйте лазер, для чего включите вилку светового шнура источника питания в розетку, переведите тумблер на шнуре питания в положение «Вкл».

**II** Получите с помощью рамки со щелями дифракционную картину от одной щели на экране.

**ВНИМАНИЕ!** Запрещается смотреть в выходное окно лазера. Это опасно для зрения.

**III** Измерьте ширину центрального максимума дифракционной картины  $2l$ , запишите в таблицу 13.1 ширину щели  $b$ .

Таблица 13.1

№ $n/n$	$L, м$	$b, м$	$2l, м$	$\Delta x \cdot \Delta P_x$ , Дж·с

**IV** Измерьте расстояние  $L$  от щели до экрана. Запишите результаты в таблицу 13.1.

**V** Выполните пункты 2–3 для всех щелей.

**VI** Вычислите энергию фотона  $E$ , используя формулу (13.4) и учитывая, что  $\lambda = 0,643$  мкм.

**VII** Вычислите  $\sin\varphi$ , учитывая, что при  $l \ll L$  можно считать, что  $\sin\varphi \approx \tan\varphi \approx l/L$ , после этого определите произведение  $\Delta x \Delta P_x = b \frac{E}{c} \frac{l}{L}$  и запишите в таблицу 13.1.

**VIII** Сравните полученные значения произведений  $\Delta x \Delta P_x$  с величиной постоянной Планка. Убедитесь в справедливости соотношения неопределенностей:  $\Delta x \Delta P_x \geq \hbar$  для всех без исключения измеренных значений  $\Delta x$  и  $\Delta P_x$ .

**IX** Оцените погрешность измерений.

#### Литература:

1. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Оптика / Д. В. Сивухин. – М.: Наука, 1980. – 542 с.
2. Клышко, Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика / Д. Н. Клышко. – М.: Наука, 1980. – 197 с.
3. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – М.: Наука, 1976. – 437 с.

## Лабораторная работа № 14

### ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЗДУХА ОТ ДАВЛЕНИЯ

**Цель работы:** изучить зависимость показателя преломления воздуха от давления.

**Приборы и оборудование:** установка для изучения зависимости показателя преломления воздуха от давления.

#### Краткая теория

##### 1 Понятие о показателе преломления

Показатель преломления света – это физическая величина, характеризующая процесс распространения света в веществе.

Впервые понятие показателя преломления вводится в одном из четырех законов геометрической оптики – законе преломления света на границе раздела двух сред (закон Снеллиуса – Декарта). Согласно экспериментальному закону Снеллиуса, преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; отношение синуса угла  $\theta_1$  падения к синусу угла преломления  $\theta_2$  есть величина постоянная для рассматриваемых сред (рисунок 14.1)

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = n_{21}.$$

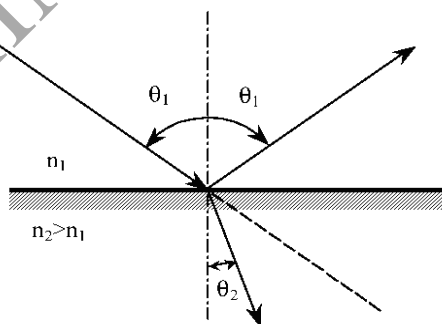


Рисунок 14.1. – Закон преломления света. Ход лучей на границе двух сред



Величина  $n_{21}$  называется относительным показателем преломления второй среды относительно первой. Показатель преломления  $n$  относительно вакуума называется абсолютным показателем преломления этой среды (или просто показателем). Из определения  $n_{21}$  и  $n$  следует

$$n_{12} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{n_{21}},$$

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2.$$

Если  $n_1 < n_2$ , то первая среда называется оптически менее плотной, чем вторая среда, а вторая среда называется оптически более плотной по сравнению с первой средой.

## 2 Показатель преломления света как характеристика взаимодействия света с веществом

Задача о взаимодействии света с веществом в электромагнитной волновой теории света сводится к решению уравнений Максвелла при определенных условиях на границе раздела сред, в которых распространяется световая волна.

Рассматриваемые ниже результаты решения этой задачи справедливы для однородных, изотропных, немагнитных (магнитная проницаемость равна единице), сплошных сред (длина световой волны много больше межмолекулярных расстояний).

Геометрические законы отражения и преломления следуют из граничных условий, накладываемых на векторы электромагнитного поля: на векторы напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и магнитного поля  $\vec{H}$ , а также на вектор электрического смещения  $\vec{D}$  и вектор магнитной индукции  $\vec{B}$ . Например, условие непрерывности тангенциальных составляющих светового вектора (вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}$ )  $E_{1X} = E_{2X}$  удовлетворяется, если:

а) частоты отраженной  $\omega'$  и преломленной волн  $\omega_2$  совпадают с частотой падающей волны  $\omega$ :  $\omega' = \omega_2 = \omega$ ;

б) тангенциальные составляющие волновых векторов  $\vec{k}$  падающей, отраженной и преломленной волн (рисунок 14.2) равны между собой, т. е.

$$k_{1X} = k'_{1X} = k_{2X}, \quad (14.1)$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda} s = \frac{\omega}{v} s$ ;  $\lambda$  – длина волны;  $\omega$  – циклическая частота волны;  $v$  – фазовая скорость волны;  $s$  – единичный вектор нормали к волновой поверхности.

Из равенства (14.1), в частности, следует, что отношение синусов углов падения и преломления, обозначенное как относительный показатель

преломления пограничных сред, равно также отношению фазовых скоростей и отношению длин волн в соответствующих средах:

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}.$$

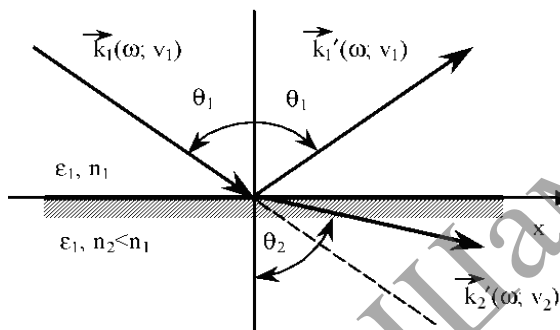


Рисунок 14.2. – Падающая, преломленная и отраженные волны на границе двух сред

Таким образом, показатель преломления непосредственно определяет, как изменяются свойства электромагнитной волны при переходе из одной среды в другую:

1. Направление распространения преломленной волны не совпадает с направлением распространения падающей волны (за исключением случая нормального падения), причем, если вторая среда оптически менее плотная, чем первая среда ( $n_2 < n_1$ ), то преломленная волна отклоняется от направления падающей волны в сторону границы раздела (рисунок 14.2) и наоборот. При углах падения, заключенных в пределах от некоторого предельного угла  $\theta_{np} = \arcsin n_{21}$ , определяемого относительным показателем преломления, до  $\pi/2$ , световая волна проникает во вторую среду на расстояние порядка длины волны и затем возвращается в первую среду: происходит полное внутреннее отражение.

2. При переходе света через границу раздела оптически разных сред ( $n_1 \neq n_2$ ) изменяется фазовая скорость волны, при этом в оптически более плотной среде скорость распространения фазы колебаний уменьшается в  $n_2$  раз и соответственно уменьшается и длина волны.

Используя все граничные условия, можно сделать следующие выводы:

1. При прохождении волны через границу раздела двух диэлектриков фаза колебаний светового вектора  $\vec{E}$  не претерпевает скачка, т. е. колебания в падающей и в прошедшей во вторую среду волнах происходят на границе раздела в одинаковой фазе.

2. При отражении световой волны от границы раздела диэлектрических сред фаза колебаний  $\vec{E}$  изменяется на  $\pi$ , если отражение происходит от оптически более плотной среды ( $n_2 > n_1$ ), и не изменяется, если  $n_2 < n_1$ .

3. Амплитуды колебаний в отраженной и преломленной волнах определяются значениями показателей преломления граничащих сред, из чего следует, что от показателя преломления зависят и доли энергии электромагнитной световой волны, приходящиеся на отраженную и преломленную волны (например, коэффициенты отражения и пропускания при малых углах падения равны:  $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ ,  $B = \frac{2n}{(n+1)^2}$ ,  $n = n_{21}$ ).

4. Относительный показатель преломления определяет характер и степень поляризации отраженной и преломленной волн, что также следует из формул Френеля, записанных для составляющих  $\vec{E}_{\parallel}$ , лежащих в плоскости падения, и для составляющих  $\vec{E}_{\perp}$ , перпендикулярных плоскости падения. В частности, при угле падения  $\theta_{БР}$ , удовлетворяющем условию  $tg\theta_{БР} = n_{21}$  (закон Брюстера), отраженная волна полностью поляризована и содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения  $\vec{E}_{\perp}$  (на рисунке 14.3:  $\vec{E}_{\perp}$  обозначены точками,  $\vec{E}_{\parallel}$  обозначены двусторонними стрелками).

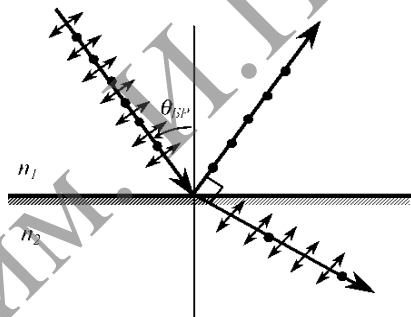


Рисунок 14.3. – Закон Брюстера

Абсолютный показатель преломления также является важной оптической характеристикой вещества. Так, по показателю преломления можно судить о степени поглощения электромагнитной волны веществом: вещественный показатель характеризует однородные, изотропные, сплошные среды, которые не поглощают свет (большинство прозрачных диэлектриков), а для описания сильно поглощающих сред (металлы, плазма, диэлектрики вблизи частотных полос поглощения) используется комплексное число  $\nu = n - i\chi$ , где  $n$  – называется главным показателем преломления, а  $\chi$  –

главным показателем затухания. Оптическую анизотропию большинства кристаллов отражает показатель преломления, зависящий от направления распространения волны и от направления колебаний  $\vec{E}$  (например, явление двойного лучепреломления). Наконец, напомним принцип Ферма: свет распространяется по такому пути, для прохождения которого ему требуется минимальное время  $\tau = \frac{1}{c} \int n ds$ . Величина  $L = \int n ds$  называется оптической длиной пути в данной среде. От разности оптических длин путей, пройденных электромагнитными волнами до некоторой точки наблюдения, зависит, например, результат интерференции этих волн в данной точке.

### **3 Зависимость показателя преломления от частоты электромагнитной волны и от электрических и магнитных свойств вещества. Показатель преломления идеального газа**

Опыт показывает, что показатель преломления зависит как от частоты волны  $\omega$ , распространяющейся в веществе (или от длины волны в вакууме – явление дисперсии света), так и от электрических и магнитных свойств вещества, в котором она распространяется. Из уравнений Максвелла следует  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$  или  $n = \sqrt{\epsilon}$  при  $\mu = 1$  (немагнитные среды). Здесь  $\epsilon$  и  $\mu$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости вещества соответственно.

Обусловленность показателя преломления частотой электромагнитных волн и диэлектрическими свойствами среды рассмотрим в рамках классической электронной теории вещества.

С точки зрения этой теории вещество представляет собой систему заряженных частиц (электронов, атомных ядер, ионов), находящихся в вакууме. Внутри молекул (атомов) заряженные частицы связаны квазиупруго, их возможные колебания можно охарактеризовать собственными частотами  $\omega_{ok}$  ( $k = 1, 2, \dots$ ). Под действием внешнего электромагнитного поля частоты  $\omega$  все заряженные частицы совершают вынужденные колебания. В результате дипольные электрические моменты молекул  $p_{mol}$  изменяются с частотой падающего света, и молекулы в процессе вынужденных колебаний электронов и ядер излучают вторичные электромагнитные волны той же частоты, распространяющиеся со скоростью света в вакууме  $c$ . Средние расстояния между молекулами во много раз меньше протяженности одного цуга волн. Поэтому в оптически однородной среде вторичные волны, излучаемые весьма большим числом соседних молекул, несмотря на их хаотическое тепловое движение, когерентны как между собой, так и с первичной волной. При наложении падающая волна и вторичные электромагнитные волны от молекул интерферируют, причем результат интерференции в каждой точке зависит от соотношения их амплитуд и начальных фаз в этой точке. Это и объясняет, почему направление и фазовая скорость результирующей (или преломленной) волны отличаются от направления и фазовой скорости падающей волны.

Найдем диэлектрическую проницаемость и показатель преломления идеального газа. Для простоты расчета предположим, что газ является однородным по составу, а его молекулы – неполярными; взаимодействием между молекулами газа пренебрегаем.

Исходное положение – это фундаментальная максвелловская связь оптических и электрических свойств вещества:  $n^2 = \varepsilon$ .

Электрические свойства проявляются через величину поляризованности диэлектрика  $P = \sum p_{\text{мол}i}$  – суммарного дипольного момента всех молекул в единице объема, возникающего под действием внешнего электрического поля  $\vec{E}$ . Так как дипольные моменты молекул устанавливаются вдоль поля  $\vec{E}$ , то  $P = p_{\text{мол}}N$ , где  $N$  – концентрация молекул. Известно, что  $P$  и  $p_{\text{мол}}$  пропорциональны полю  $\vec{E}$ :

$$P = \varepsilon_0 \chi E, \quad p_{\text{мол}} = \varepsilon_0 \alpha E, \quad (14.2)$$

где  $\chi$  – диэлектрическая восприимчивость диэлектрика;  $\alpha$  – поляризуемость молекулы. Учитывая указанные связи, а также соотношение  $\varepsilon = 1 + \chi$ , получим

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \chi = 1 + \alpha N. \quad (14.3)$$

Концентрацию молекул газа можно связать с его плотностью  $N = \rho \frac{N_A}{\mu}$  или с давлением, используя уравнение состояния идеального газа  $P = NkT$ , тогда

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \alpha \left( \frac{N_A}{\mu} \right) \rho = 1 + \alpha \left( \frac{P}{kT} \right), \quad (14.4)$$

откуда следует, что электрические и оптические свойства газа определяются поляризуемостью и концентрацией его молекул, либо его плотностью, либо его давлением и температурой.

Индукцируемый полем световой волны (частота  $\nu \sim 10^{15}$  Гц) дипольный электрический момент молекулы, неполярной до воздействия поля, приблизительно равен  $p_{\text{мол}} = \sum e_k r_k(t)$ , где  $e_k$  и  $r_k(t)$  – заряд и смещение  $k$ -го электрона из положения равновесия под действием поля волны  $E(t)$ . При этом пренебрегаем смещением массивных ядер и внутренних сильно связанных электронов действием магнитной составляющей силы Лоренца, учитываем, что векторы  $\vec{r}_k$ ,  $\vec{p}_{\text{мол}}$ , и  $\vec{E}$  волны коллинеарны. Кинематический закон  $r_k = r_k(t)$  найдем из уравнения вынужденных колебаний осциллятора массы  $m_k$ :

$$\ddot{r}_k + 2\delta_k \dot{r}_k + \omega_{0k}^2 r_k = \frac{e_k}{m_k} E(t),$$

где  $\delta_k$  – коэффициент затухания свободных колебаний электрона в результате излучения им вторичных волн. Для монохроматической волны

$E(t) = E_0 \cos(\omega t + \varphi)$  и случая слабого затухания частное решение уравнения имеет вид:

$$r_k(t) = \frac{e_k / m_k}{\omega_{0k}^2 - \omega^2} E(t).$$

Отсюда следует, что

$$P_{\text{мол}} = \sum \frac{e_k^2 / m_k}{\omega_{0k}^2 - \omega^2} E(t) = \alpha \varepsilon_0 E(t).$$

Тогда коэффициент поляризуемости молекулы  $\alpha$  оказывается зависящим от характеристик составляющих ее электронов, а также от частоты электромагнитной волны:

$$\alpha = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum \frac{e_k^2 / m_k}{\omega_{0k}^2 - \omega^2} = \alpha(e, m, \omega_{0k}, \omega).$$

Учитывая (14.2)–(14.4), получим, что показатель преломления газа равен

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \chi = 1 + \alpha N = 1 + \alpha N_A \frac{\rho}{\mu} = 1 + \alpha \frac{P}{kT} = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \sum_k \frac{e^2 / m_k}{\omega_{0k}^2 - \omega^2} \quad (14.5)$$

и зависит от а) его макроскопических характеристик: концентрации молекул  $N$  или молярной массы  $\mu$  и плотности  $\rho$  или давления  $P$  и температуры  $T$ ; б) строения его молекул (через свойство их поляризуемости): заряда  $e$  и массы  $m$  электрона, собственных частот  $\omega_{0k}$  колебаний электронов; в) а также от частоты  $\omega$ , проходящей через газ световой волны, причем через соотношение  $\omega$  и  $\omega_{0k}$  (например, вблизи  $\omega \approx \omega_{0k}$  наблюдается интенсивное поглощение света этой частоты; если  $\omega \gg \omega_{0k}$ , то  $n < 1$  и т. д.). Возможность рассчитать и объяснить физический смысл величин  $\omega_{0k}$  и  $\delta_k$ , определяемых внутренней структурой молекулы, дает квантовая теория взаимодействия света с веществом.

### **Описание установки**

Установка состоит из интерферометра 1, U-образного водяного манометра 2, компрессора в виде резиновой груши в корпусе 3, предназначенного для изменения давления, блока питания 4 светодиода (см. рисунок 14.4).

Интерферометр построен по схеме Жамена, принципиальная схема его изображена на рисунке 14.5.

Основные его детали – две идентичные плоскопараллельные стеклянные пластинки толщиной  $h$  и показателем преломления  $n$ . При падении света на первую пластинку часть лучей отразится от передней грани пластинки (луч 1), а часть, преломившись, отразится от задней грани (луч 2). Таким образом, из первой пластинки выйдут два пучка, идущих на некотором расстоянии друг от друга. Каждый пучок, попадая на вторую пластинку,

опять раздвоится, а из второй уже выйдут четыре пучка, но так, что второй и третий наложатся друг на друга (пучки 1 и 4 не используются). Разность хода этих лучей

$$\Delta = 2hn(\cos r_1 - \cos r_2), \quad (14.6)$$

где  $i$  – угол падения лучей на первую пластинку;  $r_1$  и  $r_2$  – углы преломления лучей в первой и второй пластинках.

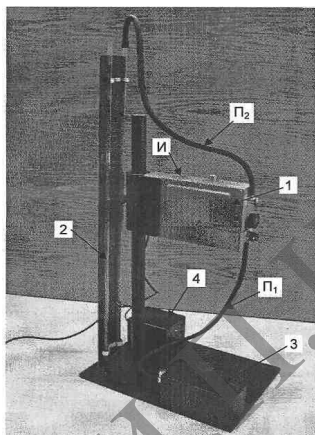


Рисунок 14.4. – Внешний вид установки

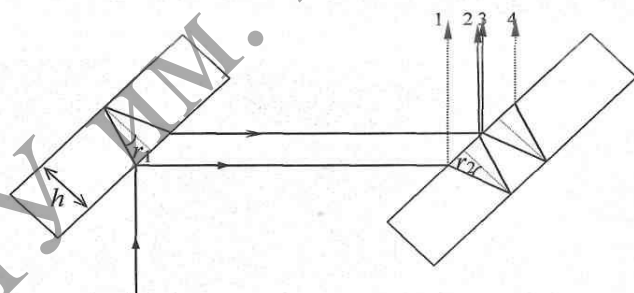


Рисунок 14.5. – Принципиальная схема интерферометра Жамена

Пластинки обычно составляют между собой малый угол  $\gamma$ ; для угла падения лучей на первую пластинку  $i = 45^\circ$  и  $n = 1,5$  можно вывести

$$\Delta \approx h\gamma \sin i. \quad (14.7)$$

Если освещать первую пластинку параллельным пучком, то для всех лучей  $i$  одинаковы и, следовательно,  $\Delta$  тоже одинаковы. При наблюдении со стороны второй пластинки мы увидим равномерно освещенное поле, цвет и яркость которого зависит от  $i$  и  $\lambda$ . При освещении расходящимся пучком лучей, исходящих из щелевого источника, для разных лучей будет разное  $\Delta$ , т. к.  $\Delta$  зависит от  $i$ . В фокальной плоскости линзы, поставленной после второй пластинки, мы увидим интерференционные полосы равного наклона, имеющие форму слегка искривленных прямых линий. Условия максимумов будут выполняться для тех углов  $i$ , для которых

$$h\gamma \sin i = m\lambda. \quad (14.8)$$

Поставим на пути лучей 1 и 2 две одинаковые кюветы длиной  $d$ , заполненные воздухом, и будем наблюдать за полосой нулевого порядка. Если в одной из кювет изменить показатель преломления на  $\delta n$ , то оптическая длина пути этих лучей изменится на  $d \cdot \delta n$ , а вся интерференционная картина сместится на  $N$  полос. Там, где была полоса 0-го порядка, окажется полоса  $m$ -го порядка, причем:

$$m = \frac{d \cdot \delta n}{\lambda}. \quad (14.9)$$

Число полос  $N$ , на которое сместится интерференционная картина, равно порядку интерференционной полосы  $m$ , которая окажется на месте полосы нулевого порядка, т. е.

$$N = \frac{d \cdot \delta n}{\lambda}.$$

Отсюда

$$\delta n = \frac{N\lambda}{d}. \quad (14.10)$$

Итак, для измерения изменения показателя преломления  $\delta n$  среды в одной из кювет (например, при изменении давления), необходимо измерить, на сколько полос  $N$  сместится при этом интерференционная картина. Причем может быть не обязательно целым.

В нашей установке используется одна из модификаций шахтного интерферометра ШИ-11, предназначенного для измерения концентрации метана в воздухе шахты (повышение концентрации метана приводит к взрывам). Поэтому в поле зрения окуляра видна шкала концентрации  $CH_4$ . При повышении концентрации  $CH_4$  в воздухе, который прокачивается через одну из кювет, максимум нулевого порядка (он не имеет окраски) и вся картина смещается, причем величина смещения пропорциональна изменению  $\delta n$  в этой кювете по сравнению с эталонной, а, следовательно, пропорциональна концентрации  $CH_4$ . В используемом нами интерферометре его лампочка накаливания заменена на светодиод, который излучает квази-



нохроматический свет с  $\lambda_{max} = 630$  нм. Это приводит к монохромной интерференционной картине в виде красных (максимумы) и черных (минимумы) вертикальных полос.

Источник света включается при нажатии кнопки *И* (см. рисунок 14.4). Если кнопку отпустить – светодиод гаснет.

Трубки  $P_1$  и  $P_2$  соединяют вторую, измерительную кювету, в которой можно изменять давление с компрессором и манометром. Если ручка интерферометра направлена вниз или вправо – кран закрыт, если влево – кран открыт, измерительная кювета соединена с компрессором.

Изменение давления воздуха в измерительной кювете интерферометра производится путем сжимания резиновой груши, которая находится в корпусе 2 компрессора. На выходном патрубке его находится еще один кран, который в закрытом положении (его винт вкручен до упора) соединяет грушу с кюветой интерферометра, в открытом (его винт повернут влево) – с воздухом. При вкручивании винта на крышке корпуса внутри компрессора перемещается поршень, который сдвигает грушу. Давление в кювете интерферометра при этом увеличивается. Для уменьшения давления внутри измерительной кюветы ниже атмосферного необходимо на несколько секунд открыть кран компрессора, повернув его винт влево, затем его закрыть и осторожно начать выкручивать винт компрессора. Распрямляющаяся груша будет уменьшать давление внутри измерительной кюветы интерферометра.

### **Порядок выполнения работы**

**I** Включить блок питания прибора в сеть. На его торце должен загореться красный индикатор. Нажать и удерживать кнопочный выключатель *И*, расположенный на верхней грани интерферометра. Изучить интерференционную картину, наблюдаемую в окуляре шахтного интерферометра.

**II** Проверить, чтобы ручка крана интерферометра была повернута влево.

**III** Установить в измерительной камере интерферометра давление, равное атмосферному. Для этого привести резиновую грушу компрессора в расправленное состояние, открыть на несколько секунд кран компрессора, закрыть его. При этом уровень воды в обоих коленах манометра должен стать одинаковым.

**IV** Вращением винта, расположенного на правой боковой грани интерферометра, совместить любую черную полосу интерференционной картины с нулевым делением шкалы.

**V** Наблюдая за интерференционной картиной, увеличивать давление в измерительной камере путем вкручивания винта компрессора. Увеличивать давление до тех пор, пока интерференционная картина не сместится влево на одну полосу. Записать значение давления в измерительной камере, выраженное в сантиметрах водяного столба.

**VI** Увеличивая давление в камере, добиться смещения интерференционной картины влево на две, три полосы, каждый раз записывая значения давления.

**VII** Открыть на несколько секунд кран компрессора, затем закрыть его. При этом уровень воды в обоих коленах манометра должен стать одинаковым. Выкручивать винт компрессора, наблюдая за интерференционной картиной. При этом давление в измерительной камере начнет уменьшаться, интерференционная картина начнет смещаться вправо. Сместить картину на одну, две, три полосы каждый раз записывая показания U-образного манометра в сантиметрах водяного столба.

**VIII** Построить график зависимости изменения показателя преломления воздуха  $\delta n$  от давления  $\delta p$ , выраженного в Паскалях. Для расчета  $\delta n$  использовать формулу:

$$\delta n = \frac{N\lambda}{d}. \quad (14.10)$$

$\lambda = 630$  нм,  $d = 0,24$  м. Тогда получим:

$$\delta n = 2,6 \cdot 10^{-6} N, \quad (14.11)$$

где  $N$  – число полос, на которое смещается интерференционная картина.

Давление в Паскалях рассчитывается по формуле:

$$\delta p = \rho gh = 10^3 \cdot 9,8h, \quad (14.12)$$

где  $h$  – разность уровней водяного столба манометра, выраженная в метрах.

**IX** По формуле  $\alpha = \frac{kT}{2\pi} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta p}$  рассчитайте среднее значение электронной поляризуемости молекул воздуха, где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура воздуха.

**X** Оцените погрешность измерений.

#### Литература:

1. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. – М.: Высшая школа, 1985. – 345 с.
2. Физический практикум / под ред. В. И. Ивероновой. – М.: Высшая школа, 1968. – 289 с.
3. Яворский, Б. М. Курс физики / Б. М. Яворский, А. А. Детлаф. – М.: Academia, 2003. – 720 с.
4. Вишнякова, С. М. Определение показателя преломления воздуха интерференционным методом / С. М. Вишнякова, В. И. Вишняков // Методические указания к лабораторной работе О-3 по курсу общей физики / под ред. А. Ф. Наумова. – М., 2002. – 146 с.

## Лабораторная работа № 15

### ИЗУЧЕНИЕ ИСКУССТВЕННОЙ АНИЗОТРОПИИ ПРИ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЯХ

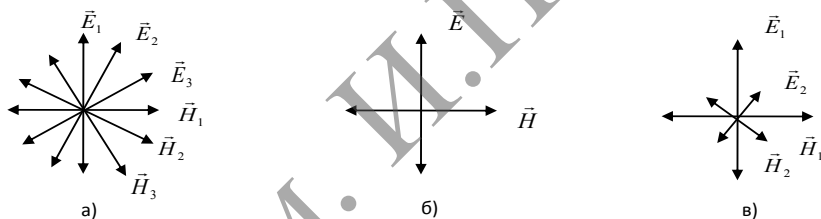
**Цель работы:** изучить искусственную анизотропию при механических напряжениях.

**Приборы и оборудование:** установка для изучения искусственной анизотропии при механических напряжениях.

#### Краткая теория

**1 Естественный и поляризованный свет. Поляризация света в турмалине. Поляриды. Закон Малюса**

Свет, излучаемый отдельными атомами, представляет собой электромагнитные волны со всевозможными ориентациями плоскости колебаний векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  (рисунок 15.1а). Такой свет называется естественным.



**Рисунок 15.1.** – Расположение векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в естественном (а), поляризованном (б) и частично поляризованном (в) свете

Обычно интенсивность излучения каждого атома в среднем по всем направлениям одинакова. Бывают, однако, случаи, когда у светового луча амплитудные значения векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  оказываются неодинаковыми для различных направлений. Такой свет называется частично поляризованным (рисунок 15.1в). Свет, у которого колебания  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  совершаются все время в одной плоскости с направлением скорости света, называются плоско поляризованным (рисунок 15.1б). Так как воздействие света на вещество обусловлено, главным образом, электрическим полем, то в дальнейшем, характеризуя световую волну, мы будем говорить только об электрических колебаниях, а плоскость, в которой они совершаются, называется плоскостью поляризации. Поляризованный свет характеризуется не только интенсив-

ностью и цветом, но еще и положением плоскости колебаний. Человеческий глаз не обнаруживает различия в положении плоскости колебаний и не отличает поляризованный свет от естественного. Однако у ряда насекомых глаза чувствительны к поляризованному свету. Рабочая пчела использует поляризацию солнечного света для определения направления полета.

Для превращения естественного света в поляризованный необходимо создать условия, при которых колебания вектора  $\vec{E}$  могли бы совершаться только вдоль одного определенного направления. Подобные условия могут быть созданы, например, при прохождении естественного света через среду, анизотропную в отношении электрических колебаний. Так как анизотропия свойственна кристаллам, то многие природные и искусственно созданные кристаллы поляризуют проходящий через них естественный свет.

Физическая сущность процесса поляризации состоит в следующем: согласно электромагнитной теории, переменное электрическое поле световой волны вызывает смещение частиц (атомов, ионов), составляющих кристаллическую решетку. Благодаря анизотропии кристаллов возможное смещение его частиц оказывается неодинаковым для различных плоскостей кристаллической решетки. Очевидно, что световая волна, колебания вектора  $\vec{E}$  которой происходит в плоскости, соответствующей значительным смещениям частиц, практически полностью поглощается кристаллом. Если же в световой волне изменение вектора  $\vec{E}$  происходит в плоскости, соответствующей малым смещениям частиц, то она проходит сквозь кристалл без существенного поглощения.

Таким образом, из электрических колебаний естественного света, имеющих всевозможные направления, через кристалл проходят только те, которые совершаются в плоскости, соответствующей минимуму смещения частиц кристалла; остальные колебания в той или иной мере поглощаются. В результате свет оказывается поляризованным, а его интенсивность уменьшается вдвое по сравнению с интенсивностью естественного света.

Направление в кристалле, вдоль которого не происходит ослабления световой волны, называется оптической осью кристалла.

К природным кристаллам, поляризующим свет, относится турмалин. Естественный луч интенсивностью  $I_0$ , прошедший через пластинку турмалина, полностью поляризуется, и колебания вектора  $\vec{E}$  происходят только в плоскости, содержащей оптическую ось  $OO_1$  (рисунок 15.2).

Если за пластинкой 1 помещена вторая пластинка турмалина 2, то амплитуда световых колебаний вектора  $\vec{E}_2$ , прошедших через нее, будет  $\vec{E}_2 = \vec{E}_1 \cos \alpha$ , где  $\alpha$  – угол между оптическими осями кристаллов. Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды световых колебаний, то по закону Малюса:

$$I_2 = I_1 \cos^2 \alpha = 0,5 \cdot I_0 \cos^2 \alpha .$$

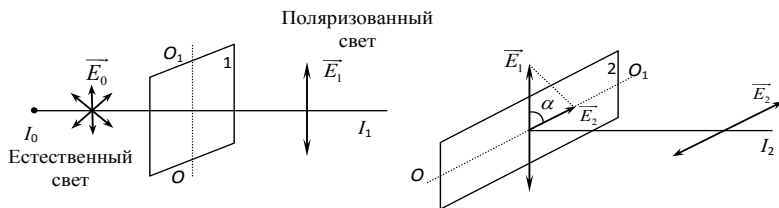


Рисунок 15.2. – Поляризация света турмалином

При этом пластинка 1, поляризующая свет, называется поляризатором, а пластинка 2, посредством которой обнаруживается факт поляризации, – анализатором. Закон Малюса утверждает: интенсивность света, проходящего через анализатор, пропорциональна квадрату косинуса угла между направлениями оптических осей поляризатора и анализатора. В ряде случаев необходимо учитывать ослабление светового пучка в результате поглощения его поляроидами. Если  $k_1$  – коэффициент поглощения поляризатора,  $k_2$  – коэффициент поглощения анализатора, то закон Малюса в этом случае запишется в виде:

$$I_2 = I_1(1 - k_2)\cos^2 \alpha = 0,5 \cdot I_0(1 - k_1)(1 - k_2)\cos^2 \alpha.$$

В последние годы для поляризации широко применяются поляроиды, представляющие собой прозрачную полимерную пленку толщиной около 0,1 мм, содержащую множество мелких одинаково ориентированных искусственных кристалликов (например, кристалликов герпатита – сульфата йодистого хинина). Оптические оси всех кристалликов герпатита ориентированы в одном направлении. Поляроидная пленка обладает значительным поглощением для всех длин волн видимого света.

Одним из практических применений поляроида является его использование для защиты водителей от слепящего действия фар встречных автомашин. С этой целью на ветровое стекло и стекло фар наклеиваются поляроидные пленки, оптические оси которых почти перпендикулярны друг другу. Согласно закону Малюса, при такой ориентации оптических осей поляроидов поляризованный свет фар почти не пройдет через ветровое стекло встречной автомашины; следовательно, водитель не видит света фар встречной машины, но увидит эту машину в свете фар своего автомобиля.

## 2 Двойное лучепреломление. Дихроизм. Поляризационные призмы

Как показывает эксперимент, если луч света падает на анизотропный кристалл под углом к оптической оси, то внутри кристалла может возникнуть два луча, преломленных под разными углами и полностью поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях (рисунок 15.1). Электрические колебания одного из этих лучей с амплитудой  $\vec{E}_0$  перпендикулярны

главной оптической плоскости кристалла; он называется обыкновенным лучом (на рисунке 15.3 – О). Для этого луча выполняется закон преломления, скорость его распространения не зависит от направления ( $v_o = \text{const}$ ), и, следовательно, показатель преломления  $n_o = c/v_o$  – тоже величина постоянная.

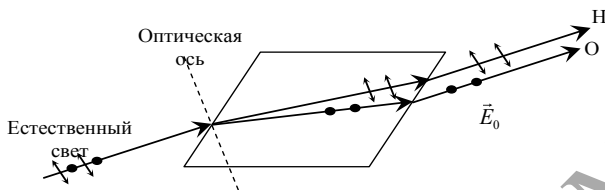


Рисунок 15.3. – Двойное лучепреломление

У необыкновенного луча электрические колебания амплитудой  $\vec{E}_e$  совершаются в главной плоскости; необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с различными скоростями, и показатель преломления для необыкновенного луча является величиной, зависящей от направления.

Кристаллы, у которых  $v_e < v_o$  ( $n_e > n_o$ ) (например, кварц), называют положительными. Те кристаллы, у которых  $v_e > v_o$  ( $n_e < n_o$ ) например, исландский шпат, называют отрицательными. В исландском шпате  $n_e$  изменяется от 1,658 до 1,486. Для большинства прозрачных кристаллов яркости обыкновенного и необыкновенного лучей одинаковы. Однако есть кристаллы, у которых один из поляризованных лучей поглощается сильнее. Это явление (зависимость поглощения света от состояния его поляризации) называется дихроизмом. Например, кристалл турмалина толщиной 1 мм практически пропускает только необыкновенный луч. Явление дихроизма используется при изготовлении поляризационных пленок – поляроидов.

Получить поляризованный свет можно также с помощью поляризационных призм, пропускающих только один вид поляризованных лучей. Наиболее распространенной поляризационной призмой является призма Николя. Призма изготавливается из специально вырезанного кристалла исландского шпата, разрезанного вдоль линии  $AA'$ , а затем склеенного канадским бальзамом – веществом, прозрачным для видимого света, показатель преломления которого:  $n_e < n_c < n_o$ . Следовательно, обыкновенный луч при соответствующем угле падения может претерпевать полное отражение. А необыкновенный луч при любых углах падения проходит через этот слой.

Лучи, обыкновенный и необыкновенный, возникающие при двойном лучепреломлении из естественного света, не когерентны, поэтому они не интерferируют. Лучи же, обыкновенный и необыкновенный, образующиеся

из одного и того же поляризованного луча, когерентны. И если колебания в двух таких лучах свести в одну плоскость, то лучи будут интерферировать обычным образом.

Если колебания в двух плоско поляризованных лучах происходят во взаимно перпендикулярных направлениях, то они, складываясь, приводят к возникновению колебаний эллиптического типа. Это значит, что в результирующей волне конец вектора  $\vec{E}$  при вращении описывает эллипс. Такие волны называются эллиптически поляризованными. Вращение вектора  $\vec{E}$  происходит по часовой ( $\Delta\varphi < \pi$ ), или против часовой стрелки ( $\Delta\varphi > \pi$ ). Если разность фаз  $\left(\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_0 - n_e)d\right)$  между обыкновенным и необыкновенным лучами будет  $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ , то волна оказывается поляризованной по кругу. Поскольку  $\Delta\varphi$  зависит от толщины  $d$  двоякопреломляющей пластинки, то круговая поляризация возникает при определенной ее толщине, удовлетворяющей условию:

$$\frac{2\pi}{\lambda_0}d(n_0 - n_e) = \frac{\pi}{2}$$

или

$$d(n_0 - n_e) = \frac{\lambda_0}{4}. \quad (15.1)$$

Пластинка, толщина которой удовлетворяет условию (15.1), носит название «пластинки в четверть длины волны». Пластинка в четверть длины волны может превращать плоскополяризованную волну в волну, поляризованную по кругу. Волна, поляризованная по кругу, может превращаться в плоскополяризованную.

Наряду с пластинкой в четверть длины волны можно изготовить «пластинку в полдлины волны», т. е. такую пластинку, которая создает между обыкновенным и необыкновенным лучами разность фаз  $\Delta\varphi = \pi$ . Такая пластинка поворачивает плоскость поляризации плоскополяризованного света на  $\pi/2$ .

Осуществить это можно, пользуясь пластинкой из одноосного кристалла (исландский шпат, гипс, слюда). Известно, что при нормальном падении пучка лучей на пластинку, оптическая ось которой параллельна преломляющей поверхности, обыкновенный и необыкновенный лучи идут по одному направлению не раздваиваясь, но с разными скоростями. Пройдя через пластинку толщиной  $d$ , волны приобретут разность хода:

$$\Delta = d(n_e - n_o).$$

Если эта разность хода составляет четверть длины волны:

$$d(n_H - n_0) = \frac{\lambda}{4},$$

то результирующим колебанием будет эллипс или круг, т. е. концы векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  описывают эллипсы или окружности. Следовательно, если толщина пластинки в четверть волны

$$d = \frac{\lambda}{2(n_H - n_0)},$$

то плоско поляризованные лучи при сложении образуют плоско поляризованную волну. Так, исландский шпат имеет разность коэффициентов преломления  $n_H - n_0 = 0,172$  для желтых лучей ( $\lambda = 0,59$  мкм). Следовательно, толщина пластинки в четверть волны в этом случае составляет

$$d = \frac{5,9 \cdot 10^{-7}}{4 \cdot 0,172} = 8,6 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

Тот же исландский шпат имеет для синих лучей ( $\lambda = 0,46$  мкм) и разность коэффициентов преломления  $n_H - n_0 = 0,184$  и толщину пластинки в четверть волны  $d = 7,8 \cdot 10^{-7}$  м.

Помещение двоякопреломляющей пластинки между поляроидами приводит к так называемой хроматической поляризации. Рассмотрим это явление. Пропустим параллельный пучок белого света через поляризатор  $P_1$  двоякопреломляющую пластинку  $A$  и поляризатор  $P_2$  (рисунок 15.4).

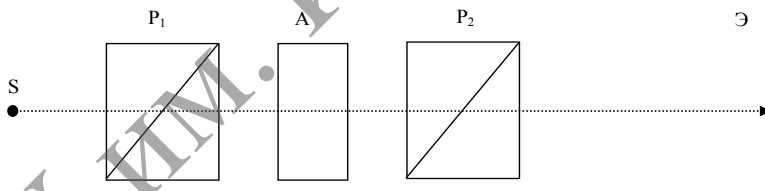


Рисунок 15.4. – Схема установки для наблюдения хроматической поляризации

Как указывалось выше, состояние поляризации волны, прошедшей двоякопреломляющую пластинку  $A$ , зависит от величины  $\Delta\varphi$ . Но для различных длин волн  $\Delta\varphi$  различно, так как  $(n_o - n_e)$  также зависит от длины волны. В то время как для одних лучей (для которых  $\Delta\varphi = 2\pi k$ ) сохранится направление колебаний, для лучей другой длины волны ( $\Delta\varphi = (2k + 1)\pi$ ) направление колебаний изменится. Анализатор  $P_2$  будет пропускать эти лучи различным образом. Если направление пропускания у поляроидов одинаково, то лучи первого типа пройдут через анализатор  $P_2$ , а лучи второго

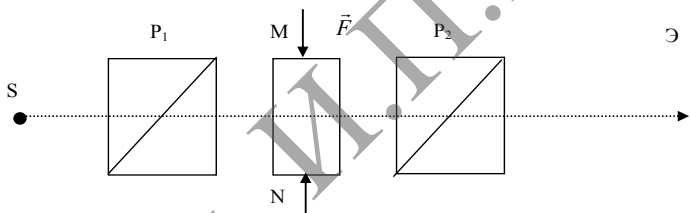


типа полностью им погасятся. При вращении анализатора  $P_2$  будет изменяться соотношение интенсивности прошедших лучей, следовательно, будет изменяться и окраска экрана. При повороте  $P_2$  на угол  $90^\circ$  лучи, которые первоначально полностью пропускались, окажутся погашенными и наоборот. Окраска экрана окажется другой. Возникновение окраски вследствие поляризации света носит название хроматической поляризации.

Внешними воздействиями (электрическое поле, механические усилия) можно изотропные вещества превращать в анизотропные.

В случае одностороннего сжатия или растяжения, например, вдоль  $MN$  (рисунок 15.5) это направление становится выделенным и играет роль оптической оси. Опыт показывает, что разность  $(n_o - n_e)$ , являющаяся мерой анизотропии, пропорциональна давлению  $P$ , которому подвергается деформируемое тело. Если слой вещества, подвергаемый деформации, имеет толщину  $d$ , между обыкновенным и необыкновенным лучами возникает разность фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} Pd. \quad (15.2)$$



**Рисунок 15.5. – Наблюдение двойного лучепреломления при деформациях**

Областям тела, имеющим одинаковое напряженное состояние (испытывающим одинаковое давление  $P$ ), соответствует одинаковый сдвиг фаз, а следовательно, и одинаковая окраска на экране. Таким образом, по окраске можно судить о характере распределения напряжений в исследуемом теле. Этот метод получил широкое распространение при исследовании напряжений на моделях из прозрачных материалов (целлулоид, плексиглас и т. д.). Модели помещают между скрещенными поляридами. Если модель не нагружена, то через анализатор свет не проходит. При нагружении модели на экране возникает интерференционная картина, которая характеризует возникающие в теле напряжения.

Возникновение анизотропии в электрическом поле (эффект Керра) наблюдается в изотропных веществах, находящихся в жидком, газообразном и твердом состояниях. Во внешнем электрическом поле  $\vec{E}$  происходит по-

ляризация молекул по полю. Тем самым создается анизотропия вещества с преимущественным направлением вдоль электрического поля. Опыт дает:

$$\Delta n = n_e - n_o = kE^2.$$

Эффект Керра практически безынерционен: время исчезновения анизотропии после выключения поля  $\sim 10^{-8}$  с. Это обстоятельство позволило создать практически безынерционные оптические затворы, что используется для увеличения мощности импульса светового потока в лазерах.

### 3 Поляризация при преломлении и отражении света. Закон Брюстера

Поляризация света наблюдается не только при его прохождении через кристаллы, но и при преломлении и отражении на границе изотропных диэлектрических сред.

Пусть луч естественного света  $SO$  падает на поверхность прозрачного изотропного диэлектрика, например, стеклянную пластинку (рисунок 15.6). Световое колебание всегда можно представить как сумму двух колебаний, одно из которых лежит в плоскости падения –  $\vec{E}_2$ , а другое –  $\vec{E}_1$  – перпендикулярно ей.

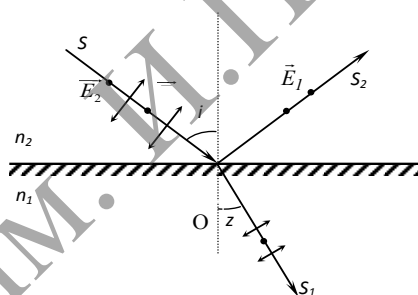


Рисунок 15.6. – Поляризация при отражении и преломлении

Опыты показывают, что отраженный и преломленный на границе диэлектрика лучи становятся частично поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях: в отраженном луче колебания совершаются преимущественно в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Степень поляризации зависит от угла падения. Английский физик Брюстер установил, что для любого диэлектрика имеется определенный угол падения лучей, при котором отраженный свет полностью поляризован. Такой угол падения называют углом полной поляризации света. Величина этого угла определяется законом Брюстера:  $\operatorname{tg} i_B = n_2$ , где  $n_2$  – относительный пока-

затель преломления,  $i_B$  – угол полной поляризации (угол Брюстера). Значения  $i_B$  различны для различных сред. Например, для стекла  $i_B \approx 57^\circ$ , воды  $i_B \approx 53^\circ$  (если свет падает на эти среды из воздуха или вакуума).

Сопоставляя закон Брюстера и закон преломления света:

$$\operatorname{tgi}_B = n_{12}, \quad \frac{\sin i_B}{\sin r} = n_{12},$$

находим, что  $\cos i_B = \sin r$ , и, следовательно,  $i + r = 90^\circ$ , т. е. отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны. Причем преломленный луч остается максимально, но частично поляризованным.

Рассмотрим внутренний механизм процесса поляризации при отражении и преломлении на границе вакуум–диэлектрик. Электрическое поле падающей волны приводит в вынужденные колебания заряженные частицы среды.

Из электродинамики известно, что любой ускоренно движущийся заряд не излучает в направлении своего ускорения. Зависимость интенсивности излучения от направления в полярных координатах имеет вид, показанный на рисунке 15.7 (диаграмма направленности). Стрелка  $AA$  соответствует направлению колебаний заряда.

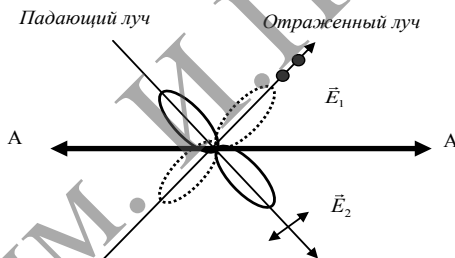


Рисунок 15.7. – Диаграмма направленности колеблющегося заряда

Так как любое сложное колебание можно представить в виде наложения (суперпозиции) двух колебаний во взаимно перпендикулярных направлениях, то из диаграммы направленности следует, что в отраженной волне интенсивность колебаний с вектором  $\vec{E}_1$ , перпендикулярным плоскости падения, будет больше интенсивности колебаний с вектором  $\vec{E}_2$ , лежащим в плоскости падения. При условии  $i + r = 90^\circ$  интенсивность колебаний  $\vec{E}_2$  в отраженном луче обращается в нуль и отраженная волна оказывается полностью поляризованной перпендикулярно плоскости падения (рисунок 15.6). Угол падения, для которого справедливо данное соотношение, называется углом Брюстера. При падении на среду естественного

света в преломленной волне будут преобладать колебания электрического вектора  $\vec{E}_2$ , лежащего в плоскости падения  $\alpha$  (свет оказывается частично поляризованным).

При рассеянии солнечного света в атмосфере молекулами воздуха рассеянный свет также частично поляризован; поляризация максимальна при рассеянии солнечного света под углом  $90^\circ$ . В ясный день, когда в воздухе нет пыли, а Солнце находится у горизонта, поляризация рассеянного света может достичь 70%.

#### 4 Вращение плоскости колебаний поляризованного света. Поляриметр

Некоторые кристаллы и растворы органических соединений (кварц, скипидар, водный раствор сахара и т. д.) обладают способностью поворачивать плоскость электрических колебаний поляризованного света, проходящего через них, не изменяя при этом амплитуды колебаний. Такие вещества называются оптически активными, а явление вращения плоскости поляризации – оптической активностью (гиротропией). При прохождении поляризованного света через оптически активное вещество  $A$  плоскость колебаний вектора  $\vec{E}$  поворачивается вокруг луча на угол  $\varphi$  (рисунок 15.8). Как показывает опыт, угол поворота  $\varphi$  плоскости поляризации пропорционален толщине  $l$  слоя оптически активного вещества:  $\varphi = \alpha l$ , где  $\alpha$  – удельное вращение, которое характеризует вращательную способность вещества и зависит от температуры и длины волны, причем  $\alpha \sim \lambda^{-2}$ . В случае раствора этот угол пропорционален еще и концентрации  $C$  раствора:

$$\varphi = \alpha Cl. \quad (15.3)$$

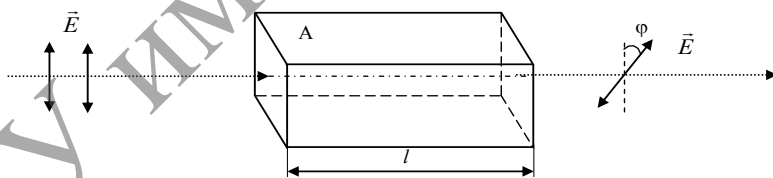


Рисунок 15.8. – Поворот плоскости поляризации

На вращении плоскости колебаний поляризованного света основан простой и достаточно точный метод определения концентрации растворов оптически активных веществ. Такие приборы называются поляриметрами. Свет от источника  $S$  пропускают через светофильтр  $F$  и поляризатор  $P$ , превращая его в монохроматический поляризованный свет (рисунок 15.9). Наблюдая в окуляр  $O$ , поворачивают анализатор  $A$  таким образом, чтобы

свет не проходил через него. Очевидно, в этом случае главные плоскости поляризатора и анализатора взаимно перпендикулярны. Отсчет  $\varphi_1$  положения анализатора производят по лимбу  $K$ , имеющему угловые деления. Затем между поляризатором и анализатором помещают стеклянную трубку  $R$  с исследуемым раствором. При этом поле зрения окуляра просветлеет, поскольку раствор повернет плоскость колебаний на некоторый угол  $\varphi$ , и она уже не будет перпендикулярна главной плоскости анализатора. Очевидно, что на такой же угол следует повернуть анализатор, чтобы вновь установить прибор на темноту. Выполнив это, снимают отсчет  $\varphi_2$  и находят угол  $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ . Согласно (15.3),  $C = \frac{\varphi}{\alpha l}$ . Из этого соотношения можно определить концентрацию  $C$  по измеренным  $\varphi$  и  $l$  и известному для данного активного вещества значению  $\alpha$ .

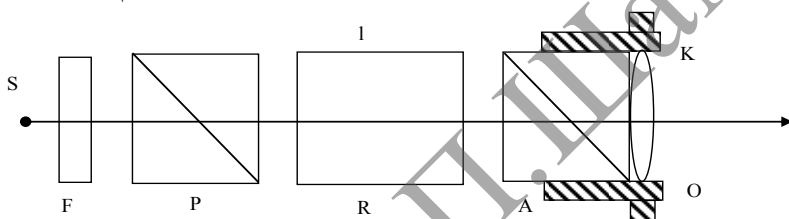


Рисунок 15.9. – Схема поляриметра

Поляриметр, предназначенный для измерения концентрации водных растворов сахара ( $\alpha = 66,5 \cdot 10^{-2}$  град·м<sup>2</sup>/кг для желтого света), называют сахариметром. Он используется в сахарном производстве и медицине.

В настоящее время установлено, что все вещества, активные в аморфном состоянии (расплавленные или растворенные), активны и в виде кристаллов, хотя постоянная вращения для кристаллических форм может сильно отличаться от ее величины для аморфных; наоборот, существует ряд веществ, неактивных в аморфном виде и активных в кристаллическом состоянии. Таким образом, оптическая активность может определяться как строением молекул, так и расположением их в кристаллической решетке.

Объяснение вращения плоскости поляризации было дано Френелем. Известно, что любое плоско поляризованное колебание можно разложить на два круговых колебания с правым и левым направлениями вращения плоскости поляризации. Френель предположил, что в оптически активном веществе скорость распространения волны с правым вращением плоскости поляризации отлична от скорости распространения волны с левым вращением. Разложим исходную волну  $\vec{E}$  на две, поляризованные по правому и левому кругу, скорости которых в данном веществе не равны (рисунок 15.10а).

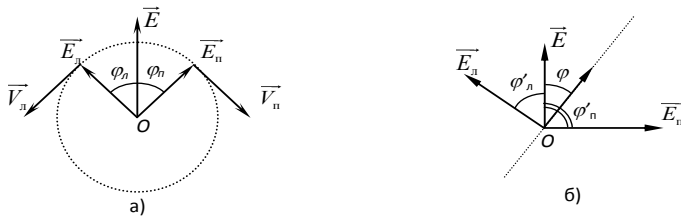


Рисунок 15.10. – Графическое определение угла поворота плоскости поляризации

Очевидно, что за одно и то же время векторы  $\vec{E}_l$  и  $\vec{E}_n$  повернутся на разные углы  $\varphi'_l$  и  $\varphi'_n$ . Для того чтобы результирующее колебание осталось плоскополяризованным, неизбежно должен повернуться результирующий вектор  $\vec{E}'$  (рисунок 15.10б) на угол  $\varphi = \frac{\varphi'_l - \varphi'_n}{2}$ .

Для аналитического решения этой же задачи запишем выражение угла поворота светового вектора как функцию времени  $t$  и глубины проникновения  $l$  для правого и левого лучей:

$$\varphi_n = \omega \left( t - \frac{l}{v_n} \right), \quad \varphi_l = \omega \left( t - \frac{l}{v_l} \right).$$

Из этих выражений видно, что угол  $\varphi$  поворота плоскости поляризации на глубине  $l$  равен:

$$\varphi = \frac{\varphi_l - \varphi_n}{2} = \frac{\omega l}{2} \left( \frac{1}{v_n} - \frac{1}{v_l} \right) = \frac{\omega l}{2c} (n_n - n_l) = \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_n - n_l),$$

где  $v_0 = \frac{c}{n_0}$ ;  $v_n = \frac{c}{n_n}$ ;  $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{Tc} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ ;  $\lambda_0$  – длина волны в вакууме.

Как показывает опыт, все вещества в сильном магнитном поле также вращают плоскость поляризации. В этих условиях угол поворота  $\varphi_B$  пропорционален величине индукции магнитного поля  $B$  и длине пути света в исследуемом веществе:  $\varphi_B \sim Bl$ .

### Методика эксперимента

Установка состоит из источника света в виде светодиода, освещающего прозрачный матовый экран в торце кожуха – 1, двух поляризаторов (2 и 5) из поляроидной плёнки во вращающихся круглых оправках с градусными шкалами, пластинка  $\left( \frac{\lambda}{4} \right)$  – 4 во вращающейся оправе с градусной шкалой, образца 3 из оргстекла, к торцу которого прикреплен петлевой проволочный тензорезистор, столика с винтом, сжимающим образец (рисунок 15.11).

Проволочный тензорезистор включён в мостовую схему. Ток разбалансировки, пропорциональный величине деформации образца и, следовательно, механическому напряжению, измеряется цифровым миллиамперметром и индицируется на цифровом индикаторе электронного блока 6, в котором находится также узел питания светодиода.

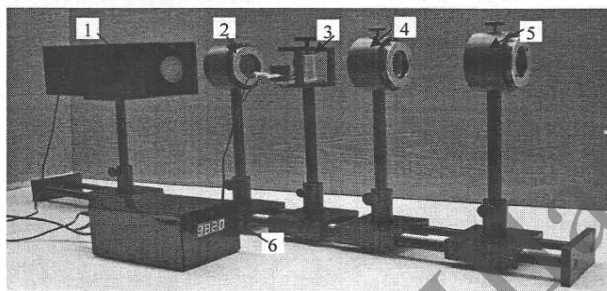


Рисунок 15.11. – Общий вид установки

**Установка позволяет:**

- ознакомиться со свойствами линейнополяризованного света, законом Малюса, методом анализа линейнополяризованного света;
- ознакомиться со светом, поляризованным по эллипсу и по кругу, методами их анализа;
- ознакомиться со свойствами пластинки  $\frac{\lambda}{4}$ , измерить ориентацию её главных направлений;
- убедиться, что ненапряженный образец из оргстекла изотропен; под действием механических напряжений он становится анизотропным;
- измерить разность фаз  $\delta$  между обыкновенным и необыкновенным лучами, возникающую в напряжённом образце; убедиться, что  $\delta$  пропорционально механическому напряжению  $\sigma$  в нем.

**Порядок выполнения работы**

**Задание 1. Получение линейнополяризованного света, его анализ**

- I Включить установку тумблером «Сеть». Матовый экран блока 1 освещён.
- II Снять со скамьи образец 3, четвертьволновую пластинку 4 и поляризатор, оставив только анализатор.
- III Рассматривая сквозь анализатор экран, вращать анализатор. Как ведёт себя яркость экрана?

**IV** Поставить перед анализатором поляризатор, установив его в положение 0. Рассматривая сквозь них экран, вращать анализатор. Как ведёт себя яркость экрана? При каком угле анализатора яркость экрана становится практически нулевой? Проявление какого закона здесь имеет место?

**Задание 2. Определение главных направлений четвертьволновой пластинки. Получение света, поляризованного по кругу**

**I** Поместить между скрещёнными поляризатором и анализатором (их плоскости поляризации взаимно перпендикулярны) пластинку  $\frac{\lambda}{4}$ . Вращая её, добиться минимальной яркости экрана и отсчитать соответствующее деление на её градусной шкале.

**II** Найдя четыре таких положения, сделать чертёж пластинки  $\frac{\lambda}{4}$ , нанеся на него круговую градусную шкалу. Провести через отсчитанные в п. I деления две взаимно перпендикулярные прямые, которые и будут указывать направление главной оптической оси и перпендикулярное ей направление. Эти два направления и будут главными.

**III** Повернуть пластинку  $\frac{\lambda}{4}$  так, чтобы её главные направления составили с плоскостью поляризации падающего на неё света (она задаётся ориентацией поляризатора) угол  $45^\circ$ .

**IV** Убедиться в том, что выходящий из пластинки  $\frac{\lambda}{4}$  свет поляризован по кругу. Для этого, вращая анализатор, наблюдать за яркостью экрана. Если она не будет изменяться, значит, свет, выходящий из пластинки, поляризован по кругу.

**Задание 3. Возникновение оптической анизотропии в образце из оргстекла под действием механических напряжений. Получение света, поляризованного по эллипсу**

**I** Убрать пластинку  $\frac{\lambda}{4}$ , оставив на скамье только поляризатор и анализатор. Поставить плоскость поляризации поляризатора под углом  $45^\circ$  к вертикали, анализатор сориентировать в скрещённое состояние относительно поляризатора (плоскости поляризации анализатора и поляризатора взаимно перпендикулярны). Свет через них не проходит, яркость экрана нулевая.

**II** Поставить между поляризатором и анализатором столик с образцом в виде пластинки из оргстекла. Произвести отсчёт показания цифрового индикатора электронного блока. Яркость экрана по-прежнему нулевая.

**III** Вращением винта столика слегка сжать образец. Произвести отсчёт нового показания индикатора. Образец просветляется. Это свидетельствует о возникновении анизотропии в образце. Образец по своим оптическим



свойствам становится похожим на одноосный кристалл, причём его оптическая ось ориентирована вдоль направления приложения силы.

**IV** Вращаем анализатор, убеждаемся, что яркость экрана за образцом изменяется от максимума до минимума, не принимая нулевого значения. Это говорит о том, что линейнополяризованный свет, пройдя через образец, превращается в эллиптическиполяризованный.

**V** Между сжатым образцом и анализатором устанавливаем пластинку  $\frac{\lambda}{4}$  так, чтобы её главное направление было ориентировано под углом  $45^\circ$  относительно вертикали. Поляризатор по-прежнему ориентирован под углом  $45^\circ$  к вертикали, анализатор скрещён относительно поляризатора (угол  $135^\circ$ ). Свет через систему «поляризатор – напряжённый образец – четвертьволновая пластинка – анализатор» проходит.

**VI** Вращаем анализатор против часовой стрелки до тех пор, пока свет не перестанет проходить (экран за образцом снова тёмный). Угол  $\varphi$ , на который для этого мы повернули анализатор, связан с  $\delta$  соотношением:

$$\delta = 2\varphi,$$

т. е. разность фаз  $\delta$ , которая возникает между обыкновенной и необыкновенной волнами в напряжённой пластинке, равна удвоенному углу  $\varphi$  поворота плоскости поляризации света при прохождении его через пластинку, или, практически, удвоенному углу поворота анализатора, с помощью которого мы определяем положение этой плоскости.

#### **Литература:**

1. Матвеев, А. Н. Оптика / А. Н. Матвеев. – М.: Высш. школа, 1985. – 569 с.
2. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Оптика / Д. В. Сивухин. – М.: Наука, 1985. – 557 с.
3. Шаскольская, М. П. Кристаллография / М. П. Шаскольская. – М.: Высшая школа, 1984. – 318 с.

## Лабораторная работа № 16

### ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА

**Цель работы:** изучить принцип измерения поглощения света с помощью фотоколориметра КФК-2; определить коэффициенты пропускания и оптические плотности растворов.

**Приборы и оборудование:** фотоколориметр КФК-2, набор кювет, растворы  $\text{CuSO}_4$  и родамина.

#### Краткая теория

Для измерения коэффициента пропускания  $\tau$  на фотоприёмник направляются поочередно полный световой поток  $\Phi_{0\lambda} = kI_0$  и прошедший через исследуемую среду  $\Phi_\lambda = kI$ . Отношение этих потоков  $\tau = \frac{I}{I_0}$  определяет коэффициент пропускания.

С помощью колориметра КФК-2, используемого в работе для изучения поглощения света в растворах, коэффициент пропускания  $\tau$  измеряется следующим образом. Вначале на пути света помещается кювета с растворителем или контрольным раствором. Отсчёт коэффициента пропускания колориметра в этом случае устанавливается равным  $n_1 = 100$  делениям, т. е. световой поток  $\Phi_{0\lambda} = kI_0$  условно принимается за 100%. Затем на то же место помещается аналогичная кювета с исследуемым раствором. Полученный отсчёт  $n_2$  по шкале коэффициентов пропускания будет соответствовать потоку  $\Phi_\lambda = kI$ . Следовательно, коэффициент пропускания исследуемого раствора  $\tau$ , выраженный в процентах, будет равен отсчёту  $n_2$ , т. е.  $\tau = n_2$ .

Оптическая плотность  $D$  определяется по формуле:

$$D = -\lg\left(\frac{\Phi_\lambda}{\Phi_{0\lambda}}\right) = -\lg\left(\frac{I_\lambda}{I_{0\lambda}}\right) = -\lg\left(\frac{\tau}{100}\right) = 2 - \lg \tau.$$

#### Порядок выполнения работы

**I** Колориметр включить в сеть за 15 мин до начала измерений. (Кюветное отделение во время прогрева должно быть открыто!).

**II** Ввести необходимый светофильтр.

**III** Установить минимальную светочувствительность колориметра. Для этого ручку «Чувствительность» устанавливают в положение «1», а ручку «Установка 100 грубо» – в крайнее левое положение.

**IV** В световой пучок установить кювету с растворителем или контрольным раствором, по отношению к которому производятся измерения.

V Закрывать крышку кюветного отделения (при поднятой крышке специальная шторка перед фотоприёмниками перекрывает световой пучок).

VI Ручками «Чувствительность», «Установка 100 грубо» и «Точно» установить 100 по шкале колориметра.

VII Поворотом ручки кювету с растворителем или контрольным раствором заменить кюветой с исследуемым раствором.

VIII Снять отсчёт по шкале колориметра, соответствующий коэффициенту пропускания  $\tau$  исследуемого раствора.

IX Измерить коэффициент пропускания  $\tau$  растворов всех имеющихся концентраций  $CuSO_4$  в воде при всех светофильтрах.

X Для каждого светофильтра построить графики зависимостей коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации растворов. С помощью графиков определить неизвестные концентрации  $c_{x1}$  и  $c_{x2}$ .

XI Измерить коэффициент пропускания  $\tau$  и по формуле  $D = 2 - \lg \tau$  определить оптическую плотность раствора родамина 6Ж в воде при всех светофильтрах.

XII По формуле  $\alpha_\lambda = \frac{D}{0,4343d}$  определить коэффициент поглощения  $\alpha_\lambda$  и построить график зависимости  $\alpha = \alpha(\lambda)$ , т. е. спектр поглощения раствора родамина 6Ж.

*Результаты измерений для различных веществ представлены в таблицах и графиках (таблицы 16.1–16.19; рисунки 16.1–16.19).*

Таблица 16.1. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 5-процентного раствора  $CuSO_4$  при  $d = 5,07$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	5,07								
$\tau$ (%)	84	93	94	95	95	92	84	34	10
$D$ изм	0,074	0,031	0,025	0,022	0,022	0,036	0,074	0,46	1
$D$	0,07572	0,0315	0,0269	0,0223	0,0223	0,03621	0,0757	0,4685	1

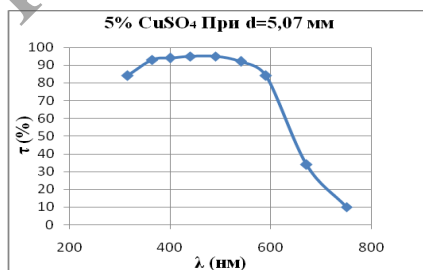


Рисунок 16.1. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 5,07$  мм

Таблица 16.2. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 5-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 10,07$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	10,07								
$\tau$ (%)	82	88	90	92	93	89	72	15	2
$D$ изм	0,08	0,051	0,045	0,0337	0,03	0,05	0,14	0,8	1,6
$D$	0,08619	0,0555	0,0458	0,0362	0,0315	0,05061	0,1427	0,8239	1,699

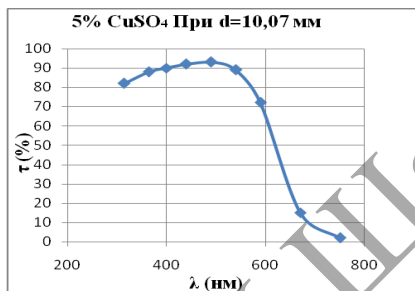


Рисунок 16.2. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 10,07$  мм

Таблица 16.3. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 5-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 30,12$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	30,12								
$\tau$ (%)	54	75	78	83	84	69	39	2	0
$D$ изм	0,27	0,12	0,1	0,08	0,075	0,16	0,4	1,7	$\infty$
$D$	0,26761	0,1249	0,1079	0,0809	0,0757	0,16115	0,4089	1,699	$\infty$

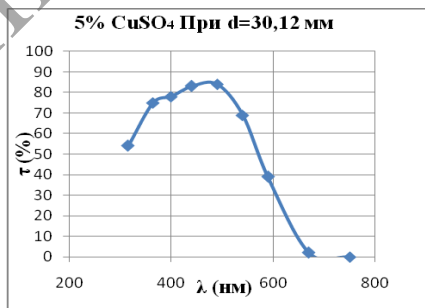


Рисунок 16.3. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 30,12$  мм

Таблица 16.4. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 5-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 50,08$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	50,08								
$\tau$ (%)	43	64	68	74	74	54	22	0	0
$D$ изм	0,37	0,2	0,17	0,13	0,13	0,27	0,66	$\infty$	$\infty$
$D$	0,36653	0,1938	0,1675	0,1308	0,1308	0,26761	0,6576	$\infty$	$\infty$

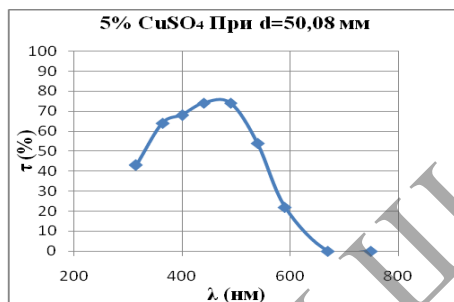


Рисунок 16.4. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 50,08$  мм

Таблица 16.5. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 10-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 5,07$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	5,07								
$\tau$ (%)	79	88	89	90	90	87	79	29	5
$D$ изм	0,1	0,05	0,05	0,05	0,045	0,06	0,1	0,5	1,3
$D$	0,10237	0,0555	0,0506	0,0458	0,0458	0,06048	0,1024	0,5376	1,301

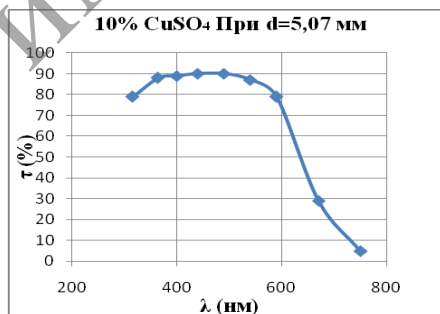


Рисунок 16.5. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 5,07$  мм

Таблица 16.6. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 10-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 10,07$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	10,07								
$\tau$ (%)	77	83	85	87	88	84	67	10	0
$D$ изм	0,11	0,08	0,07	0,06	0,06	0,08	0,2	1	$\infty$
$D$	0,11351	0,0809	0,0706	0,0605	0,0555	0,07572	0,1739	1	$\infty$

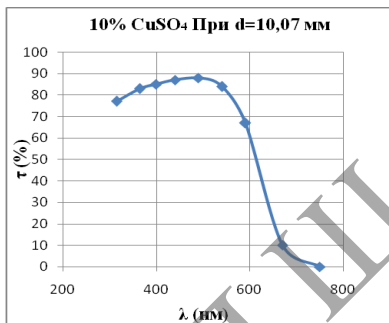


Рисунок 16.6. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 10,07$  мм

Таблица 16.7. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 10-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 30,12$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	30,12								
$\tau$ (%)	49	70	73	78	79	64	34	0	0
$D$ изм	0,3	0,15	0,14	0,1	0,1	0,2	0,5	$\infty$	$\infty$
$D$	0,3098	0,1549	0,1367	0,1079	0,1024	0,19382	0,4685	$\infty$	$\infty$

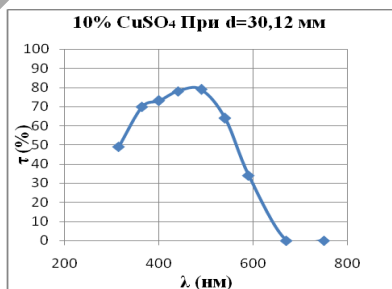


Рисунок 16.7. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 30,12$  мм

Таблица 16.8. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 10-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 50,08$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	50,08								
$\tau$ (%)	38	59	63	69	68	49	17	0	0
D изм	0,4	0,2	0,2	0,16	0,2	0,3	0,8	$\infty$	$\infty$
D	0,42022	0,2291	0,2007	0,1612	0,1675	0,3098	0,7696	$\infty$	$\infty$

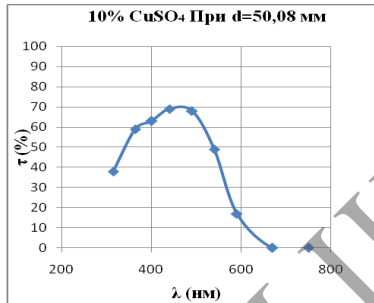


Рисунок 16.8. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 50,08$  мм

Таблица 16.9. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 15-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 5,07$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	5,07								
$\tau$ (%)	74	83	84	85	84	82	74	24	0
D изм	0,13	0,08	0,08	0,07	0,08	0,09	0,13	0,6	$\infty$
D	0,13077	0,0809	0,0757	0,0706	0,0757	0,08619	0,1308	0,6198	$\infty$

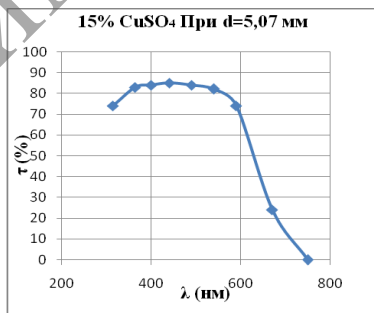


Рисунок 16.9. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 5,07$  мм

Таблица 16.10. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 15-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 10,07$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	10,07								
$\tau$ (%)	72	78	80	82	83	79	62	5	0
D изм	0,14	0,1	0,09	0,09	0,08	0,1	0,2	1,3	$\infty$
D	0,14267	0,1079	0,0969	0,0862	0,0809	0,10237	0,2076	1,301	$\infty$

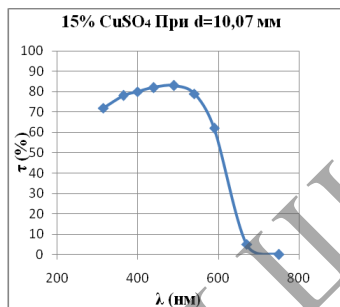


Рисунок 16.10. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 10,07$  мм

Таблица 16.11. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 15-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 30,12$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	30,12								
$\tau$ (%)	44	65	68	73	74	59	29	0	0
D изм	0,35	0,19	0,17	0,14	0,13	0,2	0,5	$\infty$	$\infty$
D	0,35655	0,1871	0,1675	0,1367	0,1308	0,22915	0,5376	$\infty$	$\infty$

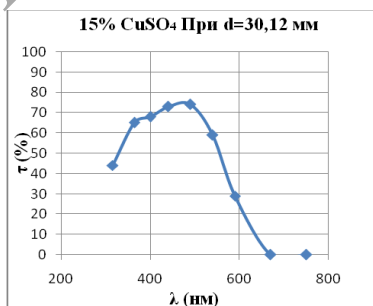


Рисунок 16.11. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 30,12$  мм



Таблица 16.12. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 15-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 50,08$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	50,08								
$\tau$ (%)	33	54	58	64	63	44	12	0	0
$D$ изм	0,48	0,26	0,24	0,2	0,2	0,36	0,9	$\infty$	$\infty$
$D$	0,48149	0,2676	0,2366	0,1938	0,2007	0,35655	0,9208	$\infty$	$\infty$

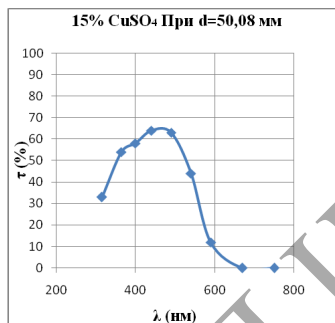


Рисунок 16.12. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 50,08$  мм

Таблица 16.13. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 20-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 5,07$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	5,07								
$\tau$ (%)	69	78	79	80	79	77	69	19	0
$D$ изм	0,16	0,1	0,1	0,09	0,1	0,1	0,2	0,7	$\infty$
$D$	0,16115	0,1079	0,1024	0,0969	0,1024	0,11351	0,1612	0,7212	$\infty$

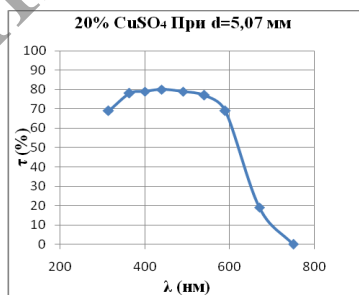


Рисунок 16.13. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 5,07$  мм

Таблица 16.14. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 20-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 10,07$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	10,07								
$\tau$ (%)	68	73	75	77	78	74	57	0	0
$D$ изм	0,16	0,14	0,13	0,1	0,1	0,1	0,24	$\infty$	$\infty$
$D$	0,16749	0,1367	0,1249	0,1135	0,1079	0,13077	0,2441	$\infty$	$\infty$

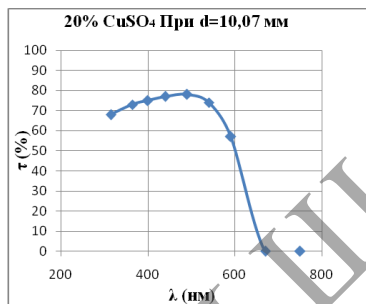


Рисунок 16.14. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 10,07$  мм

Таблица 16.15. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 20-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 30,12$  мм.

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	30,12								
$\tau$ (%)	39	60	63	67	69	54	24	0	0
$D$ изм	0,4	0,2	0,2	0,17	0,16	0,27	0,6	$\infty$	$\infty$
$D$	0,40894	0,2218	0,2007	0,1739	0,1612	0,26761	0,6198	$\infty$	$\infty$

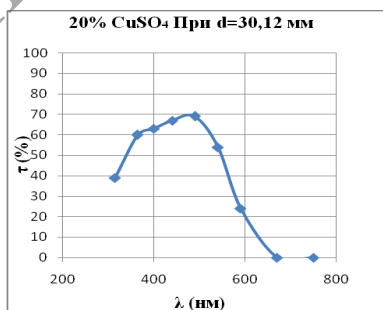


Рисунок 16.15. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 30,12$  мм

Таблица 16.16. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации 20-процентного раствора  $\text{CuSO}_4$  при  $d = 50,08$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	50,08								
$\tau$ (%)	27	49	53	59	59	39	7	0	0
$D$ изм	0,6	0,3	0,3	0,2	0,2	0,4	1,2	$\infty$	$\infty$
$D$	0,56864	0,3098	0,2757	0,2291	0,2291	0,40894	1,1549	$\infty$	$\infty$

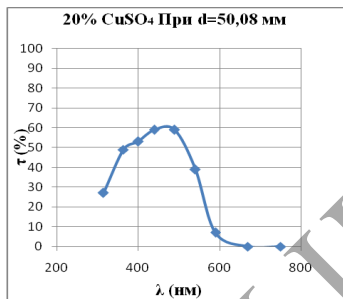


Рисунок 16.16. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 50,08$  мм

Таблица 16.17. – Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от концентрации раствора родамина при  $d = 10,07$  мм

$\lambda$ (нм)	315	364	400	440	490	540	590	670	750
$d$ (мм)	10,07								
$\tau$ (%)	41	46	71	52	4	33	95	99	99
$D$ изм	0,38	0,34	0,15	0,28	1,4	0,48	0,02	0,004	0,004
$D$	0,38722	0,3372	0,1487	0,284	1,3979	0,48149	0,0223	0,0044	0,0044

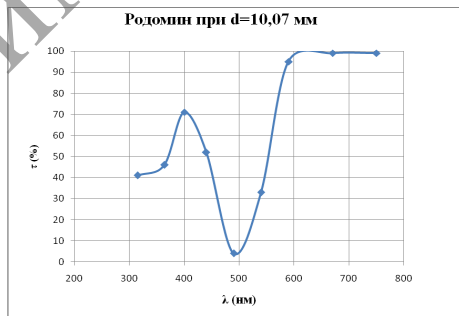


Рисунок 16.17. – График зависимости коэффициента пропускания от длины волны при  $d = 10,07$  мм

Таблица 16.18. – Зависимость оптической плотности  $D$  от концентрации раствора  $c$

$\lambda$ (нм)	440			
$d$ (мм)	30,12			
$D$	0,08092	0,1079	0,1367	0,1739
$c$ (%)	5	10	15	20

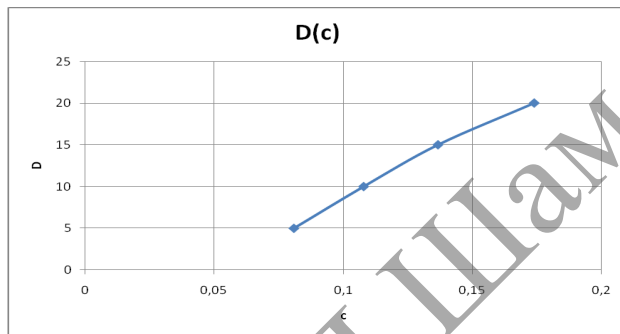


Рисунок 16.18. – График зависимости оптической плотности  $D$  от концентрации раствора  $c$

Таблица 16.19. – Зависимость оптической плотности  $D$  от толщины слоя раствора  $d$

$\lambda$ (нм)	440			
$c$ (%)	10			
$d$ (мм)	5,07	10,07	30,12	50,08
$D$	0,04576	0,0605	0,1079	0,1612

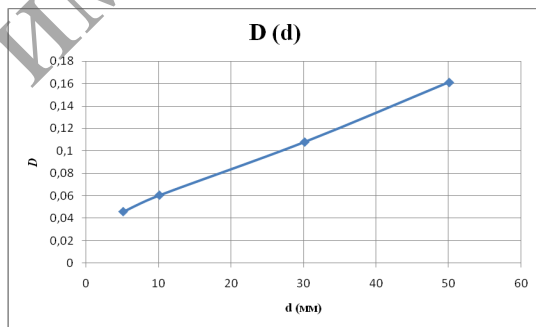


Рисунок 16.19. – График зависимости оптической плотности  $D$  от толщины слоя раствора  $d$

Проанализировав результаты измерений, можно сделать следующие выводы:

- коэффициент пропускания  $\tau$  в растворе  $CuSO_4$  заметно уменьшается в диапазоне длин волн  $\approx 450\text{нм} - 750\text{нм}$ , на остальном же участке его можно считать однородным;

- коэффициент пропускания  $\tau$  в растворе родамина растёт в диапазоне длин волн  $\approx 315\text{нм} - 400\text{нм}$ , затем наблюдается резкий спад в диапазоне  $\approx 400\text{нм} - 490\text{нм}$ , после чего коэффициент возрастает ( $\approx 500\text{нм} - 590\text{нм}$ ), и становится практически неизменным;

- с увеличением концентрации  $CuSO_4$  в растворе наблюдается уменьшение коэффициента пропускания  $\tau$ , пропорциональное росту оптической плотности  $D$ ;

- оптическая плотность  $D$  линейно зависит от концентрации раствора  $d$ ;

- оптическая плотность  $D$  линейно зависит от толщины слоя раствора  $d$ .

Полученные результаты подтверждают справедливость закона Бугера – Ламберта – Бера.

#### **Литература:**

1. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – М.: Наука, 1976. – 437 с.
2. Физический практикум. Электричество и оптика / под ред. В. И. Ивероной. – М.: Наука, 1968. – 289 с.
3. Сорокина, А. А. Практикум по оптике и физике атома / А. А. Сорокина, Г. А. Ледеява, Л. Д. Шевелкина. – Иваново, 1974. – 326 с.
4. Калоша, В. К. Общая физика: оптика, строение атома, физика ядра и элементарных частиц: пособие / В. К. Калоша, Н. Н. Егоров, А. И. Бежанова. – Мозырь: УО МГПУ, 2004. – 208 с.

## Лабораторная работа № 17

### ИЗУЧЕНИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ И ХРОМАТИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИЙ ЛИНЗЫ

**Цель работы:** изучить основные законы геометрической оптики, изучить сферическую и хроматическую аберрацию линзы.

**Приборы и оборудование:** установка для изучения сферической и хроматической аберрации линзы.

#### Краткая теория

##### 1 Законы геометрической оптики. Принцип Ферма

Длины волн, воспринимаемых глазом человека, очень малы ( $\lambda \approx 10^{-7}$  м), поэтому в первом приближении распространение света можно рассматривать, отвлекаясь от его волновой природы. Раздел оптики, в котором пренебрегают конечностью длин волн ( $\lambda \rightarrow 0$ ), называется *геометрической оптикой*, т. к. законы оптики в этом случае можно сформулировать на языке геометрии. Основу геометрической оптики составляют следующие законы:

*Закон прямолинейного распространения света:* между двумя точками в однородной среде свет распространяется по прямой линии, соединяющей эти точки.

*Закон независимости световых пучков:* пучки света при пересечении не оказывают влияния друг на друга.

*Законы отражения света:*

- падающий луч, отраженный луч и перпендикуляр к границе раздела двух сред в точке падения луча лежат в одной плоскости;

- угол падения равен углу отражения. Углом падения (отражения) называется угол между перпендикуляром к поверхности и направлением падающего (отраженного) луча.

*Законы преломления света:*

- луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр к границе раздела двух сред в точке падения луча лежат в одной плоскости;

- отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная, равная относительному показателю преломления двух сред:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1},$$

где  $n_1$  и  $n_2$  – абсолютные показатели преломления сред 1 и 2 соответственно;  $n_{21}$  – относительный показатель преломления.

Геометрическая оптика пользуется понятием светового луча. Представление о световом луче можно получить, если в непрозрачном экране сделать круглое отверстие и направить на него световой поток. Чем меньше диаметр отверстия, тем уже выходящий из него световой пучок. В пределе, переходя к отверстию бесконечно малого радиуса, можно получить световой пучок в виде геометрической линии – светового луча. В реальности на пути получения бесконечно узкого пучка (светового луча) встает явление дифракции. Только в предельном случае ( $\lambda \rightarrow 0$ ) расширения светового пучка из-за дифракции не происходит и можно говорить о световом луче как о геометрической линии.

Таким образом, геометрическая оптика есть предельный случай волновой оптики, когда можно пренебречь конечностью длины волны ( $\lambda \rightarrow 0$ ).

Законы геометрической оптики могут быть получены из общего принципа, сформулированного Ферма:

- свет между двумя точками в однородной среде (среде, все точки которой характеризуются одним и тем же показателем преломления) распространяется по пути, на прохождение которого затрачивается минимальное время; или в современной формулировке:

- свет распространяется по пути, оптическая длина которого экстремальна. Оптической длиной называется величина  $L$ , равная произведению геометрической длины пути  $s$  на показатель преломления среды  $n$ :  $L = ns$ .

Покажем, как, пользуясь принципом Ферма, можно получить из общих соображений закон отражения (рисунок 17.1).

Пусть падающий луч  $AO$  отражается от поверхности  $SS_1$  в точке  $O$ , положение которой на прямой  $CD$  задается величиной  $CO = x$ . Тогда оптическая длина пути  $L = n(AO + OB)$ , где  $n$  – показатель преломления среды, в которой распространяется свет,  $OB$  – отраженный луч. Тогда, определив из  $\triangle AOC$  и  $\triangle BOD$  отрезки  $AO$  и  $OB$ , получим:  $L = (n\sqrt{h_1^2 + x^2} + \sqrt{h_2^2 + (a-x)^2})$ , где  $h_1$  и  $h_2$  – длины перпендикуляров  $AC$  и  $BD$ . Условие экстремума функции  $L(x)$  заключается в том, что  $dL/dx = 0$ . Следовательно:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{xn}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - \frac{(a-x)n}{\sqrt{h_2^2 + (a-x)^2}} = 0.$$

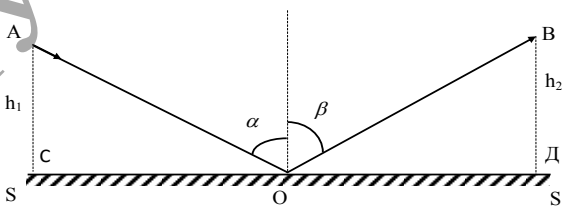


Рисунок 17.1. – К выводу закона отражения

Так как  $\frac{xn}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} = \sin \alpha$ ,  $\frac{(a-x)}{\sqrt{h_2^2 + (a-x)^2}} = \sin \beta$ , то  $\sin \alpha = \sin \beta$ , и, следовательно,  $\alpha = \beta$ . Таким образом мы приходим к закону отражения.

Аналогичным образом можно показать, что из требования экстремальности пути следует закон преломления света.

## 2 Сферические и плоские зеркала. Формула зеркала

Свет в той или иной степени отражается любыми телами. Если поверхность тела полированная, то отражение света происходит по закону отражения. Такое отражение называется зеркальным, а сами поверхности – зеркальными. Коэффициент отражения зависит от природы отражающей поверхности: полированное серебряное зеркало отражает 90% падающего света, а черная лакированная поверхность – менее 1%.

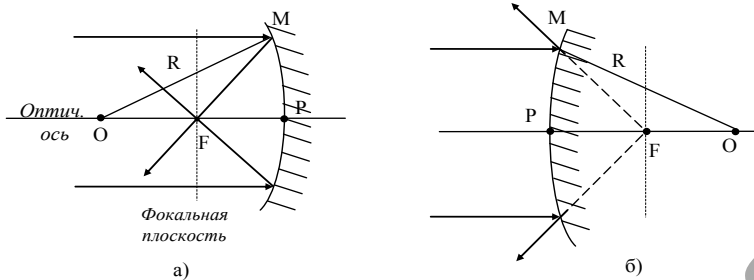
Наряду с зеркальным, существует и диффузное отражение, при котором свет отражается во все стороны равномерно. Поверхность, которая отражает свет равномерно во все стороны, называется абсолютно матовой. Диффузное отражение способствует тому, что предмет можно наблюдать из разных точек пространства. В общем случае не существует как абсолютно матовых, так и абсолютно зеркальных поверхностей. В направлении зеркального отражения наблюдается максимум света.

Зеркальные поверхности бывают плоскими (плоское зеркало) и сферическими (сферическое зеркало). Сферическое зеркало называется выпуклым, если отражение происходит от выпуклой (внешней) поверхности. Сферическое зеркало называется вогнутым, если отражающей поверхностью служит внутренняя (вогнутая) поверхность.

Основные точки и линии сферических зеркал представлены на рисунке 17.2:

- средняя точка имеющейся части сферической поверхности называется полюсом зеркала  $P$ ;
- нормаль к зеркалу  $OP$ , проходящая через центр зеркала  $O$  и его полюс  $P$ , называется главной оптической осью зеркала;
- нормаль к зеркалу  $MO$  в любой другой точке, проходящая через центр зеркала  $O$ , называется побочной оптической осью зеркала;
- диаметр  $d$  окружности, ограничивающей сферическое зеркало, называется отверстием зеркала;
- точка  $F$  на оптической оси, в которой пересекаются после отражения от зеркала лучи, параллельные главной оптической оси, называется главным фокусом. В случае вогнутого зеркала фокус расположен на расстоянии  $R/2$  между полюсом и центром слева от полюса (рисунок 17.2а); в случае выпуклого зеркала фокус расположен на расстоянии  $R/2$  справа от полюса, т. е. является мнимым (рисунок 17.2б).

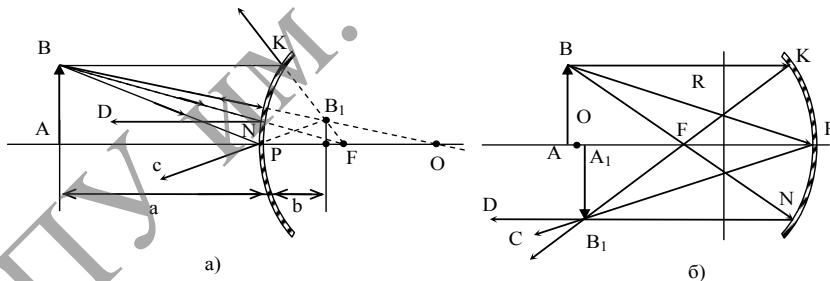




**Рисунок 17.2. – Расположение характерных точек в сферических зеркалах: вогнутом (а) и выпуклом (б)**

Для графического построения изображения в сферических зеркалах обычно используют лучи, направления которых после отражения известны. Их называют лучами построения. К ним относятся изображения представленные на рисунке 17.3а,б:

- 1) лучи  $BO$ , падающие на зеркало в направлении его центра  $O$ , после отражения проходят в противоположном направлении  $OB$ ;
- 2) лучи  $BK$ , параллельные оптической оси, (или их продолжения) после отражения проходят через фокус  $F$  ( $BKB_1F$ );
- 3) лучи  $BN$ , проходящие через фокус  $F$ , после отражения идут параллельно оптической оси ( $ND$ );
- 4) лучи  $BP$ , падающие на зеркало в его полюсе, отразятся симметрично относительно его главной оптической оси ( $PC$ ).



**AB – предмет,  $A_1B_1$  – его изображение**

**Рисунок 17.3. – Ход лучей построения в выпуклом (а) и вогнутом (б) сферических зеркалах**

Для построения изображения достаточно воспользоваться любой парой из этих лучей (рисунок 17.3а,б).

Точка пересечения отраженных лучей (рисунок 17.3б) или точка пересечения продолжений отраженных лучей (рисунок 17.3а)  $B_1$  будет изображением точки  $B$  данного предмета.

Если изображение построено на действительных лучах, то такое изображение будет действительным (рисунок 17.3б). На рисунке 17.3а показано образование мнимого изображения.

При построении изображений в плоских зеркалах (ввиду того, что точки  $F$  и  $O$  находятся на бесконечности) из каждой точки объекта  $AB$  проводят два произвольных луча ( $AC$  и  $AD$ ) к поверхности зеркала и, применяя закон отражения света, находят точку  $A_1$  пересечения продолжений ( $CA_1$  и  $DA_1$ ) отраженных лучей (рисунок 17.4). В результате наблюдателю, глаз которого помещен на пути отраженных лучей, они будут казаться пересекающимися в точке  $A_1$ , являющейся мнимым изображением точки  $A$ . Точка  $A_1$  является вершиной пучка лучей, отраженного зеркалом. Изображение в плоском зеркале всегда мнимое, равное по величине предмету и находящееся на таком же расстоянии за зеркалом, на каком предмет находится перед зеркалом.

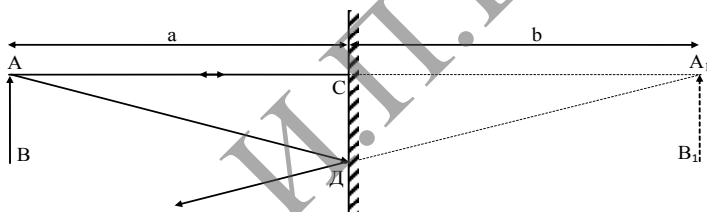


Рисунок 17.4. – Образование изображения в плоском зеркале

Для нахождения положения и величины изображения пользуются формулой зеркала:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F} = \frac{2}{R} \quad (17.1)$$

и его увеличением:

$$k = \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{b}{a},$$

где  $a$  – расстояние от объекта до зеркала;  $b$  – расстояние от изображения до зеркала.

Эти формулы справедливы как для мнимых, так и для действительных изображений в зеркале. Необходимо помнить правило знаков: если объект, изображение или фокус находятся с отражающей стороны зеркала, то расстояние до объекта, расстояние до изображения следует считать положительными. Если же объект, изображение или фокус окажутся за

зеркалом, то соответствующие расстояния следует считать отрицательными. Высота объекта АВ и изображения  $A_1B_1$  считаются положительными или отрицательными в зависимости от того, находятся объект и изображение соответственно выше или ниже главной оптической оси.

Применяя правило знаков к рисунку 17.3а и рисунку 17.3б, получим соответственно формулы для расчета:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = -\frac{1}{F}, \quad \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F},$$

$$k = \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{b}{a} > 0, \quad k = \frac{A_1B_1}{AB} = -\frac{b}{a} < 0.$$

Отсюда для сферических зеркал  $b = \frac{aF}{a \pm F}$  и  $k = \frac{F}{a \pm F}$ . Расположение изображения и его высота, таким образом, зависят от расположения объекта относительно зеркала.

Применяя формулу (17.1) к плоскому зеркалу, получим:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F} = \frac{2}{R} = 0.$$

Так как  $R \rightarrow \infty, F \rightarrow \infty$ , то

$$\frac{1}{a} = -\frac{1}{b} \Rightarrow a = -b \text{ и } k = \frac{b}{a} = 1.$$

Таким образом, в плоском зеркале изображение всегда получается мнимое, прямое и в натуральную величину.

### 3 Полное внутреннее отражение. Волоконная оптика. Призма. Линзы. Формула линзы

При переходе света из одной прозрачной среды в другую луч на границе раздела сред изменяет свое направление, то есть испытывает преломление. Аналитическое соотношение между углами  $i$  и  $r$  было установлено экспериментально Снеллиусом (закон Снеллиуса) (рисунок 17.5) и записывается в виде:

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r. \quad (17.2)$$

Из закона Снеллиуса следует, что если  $n_1 > n_2$ , то  $r > i$ , т. е. преломленный луч отклоняется от нормали на угол, больший угла падения. Если же  $n_1 < n_2$ , то  $r < i$  и луч приближается к нормали. Эти случаи изображены на рисунке 17.5 а, б.

В связи с этим среду с меньшим показателем преломления называют оптически менее плотной, а среду с большим показателем преломления – оптически более плотной. Среда называется оптически однородной, если ее оптическая плотность (показатель преломления) во всех точках одинакова.

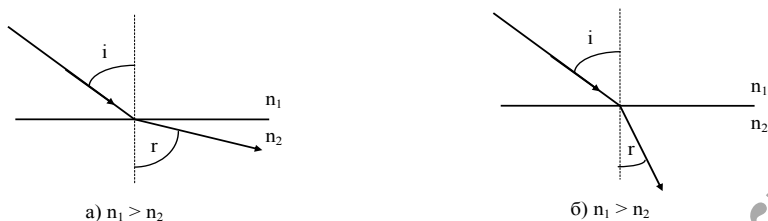


Рисунок 17.5. – Преломление света

Земная атмосфера является оптически неоднородной средой: ее показатель преломления непрерывно уменьшается по мере увеличения высоты над земной поверхностью. Благодаря этому световой луч, идущий в атмосфере, проходит множество тонких параллельных друг другу слоев, показатель преломления которых непрерывно уменьшается. В результате луч света в атмосфере искривляется, оказываясь обращенным выпуклостью вверх. Это явление называется рефракцией света в атмосфере.

Рефракция света позволяет видеть объекты, геометрически находящиеся за горизонтом. Очень сильная рефракция имеет место в нижнем слое (~12 км) атмосферы планеты Венера (данные исследований венерианской атмосферы 1967 г.). Здесь кривизна световых лучей оказывается больше кривизны планеты и поэтому лучи света могут проникать далеко за геометрический горизонт; на высоте более 12 км луч может обогнуть всю планету по кругу.

Если свет проходит из оптически более плотной среды в оптически менее плотную ( $n_2 < n_1$ ), например, из воды в воздух, то, согласно формуле (17.2), угол преломления будет больше угла падения ( $r > i$ ). При определенном угле падения угол преломления достигнет  $r = 90^\circ$ , и преломленный луч скользит по поверхности раздела сред, не входя во вторую среду (луч 1' и 2' на рисунке 17.6). Угол падения, при котором это происходит, называется предельным углом падения, а явление – полным отражением света.

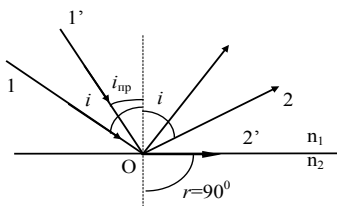


Рисунок 17.6. – Полное отражение

Согласно формуле (17.2):

$$\frac{\sin i_{np}}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21},$$

откуда  $\sin i_{np} = n_{21}$ .

Приведем значения предельных углов  $i_{np}$  падения в некоторых средах (на границе с воздухом): *вода* –  $49^\circ$ ; *стекло (легкий крон)* –  $40^\circ$ ; *алмаз* –  $24^\circ$ .

При больших углах падения ( $i > i_{np}$ ) все световые лучи отражаются (луч 1 О 2 на рисунке 17.6). Обращаем внимание на то, что полное отражение происходит только при переходе в среду с меньшим показателем преломления.

Явление полного отражения используется в оптических приборах – рефрактометрах – для определения относительного показателя преломления двух сред, а также абсолютного показателя преломления одной из сред, если показатель преломления другой среды известен; для конструирования поворотных и оборотных призм, которые используются в перископах, полевых биноклях. Преимущество использования этого явления состоит в том, что при этом отражается почти 100% света, тогда как даже лучшие зеркала отражают менее 100%, т. е. изображение получается более ярким.

В последнее время явление полного отражения нашло техническое применение в волоконной оптике. Стеклянная (пластиковая) нить покрывается слоем оптически менее плотного вещества. Луч света, падающий на торец такой нити (световода), проходит через всю нить, испытывая многократные полные отражения от ее боковой поверхности, и выходит через ее торец (рисунок 17.7а). Даже если световоду придать сложную форму, угол падения обычно не оказывается меньше критического и свет будет передан от одного торца к другому. Если перед торцом световода поместить освещенный объект, то на другом торце световода появится его изображение (рисунок 17.7б). Этот эффект используется в декоративных светильниках и для подсветки струй в фонтанах.

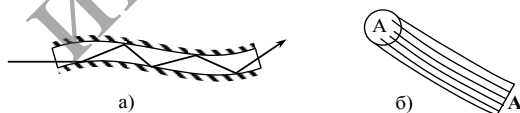


Рисунок 17.7. – Полное отражение (а) и оптоволоконное изображение (б)

Световоды используются для изготовления гибких перископов (зондов), с помощью которых можно рассматривать объекты, недоступные непосредственному наблюдению (внутренняя поверхность цилиндра двигателя, внутренность желудка и т. п.). Вводя через пищевод больного световод, врач получает возможность визуально обследовать стенки желудка. По одним волокнам посылается свет для освещения желудка, по другим идет отра-

женный свет. На торце, обращенном к наблюдателю, имеется зрительная труба, позволяющая рассмотреть изображение.

Важнейшим применением световодов является передача информации на большие расстояния: например, линия передачи телевизионных программ по подземному световодному кабелю. В будущем предполагается осуществлять таким образом телефонную связь. Преимущество таких систем связи в том, что световодные линии нечувствительны к атмосферным и электромагнитным помехам. Кроме того, они снижают расход дорогостоящей меди. Диаметр и масса оптических кабелей в 5–10 раз меньше электрических. По световодному кабелю с наружным диаметром 12 мм одновременно передается 240000 телефонных разговоров, что вдвое больше передающей способности электрического кабеля, наружный диаметр которого 76 мм.

Во многих оптических приборах (рефрактометры, перископы, поляриметры) для преломления света используются стеклянные призмы. На рисунке 17.8 показан ход лучей монохроматического света в призме.

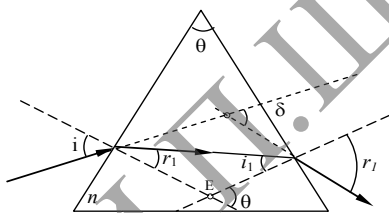


Рисунок 17.8. – Ход луча в призме

После двукратного преломления (на левой и правой гранях) луч оказывается отклоненным от первоначального направления на угол  $\delta$ , называемый углом отклонения. Угол  $\theta$ , заключенный между преломляющими гранями, называется преломляющим углом призмы. Угол отклонения  $\delta$  зависит от преломляющего угла  $\theta$  и показателя преломления материала призмы  $n$ . Эту зависимость можно установить, исходя из закона преломления и принимая показатель преломления воздуха равным единице:

$$\sin i = n \cdot \sin r \quad \text{и} \quad n \cdot \sin i_1 = \sin r_1.$$

При малых углах  $i$  и  $\theta$  будут малыми  $r$ ,  $i_1$  и  $r_1$ . Поэтому синусы углов можно заменить углами:

$$i = nr \quad \text{и} \quad n \cdot i_1 = r_1.$$

На основании теоремы о внешнем угле треугольника следует, что  $\theta = r + i_1$ . На том же основании находим  $\delta = (i - r) + (r_1 - i_1)$ . После преобразований получим:

$$\delta = (n - 1) \cdot \theta. \quad (17.3)$$

Явление преломления света используется в линзах, которые представляют собой прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями. На рисунке 17.9 изображены поперечные сечения двояковыпуклой (а) и двояковогнутой (б) сферических линз ( $R_1$ ,  $R_2$  и  $R_3$  – радиусы сфер).

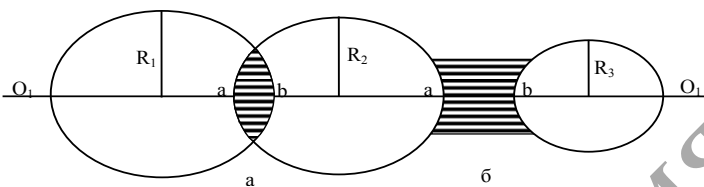


Рисунок 17.9. – Поперечное сечение линз

Прямая  $O_1O_1$ , проходящая через центры кривизны поверхностей, образующих линзу, называется главной оптической осью линзы.

Любая прямая, проходящая под углом к главной оптической оси через оптический центр линзы, называется побочной оптической осью  $PP$ .

Линзы характеризуются фокусом, фокусным расстоянием, фокальной плоскостью. Главным фокусом  $F$  называется точка, в которой после преломления собираются все лучи (для собирающей линзы) либо их продолжения (для рассеивающей линзы), падающие на линзу параллельно главной оптической оси. Плоскость  $Q$ , проходящая через фокус перпендикулярно главной оптической оси, называется *фокальной плоскостью*. Если параллельные лучи  $ab$  падают под некоторым углом к главной оптической оси, то они сходятся после преломления в точке  $N$  (побочный фокус), лежащей в фокальной плоскости. Через данную точку проходит побочная ось  $PP$ , проведенная параллельно падающим косым лучам  $a, b$  (рисунок 17.10).

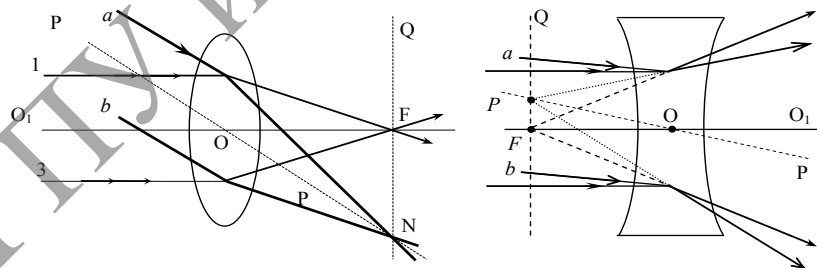


Рисунок 17.10. – Ход лучей в линзах

Расстояние от точки  $F$  до центра линзы называется фокусным расстоянием. Величина, обратная фокусному расстоянию, называется оптической силой линзы  $D$ :  $D = \frac{1}{F}$ . Оптическая сила измеряется в диоптриях  $1 \text{ дптр} = 1 \text{ м}^{-1}$ . Для построения изображения точки в линзе необходимо провести два из трех лучей, дальнейший ход которых после преломления линзой известен.

Для собирающей линзы (рисунок 17.11а):

- 1) луч 1, параллельный главной оптической оси, преломившись в линзе, пройдет через фокус  $F$ ;
- 2) луч 2, проходящий через центр линзы, выйдет из линзы без преломления;
- 3) луч 3, проходящий через фокус  $F$ , после преломления пройдет параллельно оптической оси линзы.

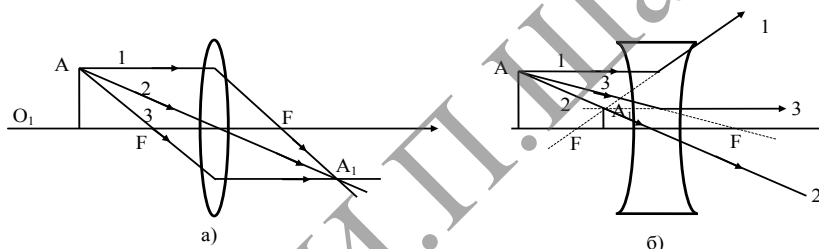


Рисунок 17.11. – Построение изображений в линзах

Точка  $A_1$  пересечения этих лучей и будет изображением точки объекта.

С помощью тех же трех лучей определяется положение изображения, создаваемого рассеивающей линзой (рисунок 17.11б). Изображение в рассеивающей линзе всегда мнимое, прямое и уменьшенное. Обращаем внимание, что луч 1, параллельный оси, преломляется линзой так, что его продолжение проходит через передний фокус линзы. Луч 3, направленный в фокус линзы, после преломления в ней оказывается параллельным главной оптической оси. Луч 2 проходит через оптический центр линзы без преломления, как и в случае с собирающей линзой. После преломления в рассеивающей линзе пересекаются не сами преломленные лучи 1, 2 и 3, а их продолжения, т. е. изображение в рассеивающей линзе оказывается мнимым.

Для построения изображения точки, находящейся на главной оптической оси, поступают следующим образом (рисунок 17.12): из объекта  $A$  проводят два луча:

- 1) один из них направляется по оптической оси и проходит через линзу, не преломляясь (луч  $AOB$ );



2) второй луч  $AC$  направляем на линзу под произвольным углом. Параллельно данному лучу проводим побочную оптическую ось  $P$  и находим точки  $K$  и  $F_1$  ее пересечения с фокальными плоскостями линз. Через данные точки  $K$  и  $F_1$  пройдут преломленные линзой лучи ( $ACKD$ ).

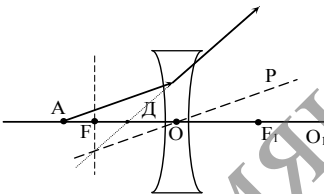


Рисунок 17.12. – Построение изображения точки, находящейся на оптической оси

Для количественных расчетов пользуются формулой линзы:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F} = D = (n_{21} - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (17.4)$$

где  $a$  – расстояние от предмета до линзы;  $b$  – расстояние от линзы до изображения;  $n_{21}$  – показатель преломления материала линзы относительно среды, в которой она помещена;  $R_1$  и  $R_2$  – радиусы кривизны передней и задней поверхностей линзы соответственно.

Уравнение (17.4) справедливо как для собирающих, так и для рассеивающих линз, если придерживаться следующего правила знаков:

1) фокусное расстояние  $F$  положительно для собирающих линз и отрицательно для рассеивающих. Радиус кривизны считается положительным, если свет падает на выпуклую поверхность, и отрицательным, если свет падает на вогнутую поверхность;

2) расстояние от объекта до линзы положительно (это обычный случай; при использовании комбинаций линз ситуация может оказаться иной);

3) расстояние от линзы до изображения положительно в случае действительного изображения и отрицательно в случае мнимого;

4) высота объекта  $h_0$  и высота изображения  $h_1$  положительны, если соответствующие точки расположены выше оптической оси. В случае прямого изображения увеличение положительно, в случае перевернутого – увеличение отрицательно. Увеличение линзы

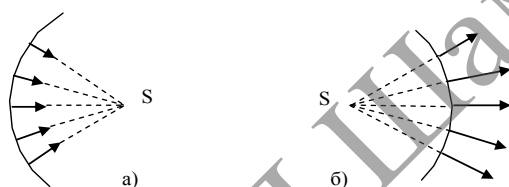
$$k = \frac{h_1}{h_0} = \frac{b}{a}. \quad (17.5)$$

#### 4 Аберрации оптических систем

Совокупность отражающих и преломляющих поверхностей, отделяющих друг от друга оптически однородные среды, образует оптическую

систему. Если центры сферических поверхностей (в частности, плоских, т. к. плоскость можно рассматривать как сферу бесконечного радиуса кривизны), образующих оптическую систему, лежат на одной прямой (оптической оси системы), то такая система называется центрированной.

Всякая оптическая система осуществляет преобразование световых пучков, представляющих совокупности световых лучей. Если при своем продолжении лучи пересекутся в одной точке, то такой пучок называется гомоцентрическим. Гомоцентрическому пучку лучей соответствует сферическая волновая поверхность (на рисунке 17.13а показан сходящийся, а на рисунке 17.13б – расходящийся гомоцентрический пучок). Частным случаем гомоцентрического пучка является пучок параллельных лучей, ему соответствует плоская световая волна.



**Рисунок 17.13. – Сходящийся (а) и расходящийся (б) гомоцентрические пучки**

Если система не нарушает гомоцентричности пучков, то лучи, вышедшие из точки  $S$ , пересекутся в одной точке, которая представляет собой оптическое изображение точки  $S$ . Если любая точка предмета изображается в виде точки, то изображение называется точечным или стигматическим.

Оптическая система, которая дает стигматическое изображение, геометрически подобное отображаемому, называется идеальной. Полученное изображение называется правильным. Правильное изображение удовлетворяет следующим условиям:

- 1) каждая точка изображается стигматически;
- 2) все точки изображения лежат в плоскости, перпендикулярной оптической оси системы;
- 3) масштаб изображения одинаков на всем изображении.

Нарушение первого и второго условий приводит к уменьшению резкости, а второго и третьего – к искажению изображения.

При построении изображений в центрированных оптических системах обычно пользуются следующими условиями:

свет в систему поступает в виде узких приосевых (параксиальных) пучков;

световые пучки составляют небольшие углы с главной оптической осью системы;

показатель преломления оптической системы одинаков для всех лучей пучка, т. е. среда не обладает дисперсией или свет в достаточной степени монохроматичен.

В реальности ни одно из перечисленных выше условий не выполняется, что и приводит, в конечном счете, к различного рода искажениям изображений, называемым аберрациями оптических систем.

*Сферическая аберрация.* Этот вид аберрации наблюдается в том случае, если точка, находящаяся на оптической оси системы, посылает широкий пучок лучей. Так как угол падения лучей не одинаков в центре и на периферии линзы, то лучи, падающие на линзу на больших расстояниях от главной оптической оси системы, преломляются сильнее, чем лучи, идущие вблизи оптической оси. Поэтому, вместо одного изображения точки  $S$ , получается бесконечное множество изображений  $S_1, S_2, S_3 \dots S_n$  (рисунок 17.14а). Если в любой из совокупности точек  $S_1, S_2, S_3 \dots S_n$  поместить экран  $\mathcal{E}$ , перпендикулярный оптической оси, то будет видно не точечное, а размытое изображение точки  $S$  (кружок рассеяния). При перемещении экрана вдоль оптической оси меняются размеры и освещенность кружка рассеяния. Размеры кружка рассеяния в том случае, когда экран  $\mathcal{E}$  совпадает с плоскостью  $AA$ , т. е. проходит через фокус параксиальных лучей, служат мерой поперечной сферической аберрации.

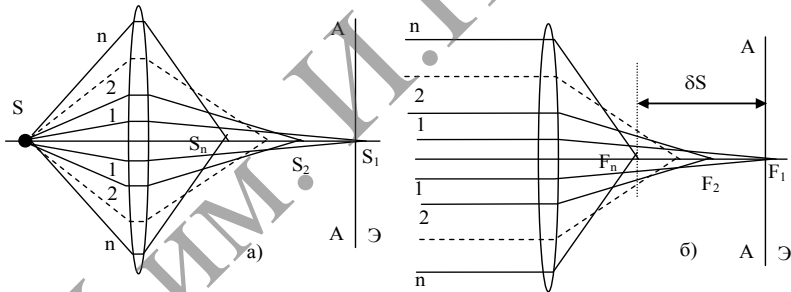


Рисунок 17.14. – Сферическая аберрация

Сферическая аберрация наблюдается и в том случае, когда на линзу падает широкий пучок параллельных лучей (рисунок 17.14б). В этом случае параксиальные лучи соберутся в фокусе  $F_1$ , а крайние лучи, более удаленные от оси, пересекут ось в точке  $F_n$ . Между фокусами располагаются фокусы лучей, падающих на все остальные зоны линзы. Расстояние между крайними фокусами  $F_1$  и  $F_n$ :

$$\delta S = F_n - F_1$$

называется продольной сферической аберрацией.

Величина продольной сферической aberrации зависит от кривизны поверхности линзы, показателя преломления и того, какой стороной линза обращена к источнику. Положительные (собирающие) линзы создают aberrации с  $\delta S < 0$ , а отрицательные (рассеивающие) линзы имеют aberrации противоположного знака, т. е. для них  $\delta S > 0$ . Поэтому, комбинируя такие простые линзы, можно значительно исправить сферическую aberrацию.

**Астигматизм.** Этот вид aberrации возникает при отображении внеосевых точек предмета. Обусловлен астигматизм неодинаковостью кривизны оптической поверхности в разных плоскостях сечения падающего на нее светового пучка.

Пусть  $SO'$  – ось светового пучка, а  $OO$  – главная оптическая ось системы. Проведем в световом пучке два сечения: меридиональное сечение  $MM$  – сечение, проходящее через оптическую ось системы и ось пучка, и сагиттальное сечение  $SS$  – сечение, перпендикулярное меридиональному. Выделим мысленно узкие полоски лучей, параллельные меридиональному и сагиттальному сечениям. Так как кривизна поверхности оптической системы для этих лучей будет различной, то они имеют схождения в разных точках оптической оси (рисунок 17.15). Если поставить экран в положение I, т. е. там, где находится точка схождения полоски меридиональных лучей, то на экране будет наблюдаться полоска сагиттальных лучей, иными словами, горизонтальная световая полоска. Напротив, в месте схождения полоски сагиттальных лучей II будет наблюдаться вертикальная световая полоска. При промежуточном положении экрана будет наблюдаться кружок рассеяния. Наилучшей «точкой» изображения является такая, в которой точка предмета изображается наименьшим кружком рассеяния. Она расположена между меридиональным и сагиттальным изображениями.

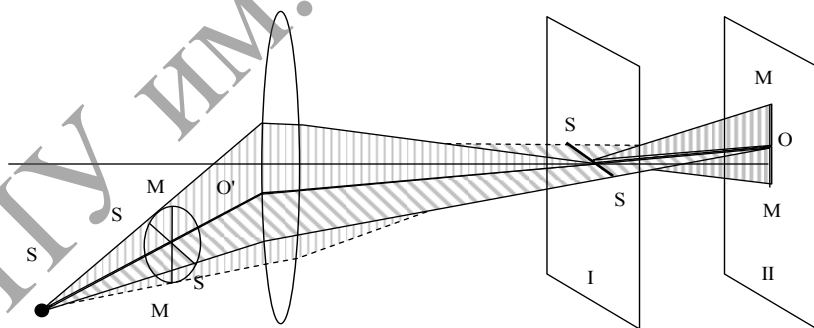


Рисунок 17.15. – Астигматизм линзы

*Кома.* Этот вид aberrации возникает для точек предмета, лежащих вне оптической оси, при отображении широкими пучками лучей (рисунок 17.16а).

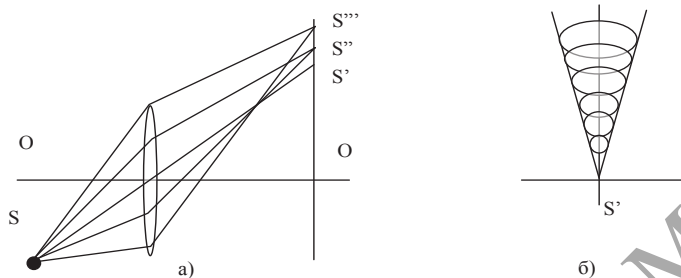


Рисунок 17.16. – Кома

В этом случае световые пучки, проходящие дальше от оптической оси, дают изображения, более удаленные от оптической оси, чем пучки, которые проходят ближе к оптической оси. Чем больше расстояние от оси линзы, тем шире пятно, которое дает соответствующий световой пучок. Изображение представляет собою непрерывную совокупность кругов, радиус которых увеличивается с увеличением расстояния от оптической оси (рисунок 17.16б).

*Дисторсия.* Этот вид aberrации обусловлен тем, что увеличение по полю зрения неодинаково. Если увеличение растет с удалением от оптической оси, то изображение прямоугольной сетки (рисунок 17.17а) преобразуется в «подушку» (рисунок 17.17б). Если же увеличение падает от центра к краям, то изображение прямоугольной сетки превращается в «бочку» (рисунок 17.17в).

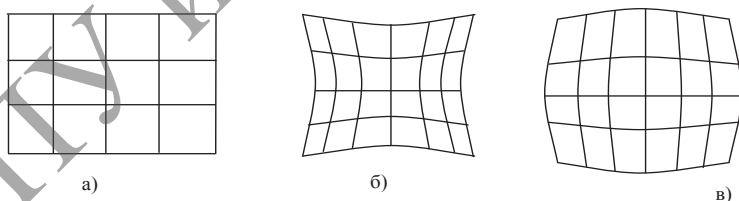
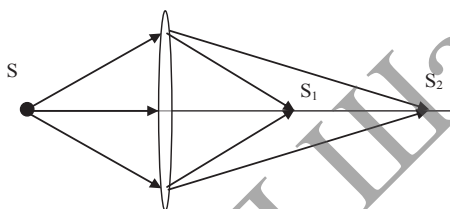


Рисунок 17.17. – Дисторсия

*Хроматическая aberrация.* Рассмотренные выше aberrации наблюдаются даже при освещении оптических систем монохроматическим светом.

Если же система освещается немонахроматическим светом, то возникает новый вид aberrации – хроматическая aberrация, которая обусловлена дисперсией света. Как известно, дисперсия света приводит к тому, что лучи разного цвета преломляются по-разному. Следовательно, изображения предметов для лучей разного цвета не будут совпадать между собой. На рисунке 17.18 показана схема образования хроматической aberrации. В точке  $S_1$  линза дает изображение точки  $S$  в коротковолновой (фиолетовой) части спектра, а в точке  $S_2$  – в длинноволновой (красной) части спектра. Между точками  $S_1$  и  $S_2$  расположатся изображения в промежуточных участках спектра. Вследствие этого изображение точки  $S$  будет размытым и окрашенным.



**Рисунок 17.18.** – Хроматическая aberrация

Устранение aberrаций производится специальным подбором рассеивающих и собирающих линз из стекол с различными дисперсиями.

### Методика эксперимента

Установка состоит из четырёхцветного светодиодного источника света 1, освещающего объект в виде прозрачной миллиметровой сетки (рисунок 17.19). Исследуемая линза 2 формирует изображение сетки на экране в виде матового стекла, закрытого защитным кожухом 3. Положение плоскости изображения – это положение матового стекла, когда изображение сетки на нем наиболее чёткое. Чёткость изображения оценивается визуально, его положение отсчитывается по миллиметровой шкале. Количество диафрагм 4, накладываемых на линзу для выделения нужных кольцевых зон, – шесть, диаметр используемой линзы – 90 мм. Количество светодиодов, поочередно освещающих объект, – четыре: синий  $\lambda_c = 461$  нм, зелёный  $\lambda_z = 527$  нм, жёлтый  $\lambda_{жс} = 596$  нм, красный  $\lambda_k = 634$  нм.

### Установка позволяет:

- измерить величину сферической aberrации для различных кольцевых зон, расположенных на разных расстояниях от центра линзы;
- измерить положение формируемого линзой изображения предмета от длины волны используемого света.

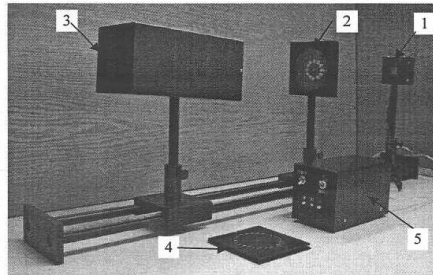


Рисунок 17.19. – Общий вид установки

### Порядок выполнения работы

#### Задание 1. Изучение сферической аберрации линзы

**I** Включить блок питания в сеть; включить зелёный светодиод, утопив соответствующую клавишу выключателя тумблером вниз.

**II** Наложить на линзу диафрагму, пропускающую параксиальные лучи (отверстие в ней находится в центре).

**III** Передвигаем рейтер с матовым стеклом, закрытым кожухом, до тех пор, пока на матовом стекле не получится чёткое изображение сетки (экран рассматриваем со стороны открытого торца кожуха). Отсчитываем положение  $l_0$  переднего края рейтера на миллиметровой шкале направляющих стержней. Прodelываем это пять раз, находим  $\bar{l}_0$ . Значение  $\bar{l}_0$  определяет условное положение плоскости изображения предмета в параксиальных лучах.

**IV** Снимаем первую диафрагму, накладываем на линзу вторую диафрагму, которая пропускает лучи, проходящие через кольцевую зону, расположенную на расстоянии  $h_1$  от оптического центра линзы ( $h_1$  – это радиус окружности, на которой расположены центры отверстий, образующих кольцевую зону; измеряется линейкой).

**V** Медленно двигаем рейтер с экраном и кожухом по направлению к линзе до тех пор, пока на матовом экране не получится максимально чёткое изображение сетки. Засаекаем на шкале новое положение края рейтера  $l_1$ ; повторяем эту операцию пять раз, находим  $\bar{l}_1$ . Величину сферической аберрации  $\Delta l_1$  для кольцевой зоны, расположенной на расстоянии  $h_1$  от центра линзы, находим как  $\Delta l_1 = \bar{l}_0 - \bar{l}_1$ .

**VI** Операции **V** и **VI** прodelываем для всех диафрагм, находя  $\Delta l_2 = \bar{l}_0 - \bar{l}_2$ ,  $\Delta l_3 = \bar{l}_0 - \bar{l}_3$ ,  $\Delta l_4 = \bar{l}_0 - \bar{l}_4$  и т. д.

**VII** Строим график зависимости  $\Delta l_i$  от  $h_i$ , откладывая  $h_i$  по вертикали, а  $\Delta l_i$  – по горизонтали, учитывая, что  $\Delta l_i$  для собирающей линзы имеет отрицательные знаки.

## **Задание 2. Изучение хроматической аберрации линзы**

**I** Накладываем на линзу диафрагму, пропускающую параксиальные лучи.

**II** Нажимаем клавиши на выключателе, включаем красный светодиод ( $\lambda_{кр} = 634$  нм).

**III** Перемещаем рейтер с матовым экраном и кожухом до тех пор, пока на экране не получится максимально чёткое изображение сетки. Отсчитываем на шкале условное положение матового экрана (а, значит, и плоскости изображения), когда изображение сетки на нем формируют лучи с  $\lambda_{кр} = 634$  нм. Находим чёткое изображение пять раз, рассчитываем среднее значение  $\bar{l}_1$ .

**IV** Прodelываем операции II и III для остальных светодиодов: жёлтого  $\lambda_{жс} = 596$  нм, зелёного  $\lambda_3 = 527$  нм и синего  $\lambda_с = 461$  нм, каждый раз находя  $\bar{l}_2, \bar{l}_3, \bar{l}_4$ .

**V** Постройте график зависимости  $l_i$  от  $\lambda$ .

**VI** Оцените погрешность измерений.

### **Литература:**

1. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – М.: Наука, 1976. – 437 с.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики / И. В. Савельев. – М.: Наука, 1988. – 531 с.
3. Калоша, В. К. Общая физика: оптика, строение атома, физика ядра и элементарных частиц: пособие / В. К. Калоша, Н. Н. Егоров, А. И. Безанова. – Мозырь: УО МГПУ, 2004. – 208 с.