

ПЕРМСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

И. А. Бабушкин, А. С. Сидоров

**ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ
ПРАКТИКУМ ПО ОПТИКЕ**



Пермь 2020

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«ПЕРМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

И. А. Бабушкин, А. С. Сидоров

ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ ПО ОПТИКЕ

*Допущено методическим советом
Пермского государственного национального
исследовательского университета в качестве
учебного пособия для студентов, обучающихся
по направлениям подготовки бакалавров, изучающих
дисциплины «Общий физический практикум», «Оптика»*



Пермь 2020

УДК 536(075.8)
ББК 22.34я73
Б914

Бабушкин И. А.

Б914 Общий физический практикум по оптике [Электронный ресурс] : учебное пособие / И. А. Бабушкин, А. С. Сидоров ; Пермский государственный национальный исследовательский университет. – Электронные данные – Пермь, 2020. – 4,95 Мб; 151 с. – Режим доступа: <http://www.psu.ru/files/docs/science/books/uchebnie-posobiya/babushkin-sidorov-obshchij-fizicheskij-praktikum-po-optike.pdf>. – Заглавие с экрана.

ISBN 978-5-7944-3443-9

Учебное пособие является руководством к физическому практикуму по разделу «Оптика» курса общей физики. В него включены описания 13 лабораторных работ, каждая из которых содержит краткое теоретическое введение, описание лабораторной установки, указания по выполнению практического задания и список литературы. Издание призвано помочь студентам при выполнении практических занятий в лаборатории и написании отчетов.

Предназначено для студентов физического и естественных факультетов университетов.

УДК 536(075.8)
ББК 22.34я73

*Издается по решению ученого совета физического факультета
Пермского государственного национального исследовательского университета*

Рецензенты: кафедра прикладной информатики и информационных технологий ПГГПУ (декан факультета информатики и экономики, канд. физ.-мат. наук, доцент **А. В. Люшин**);

заведующий лабораторией динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН, канд. физ.-мат. наук, доцент **А. С. Иванов**

ISBN 978-5-7944-3443-9

© ПГНИУ, 2020

© Бабушкин И. А., Сидоров А. С., 2020

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	4
Введение в геометрическую оптику	5
Лабораторная работа № 1/1. Определение показателя преломления твердых тел с помощью микроскопа.....	14
Лабораторная работа № 2/2. Определение показателя преломления жидкостей и концентрации растворенного вещества с помощью рефрактометра.....	20
Лабораторная работа № 3/3. Определение фокусного расстояния тонкой линзы.....	31
Лабораторная работа № 4/33. Законы преломления света.....	45
Лабораторная работа № 5/5. Исследование оптических свойств зрительной трубы и микроскопа.....	50
Лабораторная работа № 6/6. Определение длины волны с помощью бипризмы Френеля.....	63
Лабораторная работа № 7/7. Определение длины волны и радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона.....	70
Лабораторная работа № 8/8. Изучение внешнего фотоэффекта.....	81
Лабораторная работа № 9/9. Применение газового лазера для изучения волновой природы света.....	91
Лабораторная работа № 10/10. Изучение дифракционной решетки.....	103
Лабораторная работа № 11/15. Изучение вращения плоскости поляризации.....	120
Лабораторная работа № 12/18. Тепловое излучение тел.....	126
Лабораторная работа № 13/19. Определение постоянной Ридберга.....	142

ПРЕДИСЛОВИЕ

Представленное описание лабораторных работ содержит основные темы дисциплины «Общий физический практикум» (раздел «Оптика») и является неотъемлемой частью общей программы обучения студентов физического и естественных факультетов, включающей в себя лекционный курс и практические занятия по решению задач.

При обработке экспериментальных данных и написании отчетов предполагается использование умений и навыков, накопленных студентами в предыдущих триместрах данной дисциплины, и дополненных указаниями преподавателя.

Настоящее пособие содержит описание новых работ и объединяет самостоятельные методические руководства по отдельным темам лабораторного практикума в единое дополненное и усовершенствованное пособие. Помимо сквозной нумерации работ, через наклонную черту приводятся исторически закрепившиеся обозначения работ на кафедре общей физики.

Работы, представленные в учебном пособии, задуманы и поставлены сотрудниками кафедры общей физики Пермского государственного национального исследовательского университета. Авторы выражают глубокую благодарность, и признательность Ю.К. Братухину, Г.Ф. Путину, В.Г. Гилёву, Е.С. Зильберман, А.Н. Полудницину, В.Н. Сдобнову, всем, кто внес свой вклад в создание данного пособия.

ВВЕДЕНИЕ В ГЕОМЕТРИЧЕСКУЮ ОПТИКУ

Геометрическая оптика – это практически значимый самостоятельный раздел науки о распространении световых волн, построении изображений и расчете траектории лучей в оптической технике. Геометрическая оптика является предельным случаем реальной волновой оптики при $\lambda \ll r$, где r – размер оптической неоднородности (например, щели), λ – длина световой волны.

В геометрической оптике распространение света изображают в виде световых лучей, подчиняющихся определенным законам (существует четыре закона геометрической оптики). Световой луч в виде линии – это абстрактное математическое понятие в геометрической оптике.

Основные законы геометрической оптики (закон прямолинейного распространения, отражения и преломления световых лучей) вытекают из фундаментального постулата геометрической оптики известного как **принцип Ферма** (1662 г.): *свет распространяется между двумя точками пространства по кратчайшему пути.*

Закон прямолинейного распространения света

Свет в прозрачной, однородной среде распространяется вдоль прямых линий. Опытным доказательством этого закона могут служить наблюдения над резкими тенями, даваемыми точечными источниками света (рис. 1), или получение изображений при помощи малых отверстий. Если мы будем уменьшать диаметр отверстия, то контрастность изображения будет ухудшаться,

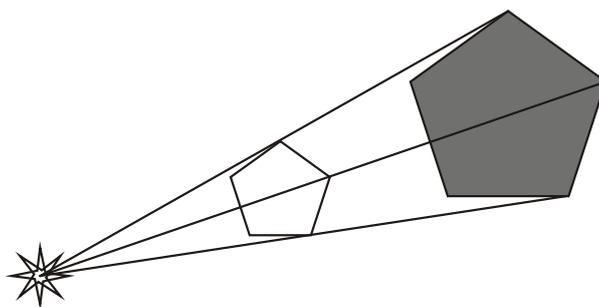


Рис. 1. Тень, создаваемая на пятиугольнике точечным источником света

так как возникает отступление от закона прямолинейного распространения света. Такие явления рассматриваются в учении о дифракции.

Закон независимости световых пучков

Данный закон лежит в основе линейной оптики. Действие световых пучков оказывается независимым, т.е. эффект, производимый отдельным пучком, не зависит от того, действуют ли одновременно другие пучки света или они отсутствуют.

Это положение справедливо для традиционных источников света со слабой интенсивностью. Известно, что свет имеет электромагнитную природу, и видимый свет любого цвета представляет собой распространение электромагнитной волны определенной длины. Поэтому световой пучок с сильным электромагнитным полем, например лазерный луч, может изменить оптические свойства пространства (показатель преломления), что приведет к изменению хода второго луча. Для сравнения: напряженность электрического поля в солнечном свете на экваторе у поверхности Земли в ясный солнечный день порядка 10 В/см. Напряженность электрического поля в лазерном световом пучке на несколько порядков выше. Так, для некоторых рубиновых лазеров она составляет 10^4 В/см. При распространении в среде световых лучей такой большой интенсивности данный закон нарушается: в этом случае наблюдается ряд оптических явлений, относящихся к разделу нелинейной оптики.

Закон отражения света

Отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к поверхности, восстановленной из точки падения. Угол отражения равен углу падения: $\alpha = \alpha'$. Углы падения и отражения измеряются между направлением луча и нормалью к поверхности (рис. 2). Закон отражения света справедлив и для шероховатой поверхности. Параллельный пучок света отражается от нее диффузно, однако каждый луч подчиняется закону отражения.

Закон преломления света. Показатель преломления

Преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к поверхности, восстановленной из точки падения (рис. 2).

Отношение синуса угла падения α к синусу угла преломления β есть величина постоянная для данной пары веществ:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21} = \text{const.} \quad (1)$$

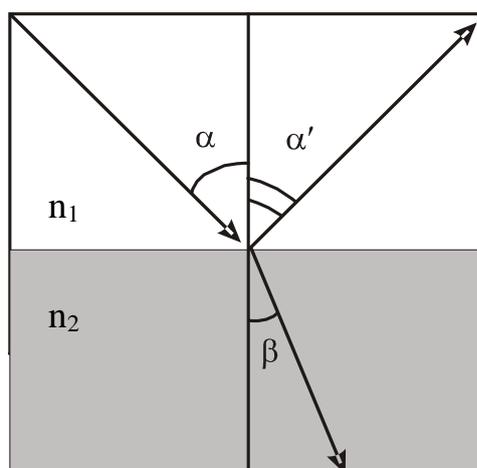


Рис. 2. Законы отражения и преломления света

Угол между нормалью и падающим лучом называется **углом падения**. Угол между нормалью и преломленным лучом называется **углом преломления**. Постоянная величина n_{21} называется **относительным показателем преломления второй среды относительно первой**. Показатель преломления среды относительно вакуума называется **абсолютным показателем преломления**. Как правило, эту величину называют просто показателем преломления.

Волновая теория устанавливает простую связь показателя преломления n_{21} со скоростью распространения световых волн в двух средах v_1 и v_2 :

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (2)$$

Абсолютный показатель преломления вещества n равен отношению скорости света в пустоте c к скорости света в веществе v

$$n = \frac{c}{v}. \quad (3)$$

Относительный показатель преломления n_{12} выражается через абсолютные показатели n_1 и n_2 соотношением

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4)$$

С учетом последнего выражения закон преломления света можно записать в симметричной форме:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta. \quad (5)$$

Из формулы (4) следует также:

$$n_{21} = \frac{1}{n_{12}}. \quad (6)$$

Таким образом, относительный показатель преломления первой среды по отношению ко второй и относительный показатель преломления второй среды по отношению к первой являются величинами обратными.

Показатель преломления воздуха $n = 1.00027$ отличается от показателя преломления вакуума всего на 0.03 %. Поэтому при падении света из воздуха на некоторую среду в первом приближении можно пользоваться значениями абсолютного показателя преломления этой среды.

Показатель преломления вещества определяется его природой:

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}, \quad (7)$$

где ε и μ – диэлектрическая и диаманитная проницаемости вещества. Согласно электронной теории Лоренца (1896 г.), диэлектрическая проницаемость зависит от частоты электромагнитного поля, а значит и от длины волны. Следовательно, показатель преломления зависит от длины волны: $n = f(\lambda)$. Это явление подтверждается экспериментально и называется ***дисперсией света***. Кроме того,

показатель преломления зависит от внешних условий, главным образом от температуры. В справочных таблицах физических величин обычно длину волны указывают подстрочным индексом, а температуру – надстрочным справа. Например, n_D^{20} означает показатель преломления при 20°C для D-линии натрия (589 нм).

Среда, показатель преломления в которой больше, *называется оптически более плотной*, среда, в которой показатель преломления меньше – *оптически менее плотной*.

Полное внутреннее отражение света. Предельный угол полного отражения

При переходе из оптически более плотной среды в оптически менее плотную угол преломления β всегда больше угла падения α : преломленный луч удаляется от нормали (рис. 3, а). Очевидно в этом случае существует такой угол падения $\alpha_{\text{пр}}$, при котором угол преломления β равен 90° , т.е. преломленный луч становится скольльзящим по границе раздела сред (рис. 3, б). При угле падения $\alpha > \alpha_{\text{пр}}$ преломленного луча не существует: весь падающий свет целиком отражается, подчиняясь закону отражения света (рис. 3, б).

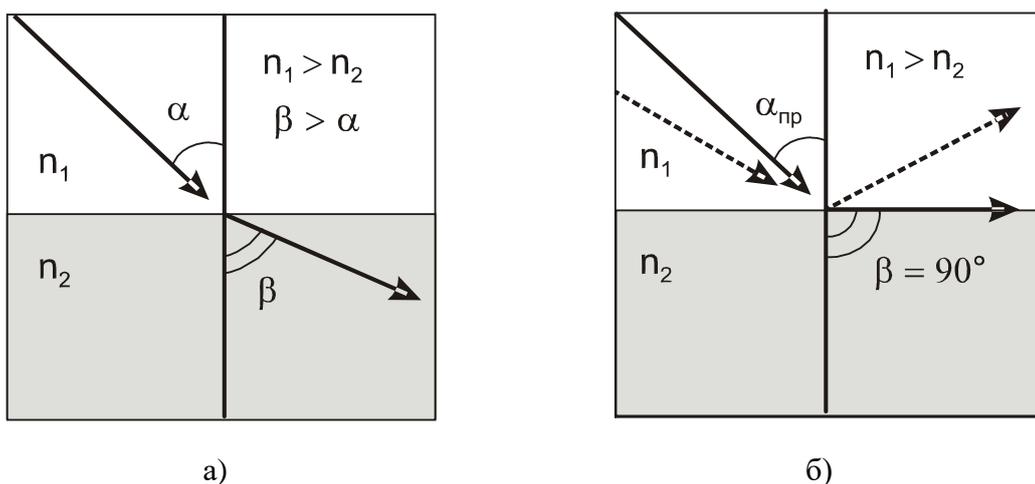


Рис. 3. Схематическое изображение хода лучей при прохождении луча из среды с большей оптической плотностью в менее плотную среду

Явление отражения света от поверхности раздела двух прозрачных сред, при котором преломленный луч полностью отсутствует, называется **полным внутренним отражением света**. Угол падения, начиная с которого преломленного луча не существует, называется **предельным углом полного отражения**. Значение предельного угла определяется требованием, чтобы угол преломления равнялся 90° . Если α_{np} – значение предельного угла полного отражения, n_1 и n_2 – абсолютные показатели преломления граничащих сред, то поскольку $n_1 \sin \alpha_{np} = n_2 \sin 90^\circ$, имеем:

$$\sin \alpha_{np} = \frac{n_2}{n_1} \quad \text{или} \quad \alpha_{np} = \arcsin(n_2/n_1). \quad (8)$$

Так как $\sin \alpha_{np}$ не может быть больше единицы, то из формул (8) следует, что $n_1 > n_2$, т.е. полное внутреннее отражение света возможно лишь при прохождении света из вещества оптически более плотного в вещество оптически менее плотное.

Дисперсия света

В общем смысле дисперсией света называется **разложение света в спектр, происходящее при преломлении, дифракции или интерференции**. В более узком смысле, как уже указывалось выше, дисперсией света называют **зависимость показателя преломления вещества от длины волны**. Ход этой зависимости, наблюдаемый для всех прозрачных, бесцветных веществ в видимой области спектра, таков, что при увеличении длины волны показатель преломления уменьшается (нормальная дисперсия).

Для количественной характеристики зависимости показателя преломления данного вещества от длины волны вводится понятие **дисперсии вещества**. Дисперсией вещества называется **величина $dn/d\lambda$, определяющая, как быстро меняется показатель преломления с изменением длины волны**, либо $dn/d\omega$ – зависимость показателя преломления от частоты электромагнитной волны ($\lambda = vT = 2\pi v/\omega$, где v – скорость света в веществе, T , ω – это период и круговая

частота световой волны соответственно). На практике за меру дисперсии принимают либо среднюю дисперсию Δ , либо относительную дисперсию Ω :

$$\Delta = n_F - n_C, \quad \Omega = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1}. \quad (9)$$

Здесь n_F – показатель преломления среды для $\lambda = 486.1$ нм (синяя линия водорода, F); n_C – для $\lambda = 656.3$ нм (красная линия водорода, C); n_D – для $\lambda = 589.3$ нм (среднее из длин волн двух близких желтых линий натрия).

В справочных таблицах обычно фигурирует величина, обратная относительной дисперсии, т.е.:

$$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \quad (10)$$

– так называемый коэффициент дисперсии или число Аббе.

В результате дисперсии света происходит пространственное разделение лучей, соответствующих различным длинам волн. Для характеристики приборов, в которых наблюдается дисперсия, вводят в качестве меры дисперсии специальную величину. Часто это угловая дисперсия:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \quad (11)$$

где $d\varphi$ – разность углов между пучками лучей, отличающихся по длине волны на $d\lambda$. Угловая дисперсия определяет угловое расстояние между пучками лучей, отличающихся на единицу длины волны.

Рефрактометрия

Показатель преломления является важной индивидуальной физической характеристикой вещества. Он принадлежит к числу немногих физических величин, которые *можно измерить с очень высокой степенью точности*, небольшой затратой времени и располагая при этом лишь малым количеством вещества. *Оптические методы исследования вещества, основанные на измерении их показателей преломления, составляют самостоятельный*

раздел физической оптики – рефрактометрию. На основе рефрактометрических данных можно судить о составе вещества, молекулярной структуре, производить анализ сложных смесей веществ. Измерения показателя преломления вещества позволяют сделать вывод о содержащихся в нем примесях.

Изменение плотности вещества ρ всегда сопровождается изменением его n . Теоретические исследования связи между ρ и n вещества, а также опытные данные приводят к прямо пропорциональной зависимости некоторой функции $f(n)$ и плотности ρ :

$$f(n) = r\rho, \quad (12)$$

где постоянный коэффициент r , характерный для данного вещества, называют *удельной рефракцией*. В отличие от n и ρ , удельная рефракция не зависит от внешних условий (температуры, давления) и агрегатного состояния вещества. Важное значение в рефрактометрии имеет *молекулярная рефракция* $R = rM$, где M – молекулярная масса.

В основе рефрактометрического метода исследования лежит формула Лорентц–Лоренца, полученная теоретически при рассмотрении взаимодействия световой (электромагнитной) волны с веществом. Формула Лорентц–Лоренца связывает показатель преломления n изотропного вещества с числом молекул N в единице объема и их *поляризуемостью* α :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{1}{3} N\alpha. \quad (13)$$

Формула Лорентц–Лоренца стала одной из первых удачных попыток теоретического описания связи рефракции с поляризуемостью молекул. Формула получена в приближении изотропного кубического кристалла, пренебрегается смещением ионов под действием электрического поля излучения и рассматривается только электронная поляризуемость. Однако на опыте это соотношение обычно хорошо выполняется и позволяет находить по измерениям показателя преломления рефракцию не только твердых тел, но и жидкостей R :

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}. \quad (14)$$

Опыт показывает, что рефракцию R смеси веществ можно вычислить, если известны рефракции R_1, R_2, R_3, \dots ее отдельных компонентов и их объемная доля (концентрация) $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \dots$ в смеси:

$$R = \delta_1 R_1 + \delta_2 R_2 + \dots + \delta_n R_n = \sum_n \delta_n R_n, \quad (15)$$

т.е. рефракция смеси является величиной аддитивной. Это возможно, если оптическое поведение молекул каждого компонента не зависит от присутствия других компонентов. В этом случае по показателю преломления вещества можно установить его концентрацию в растворе. Для смеси двух компонентов (раствора одной жидкости в другой), например: δ_1 – объемная доля первой жидкости, δ_2 – объемная доля второй жидкости, тогда

$$\delta_1 + \delta_2 = 1 \Rightarrow \delta_2 = 1 - \delta_1.$$

При подстановке в уравнение (14) получаем:

$$R = R_1 \delta_1 + R_2 (1 - \delta_1).$$

Отсюда объемная доля (концентрация) растворенной жидкости:

$$\delta_1 = \frac{R_2 - R}{R_2 - R_1} = \frac{\frac{n_2^2 - 1}{n_2^2 + 2} - \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}}{\frac{n_2^2 - 1}{n_2^2 + 2} - \frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 + 2}}. \quad (16)$$

Лабораторная работа № 1/1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ С ПОМОЩЬЮ МИКРОСКОПА

Приборы и принадлежности: микроскоп, микрометр, пластинки из обычного стекла, источник света.

Описание метода

В основании метода лежит *явление преломления световых лучей, приводящее к кажущемуся уменьшению толщины* прозрачной пластинки. Рассмотрим вертикальное сечение тонкой плоскопараллельной пластинки (рис. 1), на нижней поверхности которой проведена узкая царапина А. Ее можно рассматривать как своеобразный источник света, дающий расходящийся световой пучок. Выделим два луча этого светового потока АС и АО. Луч АС падает на пластинку нормально к ее поверхности и поэтому проходит сквозь нее не преломляясь.

Луч АО, проходящий в образце под углом α , попадает в точку О и при выходе из пластины образует угол β – больший, чем угол падения α . Если

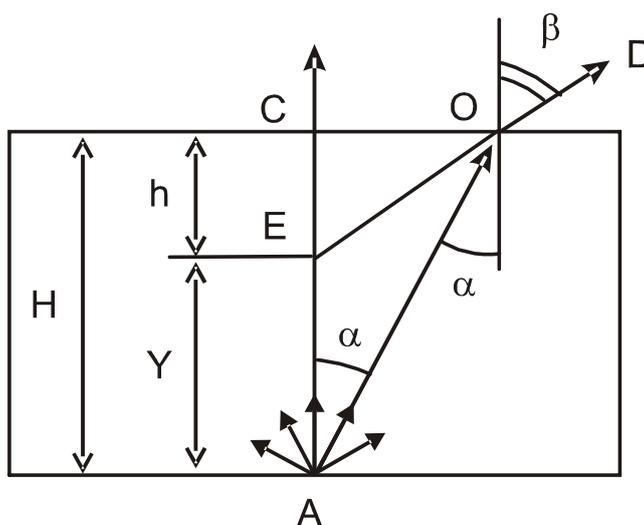


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента

смотреть из точки D по направлению DO , то наблюдатель будет видеть точку пересечения лучей OD и AC не в точке A , а в точке E , т.е. толщина пластики будет казаться равной CE . Из рис. 1 видно, что кажущаяся толщина пластинки $CE = h$ меньше ее действительной толщины: $CA = H$.

Положение точки E (а следовательно, и расстояние CE) при данной толщине пластинки H зависит только от показателя преломления. Действительно, из рис. 1 следует, что:

$$\frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{H}{h} \quad (1)$$

(смотри треугольники $\triangle ECO$ и $\triangle ACO$). С другой стороны

$$\frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = n, \quad (2)$$

где n – показатель преломления пластинки. Для малых углов α и β (только такие лучи в нашем случае попадают в объектив микроскопа)

$$\frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} \approx \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}. \quad (3)$$

Сравнивая (1), (2) и (3), имеем

$$n = \frac{H}{h}. \quad (4)$$

Таким образом, если измерить истинную толщину пластинки H и ее кажущуюся толщину h , можно определить показатель преломления. Толщину пластинки H можно измерить обычным микрометром, а h – с помощью микроскопа, столик (или тубус) которого снабжен микрометрическим винтом. В настоящей работе непосредственно измеряется не h , а величина $AE = H-h$, т.е. расстояние, на которое якобы уменьшается толщина пластинки.

В этом случае микроскоп сначала фокусируют на вспомогательную прозрачную пластинку, на верхней поверхности которой проведены узкие царапины. Если теперь на вспомогательную пластинку положить испытуемый образец, фокусировка нарушится, поскольку вследствие преломления светового

потока штрих A (рис. 2) будет казаться смещенным в положение E , а фокусное расстояние объектива f не изменится. Величина, на которую придется поднять тубус, чтобы вновь сфокусировать микроскоп, дает значение $AE = H - h = Y$. Показатель преломления можно вычислить так:

$$n = \frac{H}{H - Y} . \quad (5)$$

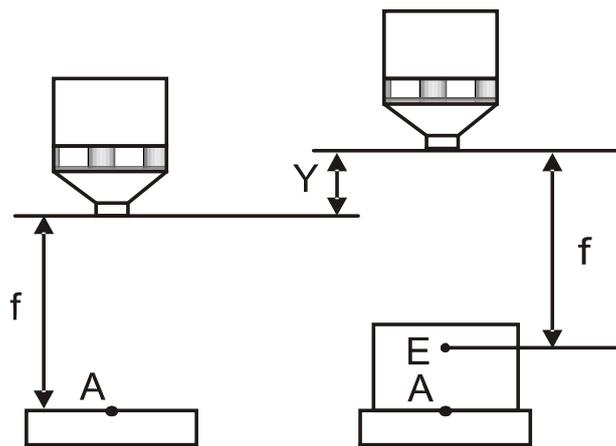


Рис. 2. Оптическая схема экспериментальной установки.

Описание установки

На рис. 3 показан общий вид микроскопа. Его оптическая схема состоит из двух систем: наблюдательной, в которую входит объектив 1 и окуляр 2, вмонтированный в тубус микроскопа 3, и осветительной, состоящей из осветительной лампы и диафрагмы. На металлическом устойчивом основании микроскопа 4 укреплена коробка с механизмом микрометрической фокусировки 5. Рукоятка 6 приводит к движению предметного столика 7 по вертикали.

На оси правой рукоятки механизма микрометрической фокусировки имеется барабан со шкалой, отсчет по которой позволяет измерять перемещение

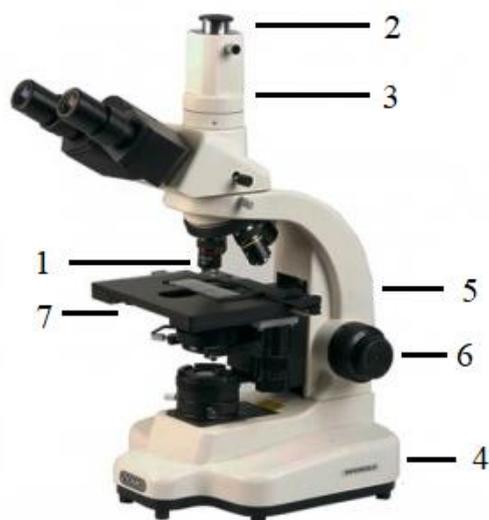


Рис. 3. Внешний вид микроскопа

предметного столика. Цифровые значения, нанесенные на барабане, соответствуют перемещению 0.010 мм. Цена одного деления 0.002 мм.

Измерения и обработка результатов измерения

1. Измерить микрометром истинную толщину пластики H . Результат занести в соответствующую колонку таблицы.
2. Осторожно вращая рукоятку механизма микрометрической фокусировки на отчетном барабане установить значение 0.
3. Перемещая предметный столик микроскопа (рукоятка 6), добиться четкого изображения штрихов, нанесенных на вспомогательной пластине. При необходимости положение штрихов можно отцентрировать. Для этого вращают регулировочные винты, расположенные на предметном столике 7.
4. Положить на вспомогательную пластинку испытуемый образец. Фокусировка микроскопа нарушится.
5. Вращая рукоятку микрометрической фокусировки (против часовой стрелки), вновь получить отчетливое изображение штрихов. При этом необходимо отсчитывать полное число оборотов барабана N и значение барабана K , на которое указывает отчетная риска.

6. Вычислить значение Y : $Y = (0.2N + 0.002K)$ мм. Результат записать в таблицу.

Измерения пп. 1÷6 повторить не менее 5 раз.

Для каждой пары отсчетов H и Y вычислить показатель преломления n .

Найти среднее значение \bar{n} и вычислить случайную погрешность измерения Δn :

$$\Delta n = t_{p,m} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m (\bar{n} - n_i)^2}{m(m-1)}},$$

где $t_{p,m}$ – коэффициент Стьюдента, m – количество измерений. Результат измерений записать в виде:

$$n = \bar{n} \pm \Delta n.$$

Описанным выше способом определить показатель преломления каждой из других предложенных пластинок.

Таблица

Вещество:							
№	H	N	K	Y	n	$(\bar{n} - n_i)$	$(\bar{n} - n_i)^2$
1							
·							
·							
m							

Дополнительное задание

Используя измеренные значения показателя преломления стекла и плексигласа, рассчитайте кажущееся уменьшение толщины двухслойной системы: стекло–плексиглас. Результат проверьте экспериментально.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте законы геометрической оптики. Укажите границы применимости этих законов.
2. Дайте определение абсолютного и относительного показателя преломления и покажите связь между ними.
3. Каков физический смысл показателя преломления с точки зрения волновой теории света? Установите связь между показателем преломления и длиной волны в вакууме и среде.
4. Укажите основные причины погрешностей измерения.
5. Как влияет на результат измерений воздушная прослойка между вспомогательной и испытуемой пластинами?

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Издательство МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.

Лабораторная работа № 2/2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ И КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРЕННОГО ВЕЩЕСТВА С ПОМОЩЬЮ РЕФРАКТОМЕТРА

Приборы и принадлежности: рефрактометр типа Аббе (ИРФ-454), глицерин, дистиллированная вода, растворы глицерина.

Принцип действия рефрактометра

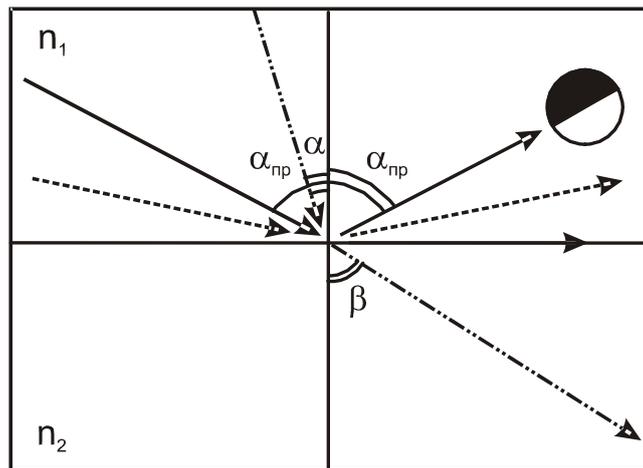
Устройство рефрактометра типа Аббе основано на *явлении полного внутреннего отражения света*. Величина предельного угла на границе двух веществ зависит только от показателей преломления этих веществ. Поэтому, если известен показатель преломления одного вещества, то показатель преломления другого вещества можно определить, измерив предельный угол $\alpha_{пр}$:

$$n_2 = n_1 \sin \alpha_{пр}. \quad (1)$$

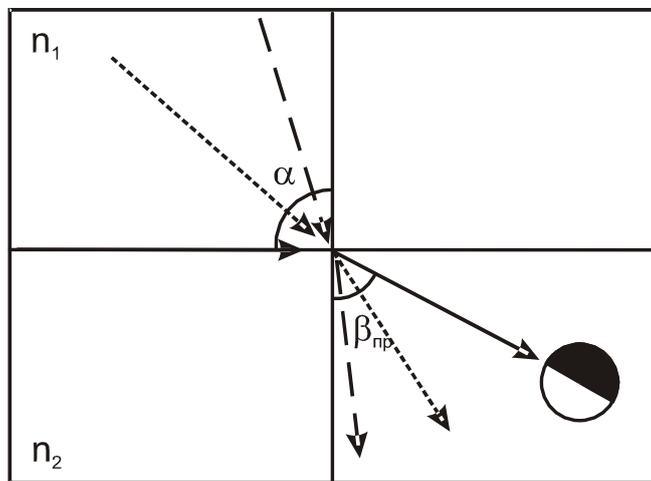
Предельный угол можно измерить двумя способами:

Во-первых, направить на границу раздела пучок лучей со стороны среды с большим показателем преломления и наблюдать отраженный свет, как это показано на рис. 1, а. При $\alpha < \alpha_{пр}$ свет частично проникает в оптически менее плотную среду, а частично отражается. При $\alpha_{пр} < \alpha < 90^\circ$ преломленный луч отсутствует и наступает полное внутреннее отражение. Интенсивность света увеличивается.

Во-вторых, можно осветить границу раздела сред скользящим пучком лучей со стороны слабопреломляющей среды и рассматривать преломленные лучи (рис. 1, б). При углах падения $\alpha < 90^\circ$ преломленные лучи проникают во вторую среду под углами $\beta < \beta_{пр}$. Предельный угол соответствует углу падения $\alpha = 90^\circ$. Преломленные лучи с углами больше предельного не возникают.



а)



б)

Рис. 1. Оптические схемы измерения предельного угла: а) метод отражения; б) метод скользящего луча

В обоих случаях наблюдается граница света и тени, соответствующая предельному углу. Второй способ (метод «скользящего вхождения лучей») дает очень отчетливую и контрастную картину, но пригоден только для прозрачных сред. Первый способ (метод полного отражения) может применяться и в случае малопрозрачных сред, но дает небольшую разницу освещенностей светлой и темной частей поля зрения, так что граница наблюдается труднее. При измерениях показателя преломления с помощью рефрактометра Аббе можно пользоваться как методом отражения, так и методом скользящего луча.

Оптическая схема рефрактометра типа Аббе и ход лучей при измерении показателя преломления жидкости по методу скользящего луча показаны на рис. 2, 3.

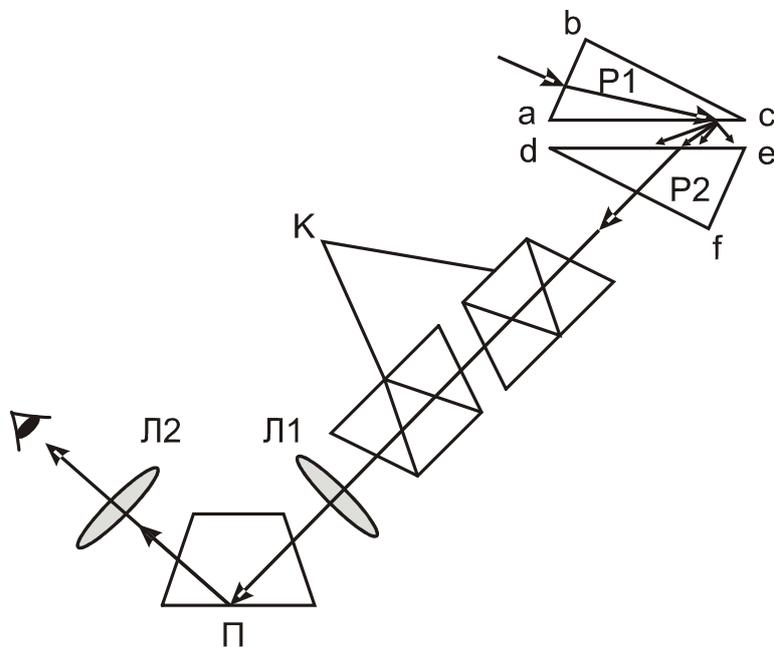


Рис. 2. Оптическая схема рефрактометра типа Аббе

Основной частью рефрактометра являются две прямоугольные стеклянные призмы P_1 и P_2 , изготовленные из стекла с большим показателем преломления. В разрезе призмы имеют вид прямоугольных треугольников, обращенных друг к другу гипотенузами; зазор между призмами служит для помещения исследуемой жидкости. Призма P_2 с хорошо отполированной плоской гранью является *измерительной*, а призма P_1 с матовой гранью – *осветительной*. Лучи от источника света попадают на грань ab осветительной призмы, преломляются и попадают на матовую поверхность ac . Свет, рассеянный матовой поверхностью, проходит плоскопараллельный слой исследуемой жидкости и под всевозможными углами падает на грань de призмы P_2 . Если показатель преломления исследуемой жидкости меньше показателя преломления измерительной призмы P_2 , то лучи всех направлений, преломившись на границе жидкость–стекло, войдут в призму P_2 .

На рис. 3 показан ход одного (МО) из множества лучей. Пусть n_1 – показатель преломления исследуемой жидкости, а n_2 – показатель преломления призмы, тогда, как видно из рисунка:

$$\sin i / \sin r = n_2 / n_1 \quad \text{и} \quad \sin r' / \sin i' = 1 / n_2 . \quad (2)$$

Для ΔOBC внешний угол $\angle BCD = r + r'$. Нетрудно показать, что угол edf (рис. 2) одной из вершин призмы также равен $r + r'$ (рис. 3). Подставляя это значение в уравнение (2), получим:

$$\sin i' = n_2 \sin(\alpha - r) = n_2 \sin \alpha \cos r - n_2 \cos \alpha \sin r \quad (3)$$

и $\sin r = (n_1 / n_2) \sin i$, откуда $\cos r = \left(1 - (n_1^2 / n_2^2) \sin^2 i\right)^{1/2}$.

Подставляя значения $\sin r$ и $\cos r$ в уравнение (3), получим

$$\sin i' = \sin \alpha \left(n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i\right)^{1/2} - n_1 \cos \alpha \sin i . \quad (4)$$

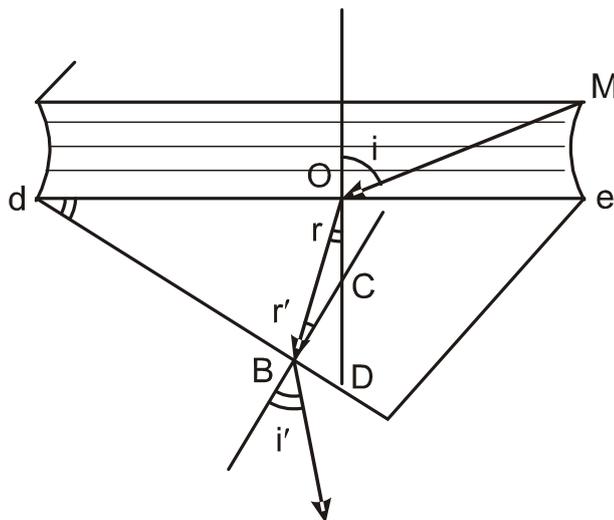


Рис. 3. Ход лучей при измерении показателя преломления жидкости по методу скользящего луча

При достаточно тонком слое исследуемой жидкости из всего множества лучей, излучаемых матовой поверхностью ac , всегда найдется луч, для которого угол i будет близким к 90° (граничный луч). Пусть он выходит из призмы под углом i'_0 . В этом случае

$$\sin i'_0 = \sin \alpha \left(n_2^2 - n_1^2 \right)^{1/2} - n_1 \cos \alpha. \quad (5)$$

При любых других углах падения $i < 90^\circ$ световые лучи выходят из призмы под углами i' большими, чем i'_0 . Действительно, из уравнения $r + r' = \alpha$ следует, что максимальному значению угла соответствует минимальное значение $i' = i'_0$. С этой точки зрения угол i'_0 можно назвать «предельным углом». Таким образом, совокупность всех падающих лучей при выходе из призмы P_2 дает лучи, идущие под углами, которые равны предельному или больше него. Если свет, выходящий из грани df , пропустить через собирающую линзу L_1 (рис. 2): параллельные лучи соберутся в ее фокальной плоскости и дадут светлую точку, а вся совокупность предельных пучков и пучков, идущих под углами больше предельного, разделят поле зрения на две части – светлую и темную с достаточно резкой границей между ними, так как в направлениях, заданных углами, меньшими, чем i'_0 , свет не распространяется. Таким образом, граница раздела соответствует направлению выхода лучей под предельным углом i'_0 . Положение ее зависит от величины показателя преломления среды. Следовательно, если измерить предельный угол i'_0 , можно по формуле (5) рассчитать показатель преломления жидкости (величины α и n_2 являются постоянными прибора).

Измерение угла i'_0 производят с помощью зрительной трубы (линзы $L_1 - L_2$, рис. 2), установленной на бесконечность. В фокальной плоскости трубы находятся также изображение шкалы и указатели. Шкала рефрактометров типа Аббе градуируется непосредственно в значениях показателя преломления n_D , необходимость каких-либо вычислений поэтому отпадает.

Оптическая схема рефрактометра содержит еще две вспомогательные призмы. Одна из них – поворотная призма Π – позволяет расположить ось зрительной трубы перпендикулярно плоскости расположения призм $P_1 - P_2$. Это делает прибор более компактным. С помощью второй – компенсатора K – устраняется влияние дисперсии белого света в призмах и исследуемом веществе.

Основной деталью компенсатора является призма прямого зрения (призма Амичи). Она сложная, так как склеена из трех призм (рис. 4), обладающих различными показателями преломления и различной дисперсией.

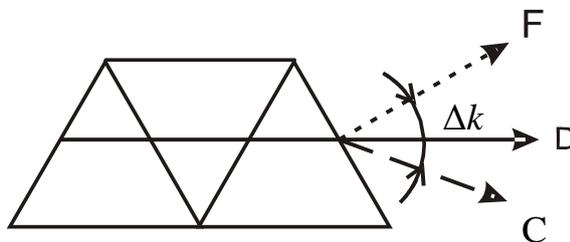


Рис. 4. Призма Амичи

Угловая дисперсия всей системы имеет некоторую суммарную величину Δk , которую можно изменять, вращая компенсатор. В рефрактометре Аббе призмы подобраны с таким расчетом, чтобы желтые лучи (D-линии натрия) не изменяли своего направления.

Принцип действия компенсатора сводится к следующему. Из призмленного блока P_1P_2 лучи разного цвета выходят под разными углами с угловой дисперсией $\Delta\beta$. Если на пути выходящего светового потока установить призмы Амичи так, чтобы их угловая дисперсия Δk была равна по величине, но противоположна по знаку угловой дисперсии $\Delta\beta$, то суммарная дисперсия системы P_1P_2 будет равна нулю. При этом пучок цветных лучей соберется в белый луч, направление которого совпадает с направлением желтого граничного луча D. Линия полного внутреннего отражения представится в этом случае в виде резкой границы между светлой и темной частями поля зрения, причем положение границы будет соответствовать длине волны λ_D , для которой обычно и приводятся значения показателей преломления.

В методе «полного отражения» свет вводится в рефрактометр через матовую грань ef призмы P_2 , преломляется и под всевозможными углами падает на ее измерительную грань de . Так как условия, определяющие величину

предельного угла в методе «скользящего луча» и методе «полного отражения», совпадают, положения линии раздела в обоих случаях совпадают и определяются выражением (5).

Описание прибора

Общий вид рефрактометра ИРФ-454 показан на рис. 5. Основные узлы прибора смонтированы в металлическом корпусе. На корпус 1 выведены: рефрактометрический блок, маховик компенсатора 2, маховик поворота шкалы 3, зеркало подсветки шкалы 4, в верхней части корпуса размещен окуляр 5.

Рефрактометрический блок состоит из двух частей: верхней и нижней. Нижняя неподвижная часть является измерительной, а верхняя – осветительной призмой. Осветительную призму за рукоятку 6 можно откидывать на угол $\sim 100^\circ$. Обе призмы смонтированы так, что при складывании последних между ними остается свободное пространство около 0.1 мм. Это пространство при измерении заполняется исследуемой жидкостью. С левой стороны каждой из призм имеются отверстия, через которые свет от осветителя может быть направлен либо на боковую грань верхней призмы (метод «скользящего вхождения лучей»), либо на нижнюю призму (метод «полного отражения»). Отверстия открываются (закрываются) заслонками 7 и 8.

Поскольку показатель преломления n вещества зависит от температуры в блоке с призмами предусмотрены штуцеры для подключения термостата. Для упрощения в данной работе термостатирование не предусмотрено.

В поле зрения окуляра одновременно видны только часть изображения шкалы и часть поля сфокусированных лучей. Вращая маховик 3, можно добиться, чтобы граница света и тени оказалась в поле зрения окуляра и совпала с положением указателя. Индексом для отсчета служит центр неподвижного перекрестия. Окрашенность наблюдаемой границы тени устраняется поворотом компенсатора с помощью маховика 2. Вместе с компенсатором одновременно вращается и барабан со шкалой, по которой в случае необходимости можно измерить дисперсию вещества.

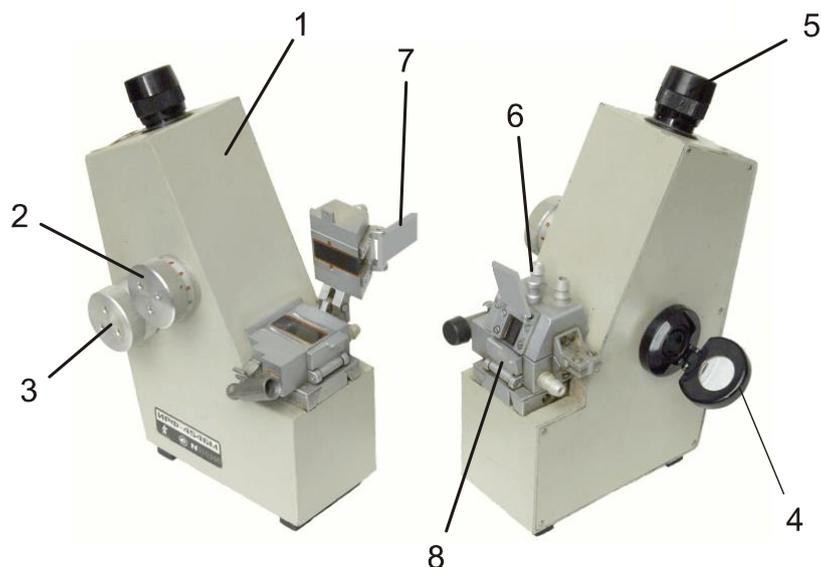


Рис. 5 Общий вид рефрактометра ИРФ-454

Порядок выполнения работы

1. Открывают зеркало подсветки шкалы 4 (рис. 5) и устанавливают его так, чтобы изображение шкалы, наблюдаемое в окуляре, было равномерно освещено. Если дневного света недостаточно, включают электролампу. Резкость изображения устанавливается вращением головки окуляра 5.

2. Открывают заслонку окна осветительной призмы 7. Заслонка окна измерительной призмы 8 должна быть закрыта. В этом случае реализуется метод «скользящего вхождения лучей».

3. Осторожно откидывают верхнюю часть призмного блока и на поверхность нижней (измерительной) призмы наносят 2-3 капли исследуемого раствора.

4. Опускают верхнюю часть рефрактометрического блока.

5. Вращают маховик 3 до тех пор, пока в поле зрения окуляра не появится граница света и тени.

6. Устраняют окраску границы светотени, вращая рукоятку компенсатора 2.

7. Вращением окуляра зрительной трубы производят дополнительную настройку на резкость изображения.

8. Совмещают границу раздела с центром перекрестия и по шкале показателей преломления производят отсчет. Индексом для отсчета служит неподвижный визирный штрих. Пример отсчета показан на рис. 6. В этом примере $n = 1.4570$.

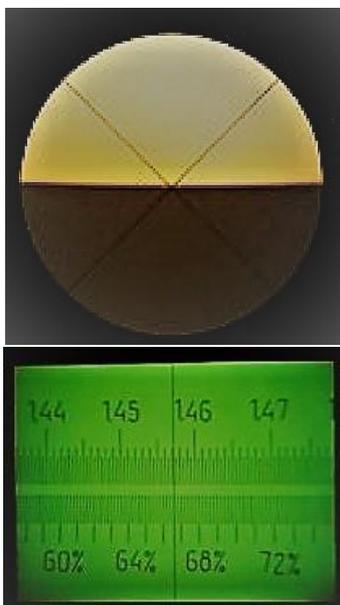


Рис. 6. Пример отсчета

9. Всего производят три измерения с каждым раствором. Результаты измерений записывают в таблицу.

10. Те же операции проделывают с другими растворами. Все измеренные значения записывают в таблицу. Рекомендуется проводить вычисления в следующем порядке: вода, раствор № 1, раствор № 2, раствор № 3, глицерин.

11. По окончании измерений вытирают рабочие поверхности блока Аббе чистой мягкой тряпочкой или фильтровальной бумагой.

12. По измеренным значениям показателя преломления вычисляют рефракции воды R_B , глицерина R_G и растворов глицерина в воде R_1, R_2, R_3 по формуле

$$R = (n^2 - 1) / (n^2 + 2).$$

Результаты расчетов записывают в таблицу.

13. Вычисляют объемное содержание (концентрацию) глицерина для каждого из предложенных растворов:

$$\delta_i = (R_B - R_i) / (R_B - R_i).$$

Результаты расчетов записывают в таблицу.

14. Строят график зависимости рефракции воды, глицерина и растворов от концентрации растворенного вещества

Таблица

Название Обозначение	H ₂ O	Р-р, 1	Р-р, 2	Р-р, 3	C ₃ H ₈ O ₃
n	1				
	2				
	3				
Среднее n					
Среднее R					
δ, %	0 %				100 %

Дополнительное задание

Используя измеренные значения показателей преломления воды (H₂O), глицерина (C₃H₈O₃) и таблицы физических величин, определите поляризуемость молекул этих жидкостей.

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте законы преломления и поясните физический смысл относительного и абсолютного показателя преломления.
2. Сформулируйте условия, при которых наблюдается полное внутреннее отражение. Как измеряется предельный угол?

3. Чем ограничены пределы измерения показателя преломления рефрактометром типа Аббе?
4. Какую роль играет в приборе компенсатор дисперсии?
5. Как измерить показатель преломления непрозрачных жидкостей?
6. Что такое рефракция вещества? Как проверить, выполняется ли правило аддитивности рефракции для растворов глицерина?
7. Опишите устройство рефрактометра и ход лучей при монохроматическом излучении.
8. Объясните, с точки зрения геометрической оптики почему сверкает бриллиант?
9. Если кусок цветного стекла искрошить молотком в мелкие осколки, они будут казаться бесцветными (сверкают, кажутся белыми). Как можно определить их изначальный цвет?

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Издательство МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.
3. Иоффе Б.В. Рефрактометрические методы химии. 3-е изд., перераб., Л.: Изд-во Химия, 1983. 352 с.

Лабораторная работа № 3/3

ИЗМЕРЕНИЕ ФОКУСНОГО РАССТОЯНИЯ ТОНКОЙ ЛИНЗЫ

Приборы и принадлежности: источник света, малая оптическая скамья, тонкая линза, предмет, экран.

Введение

Многие оптические явления можно рассматривать на основе представлений о свете как о совокупности *световых* лучей – линий, вдоль которых распространяется световая энергия. В оптически однородной среде световые лучи прямолинейны. На границе раздела двух сред они подчиняются законам отражения и преломления. Световые пучки могут пересекаться, не интерферируя, и распространяться после пересечения независимо друг от друга. Раздел оптики, основывающийся на этих представлениях, называется *геометрической* или *лучевой* оптикой. Одной из основных задач геометрической оптики является расчет хода лучей в оптических приборах, предназначенных для получения изображений.

Преломление лучей сферической поверхностью

Любой оптический прибор представляет собой совокупность отражающих и преломляющих поверхностей, отделяющих друг от друга оптически однородные среды. Обычно эти поверхности бывают сферическими или плоскими. Впрочем, плоскость всегда можно представить как сферическую поверхность бесконечно большого радиуса кривизны. Поэтому сферические поверхности являются теми простейшими элементами, из которых строится любая оптическая система.

Рассмотрим сферическую поверхность Σ с центром в точке C , разделяющую две прозрачные среды с показателями преломления n и n' (рис. 1). Положим для определенности, что $n' > n$, а свет будет считаться монохроматическим, так, что зависимость n и n' от длины волны (дисперсия) отсутствует. Можно предполагать (хотя это и не обязательно), что преломляющая поверхность обладает симметрией вращения относительно одной из прямых ОС, проходящих

через центр кривизны. Такая прямая называется *главной оптической осью*.

Пусть точечный источник P находится на главной оптической оси системы. Возьмем какой-либо луч из этого пучка, например PM , падающий на Σ под углом i , построим преломленный луч MP' (угол преломления i') и найдем положение точки, в которой преломленный луч пересечет ось системы. В дальнейшем все отрезки вдоль оси будем отсчитывать от точки O (точка пересечения поверхности Σ с осью PC), считая положительными отрезки, откладываемые от O *вправо* (в направлении распространения света), и отрицательными отрезки, откладываемые *влево* (против направления распространения света). Координаты точек P , P' и C обозначим через S , S' и r соответственно. Таким образом, $PO = -S$, $OP' = +S'$, $OC = +r$.

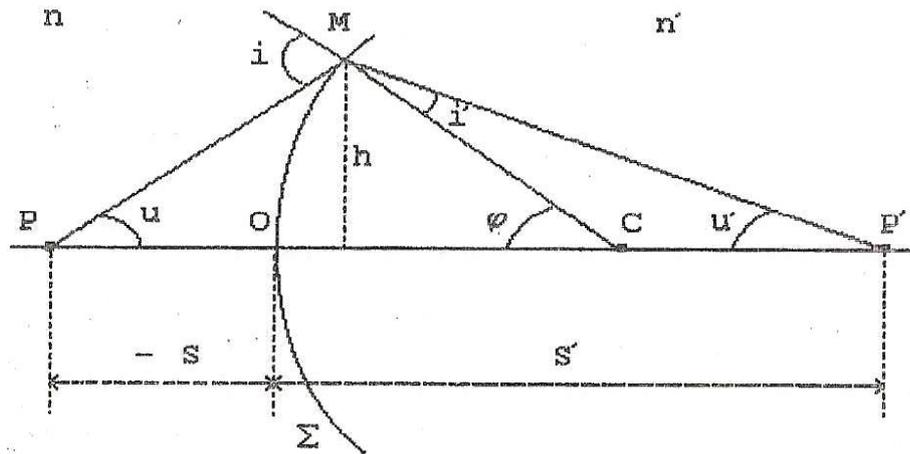


Рис. 1. Преломление света сферической поверхностью

Ограничимся рассмотрением лучей, образующих малые углы с осью OC , так, чтобы синусы и тангенсы всех углов можно было заменить значениями самих углов, выраженных в радианах. Такие лучи называются *параксиальными* или *приосевыми*. Все результаты, полученные ниже, справедливы в параксиальном приближении.

Закон преломления $n \sin i = n' \sin i'$ в параксиальном приближении запишется в виде

$$n i = n' i' . \quad (1)$$

Угол i — внешний угол треугольника ΔPMC , а угол φ — внешний угол $\Delta P'MC$,

следовательно

$$i = u + \varphi, \quad \varphi = i' + u'. \quad (2)$$

Обозначим как h – расстояние от точки M до оси PC , тогда для малых углов имеем

$$u \approx \sin u = \frac{h}{PM} \approx \frac{h}{-S}, \quad u' \approx \sin u' = \frac{h}{P'M} \approx \frac{h}{S'}, \quad \varphi \approx \sin \varphi = \frac{h}{MC} = \frac{h}{r}. \quad (3)$$

Здесь учтено, что при малых углах $PM \approx PO = -S$, $MP' \approx OP' = S'$, $OC = MC = r$ (радиус сферы). Подставляя в (1) выражение для углов i и i' и заменяя углы u , u' , φ их выражениями (3), приходим к соотношению Аббе:

$$n \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{S} \right) = n' \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{S'} \right), \quad (4)$$

которому удобно придать вид

$$\frac{n}{S} - \frac{n'}{S'} = \frac{n - n'}{r}. \quad (5)$$

Величина, стоящая в правой части выражения (5), зависит только от показателей преломления рассматриваемых веществ и радиуса кривизны, разделяющих их поверхности. Следовательно, для данных веществ и данной поверхности эта величина постоянна; ее называют *оптической силой* Φ , преломляющей поверхности Σ :

$$\Phi = \frac{n - n'}{r}.$$

То обстоятельство, что в формулу (5) не входят углы, позволяет сделать *очень важный вывод: не только луч PM , но и всякие другие параксиальные лучи, выходящие из точки P оптической оси, после преломления сферической поверхностью пересекутся приближенно в одной и той же точке P' , лежащей так же на оптической оси.* Точка P' будет поэтому *оптическим изображением* точки P в параксиальных лучах. Две точки P и P' , удовлетворяющие условию, что если одна из них является объектом, то другая – изображением, называются *сопряженными*.

Уравнение (5) охватывает все случаи преломления лучей сферической

поверхностью, при этом следует помнить, что S , S' и r – не просто длины отрезков, а **координаты точек, имеющих знак**. Пользуясь правилом знаков, мы можем разобрать случай выпуклой ($r > 0$) или вогнутой ($r < 0$) поверхности. Точно так же в зависимости от того, будут ли S и S' иметь разные или одинаковые знаки, мы будем иметь случаи, когда изображение располагается с противоположной (по сравнению с источником света) стороны преломляющей поверхности или лежит по одну сторону с ним. В первом случае ($S' > 0$) точка, именуемая изображением, есть действительно точка пересечения преломленных лучей. Такое изображение называется **действительным**. Во втором случае ($S' < 0$) преломленные лучи, идущие во второй среде, остаются расходящимися и реально не пересекаются. В этом случае название изображения относится к той воображаемой точке, которая представляет собой место пересечения предполагаемого продолжения преломленных лучей. Такое изображение называется **мнимым**.

Тонкая линза

Линзой называется тело из однородного прозрачного материала, ограниченное двумя сферическими поверхностями или сферической поверхностью и плоскостью.

Материалами для линз служат: в видимой области – стекло, кварц, флюорит; в инфракрасной области – кварц, каменная соль, сильвинит и т.д.

Преломление света в линзе можно рассматривать как последовательное преломление на двух сферических поверхностях. Пусть Σ_1 и Σ_2 представляют собой две сферические поверхности. Центр первой преломляющей поверхности лежит в точке C_1 , центр второй – в точке C_2 . На рис. 2 для ясности чертежа изображена линза, имеющая заметную толщину O_1O_2 . В действительности будем предполагать, что рассматриваемые линзы тонкие, т.е. расстояние O_1O_2 очень мало по сравнению с O_1C_1 или O_2C_2 (**приближение тонкой линзы**).

В таком случае точки O_1 и O_2 можно считать практически сливающимися в одной точке O . Эта точка O называется **оптическим центром** линзы. Всякая прямая, проходящая через оптический центр, называется **оптической осью**

линзы. Та из осей, которая проходит через центры обеих преломляющих поверхностей линзы, называется *главной оптической осью*, остальные – *побочными осями*.

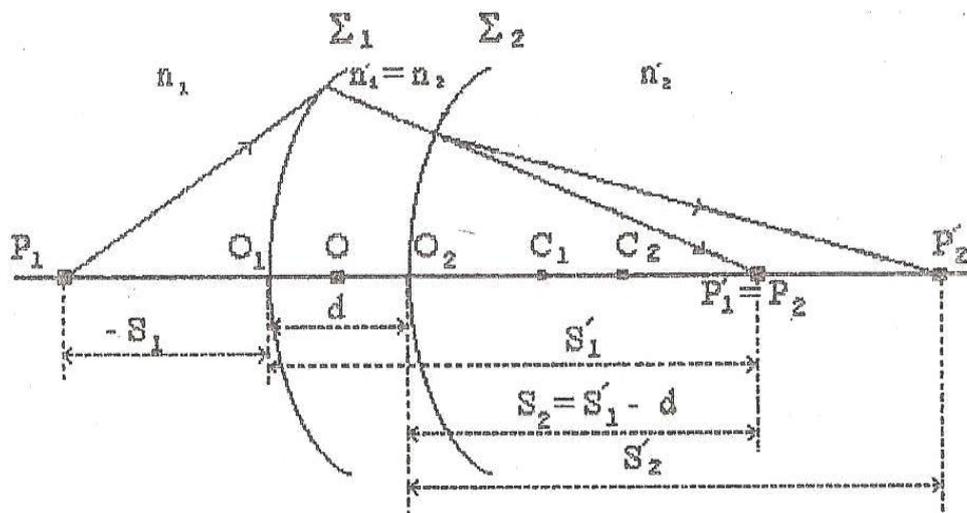


Рис. 2. Преломление света линзой

При прохождении через главную оптическую ось луч не испытывает преломления и не меняет своего направления. При прохождении через побочную ось луч испытывает параллельное смещение, так как участки обеих поверхностей линзы можно считать параллельными. При прохождении через плоскопараллельную пластинку световой луч претерпевает только параллельное смещение, но этим смещением в очень тонкой пластинке можно пренебречь.

Если на линзу падает световой луч не вдоль одной из ее оптических осей, а по какому-либо другому направлению, то он, испытав преломление сначала на первой ограничивающей линзу поверхности, потом на второй, отклонится от первоначального направления. Найдем точку, в которой соберется после прохождения линзы параксиальный пучок лучей, выходящий из точки P_1 на главной оптической оси (рис. 2).

Преломление на первой сферической поверхности Σ_1 создало бы без второй преломляющей поверхности Σ_2 в среде с показателем преломления n'_1 изображение P'_1 на расстоянии $OP'_1 = S'_1$ (рис. 2) от вершины, так что

$$\frac{n_1}{S_1} - \frac{n'_1}{S'_1} = \frac{n_1 - n'_1}{r_1},$$

где $S_1 = PO$, r_1 – радиус кривизны первой поверхности линзы.

Для второй поверхности P'_1 является как бы мнимым источником света. Построение изображения этого источника после преломления на второй поверхности линзы даст точку P'_2 на расстоянии $OP'_2 = S'_2$ от линзы. Здесь опять применима формула (5):

$$\frac{n'_1}{S'_1} - \frac{n'_2}{S'_2} = \frac{n'_1 - n'_2}{r_2},$$

где r_2 – радиус кривизны второй поверхности. Полагая $S_1 = S$, $S'_2 = S'$, сложим первое уравнение со вторым и получим формулу для тонкой линзы:

$$\frac{n'_2}{S'} - \frac{n'_1}{S} = \frac{n'_2 - n_2}{r_2} - \frac{n_1 - n_2}{r_1}. \quad (6)$$

Чаще всего по обе стороны линзы находится одна и та же среда, т.е. $n'_2 = n_1$. В этом случае формула тонкой линзы приобретает вид

$$\frac{1}{S'} - \frac{1}{S} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (7)$$

Для каждой конкретной линзы радиусы кривизны ее поверхностей и показатели преломления вещества линзы n_2 и окружающей среды n_1 заданы. Поэтому в правой части равенства (7) стоит постоянная величина:

$$\Phi = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$$

которую называют *оптической силой* линзы. Легко видеть, что оптическая сила тонкой линзы равна сумме оптических сил ее преломляющих поверхностей:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2.$$

Если $\Phi > 0$, то линза называется *положительной (собирающей)*. Если $\Phi < 0$, то линза называется *отрицательной (рассеивающей)*.

Фокусы тонкой линзы

На главной оптической оси можно найти такую точку, что выходящие из нее лучи после прохождения линзы образуют параллельный пучок света. Эту точку называют *первым главным фокусом* (рис. 3, а). Для параллельных лучей $S' = \infty$, откуда координата f первого главного фокуса равна

$$f = S |_{S' \rightarrow \infty} = -\frac{n_1}{\Phi}. \quad (8)$$

Если линза находится в воздухе $n_1=1$ и поэтому

$$f = \frac{1}{\Phi}.$$

Вторым главным фокусом называется точка, в которой пересекаются лучи, падающие на линзу параллельным пучком (рис. 3, б). Для таких лучей $S = -\infty$ отсюда координата второго главного фокуса, как следует из (7), равна:

$$f' = S' |_{S \rightarrow -\infty} = +\frac{n_1}{\Phi}. \quad (9)$$

В воздухе $f' = \frac{1}{\Phi}$.

В случае рассеивающей линзы ($\Phi < 0$) в фокусе пересекаются не преломленные лучи, а их воображаемые продолжения; при этом фокус лежит с той же стороны от линзы, с которой падает на линзу параллельный пучок лучей (рис. 3, в). Фокус такой линзы называется *мнимым*.

Расстояние от оптического центра линзы до фокуса называется *фокусным расстоянием*. Плоскости, проходящие через главные фокусы перпендикулярно главной оптической оси, называются *фокальными плоскостями*. В однородной среде фокусные расстояния линзы равны по величине. В общем случае это не так (например, если по разные стороны от линзы находятся разные вещества).

Построение изображений в линзе

Фокальные плоскости, главная оптическая ось и плоскость самой линзы являются *кардинальными* элементами тонкой линзы.

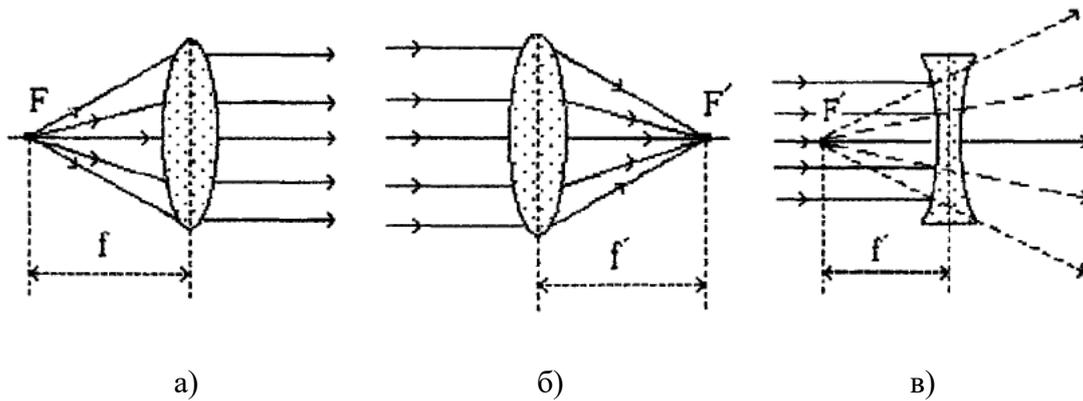


Рис. 3. Фокусы тонкой линзы (пояснения в тексте)

Знание этих элементов позволяет построить в линзе изображение любого объекта. Каждая точка изображения является точкой пересечения всех лучей, исходящих из сопряженной точки объекта. Однако для нахождения этого места достаточно воспользоваться по крайней мере двумя из следующих трех лучей (рис. 4):

- лучом PM , параллельным оптической оси: после преломления в линзе такой луч проходит через второй главный фокус;
- фокальным лучом PN , проходящим через первый главный фокус: после преломления в линзе он параллелен оптической оси;
- лучом PP' , проходящим через центр линзы: этот луч не меняет после линзы своего направления.

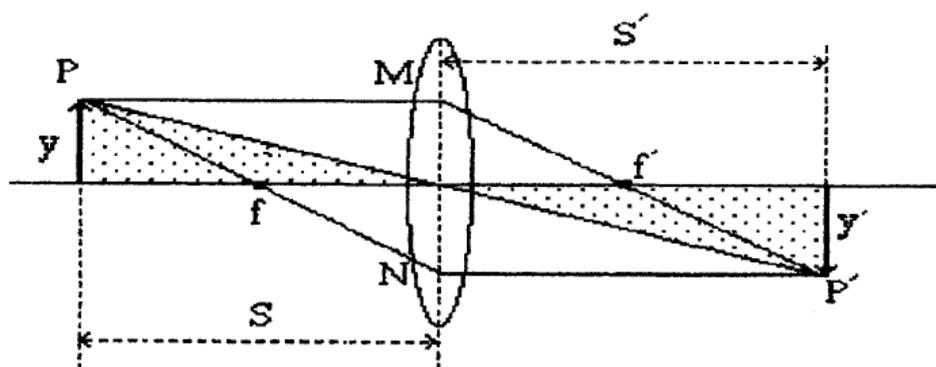


Рис. 4. Построение изображения в линзе

Если пучок лучей, исходящих из каждой сопряженной точки предмета, после преломления в линзе становится расходящимся, то для построения изображения нужно использовать воображаемые продолжения преломленных

лучей. Изображение предмета в этом случае лежит с той же стороны от линзы, что и предмет. Такое изображение называется **мнимым**.

Следует отметить, что при решении задач о построении изображения внеосевых точек совсем не обязательно, чтобы выбранные простейшие пары лучей действительно проходили через линзу. Лучи, служащие для построения, – условные; они могут быть не параксиальными. Тем не менее их можно использовать для построения изображения.

Увеличение тонкой линзы

Обозначим длину объекта через y , а длину изображения через y' . **Линейным увеличением** линзы называется отношение линейных размеров изображения к размерам объекта:

$$\beta = \frac{y'}{y}. \quad (10)$$

Условимся отрезки, перпендикулярные к оптической оси, считать положительными, если они направлены вверх, и отрицательными, если они направлены вниз. Для случая, изображенного на рис. 4, длина объекта y положительна, а длина изображения y' – отрицательна. Из подобия треугольников на рис. 4 видно, что $\frac{y'}{y} = \frac{S'}{S}$, так что в зависимости от расположения предмета изображение может быть увеличенным ($|\beta| > 1$), уменьшенным ($|\beta| < 1$), прямым ($\beta > 0$) или перевернутым ($\beta < 0$), действительным или мнимым.

Экспериментальная часть

Описание установки и ее подготовка к работе

Общий вид лабораторной установки показан на рис. 5.

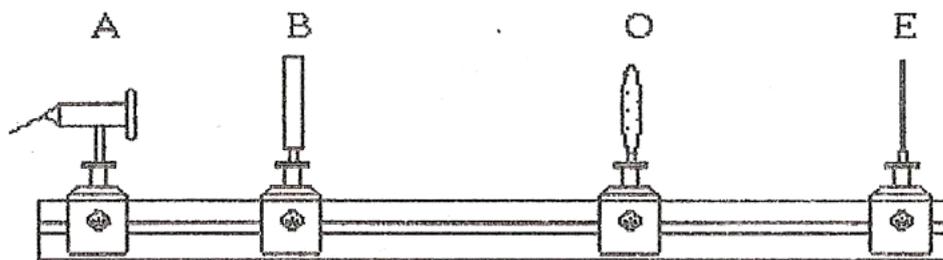


Рис. 5. Схема экспериментальной установки

Малая оптическая скамья состоит из металлической станины с укрепленной на ней миллиметровой шкалой. Вдоль станины на рейтерах-держателях размещены источник света A , предмет B , линза O и экран E . Предмет B представляет собой стреловидный указатель.

Перед началом измерений система должна быть центрирована, т.е. центры всех ее элементов должны лежать по высоте на одной горизонтальной прямой. Плоскость экрана и поверхность линзы должны быть перпендикулярны оптической оси. Указанные настройки проверяются визуально.

Определение главного фокусного расстояния собирающей линзы

Способ 1. При получении действительного изображения собирающей линзой ($\Phi > 0$) в воздухе ($n_l=1$) формулу (7) с учетом (8) и (9) можно переписать в виде

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \Phi = \frac{1}{|f|}, \quad (11)$$

где $a = |OB|$, $b = |OE|$ – расстояние от линзы до предмета и от линзы до изображения, соответственно. Отсюда

$$|f| = \frac{ab}{a+b} \quad (12)$$

(формула Гаусса).

Способ 2. Пусть величина предмета l , а величина его изображения l' . Поскольку $l/l' = a/b$, формулу Гаусса (12) можно преобразовать к виду

$$|f| = b \frac{l}{l+l'}. \quad (13)$$

На опыте измеряют величины b , l и l' , причем *целесообразно работать при больших увеличениях.*

Измерения фокусного расстояния способом 1 и 2 можно проводить одновременно, руководствуясь следующим алгоритмом:

- прикрепить скрепкой к экрану лист белой или миллиметровой бумаги;
- зафиксировать какое-либо расстояние между предметом (стрелкой) и экраном;

- включить осветитель и, изменяя положение лампы осветителя, добиться, чтобы сильно увеличенное изображение волоска нити лампы накрыло нарисованную стрелку;
- медленно перемещать линзу до тех пор, пока на экране не появится резкое изображение предмета (стрелки);
- измерить по шкале расстояние от предмета до линзы (a), от линзы до изображения (b) и миллиметровой линейкой длину изображения l' на экране;
- результаты измерений записать в таблицу;
- изменить расстояние между предметом и экраном и повторить измерения.

Способ 3 (способ Бесселя). Если расстояние между предметом и экраном не меньше, чем $4|f|$, то существует два положения линзы, при которых получается резкое изображение предмета (рис. 6). Одно из этих изображений увеличенное, а другое уменьшенное.

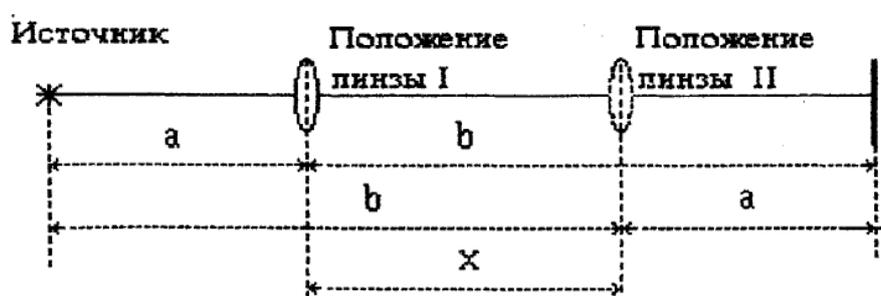


Рис. 6. Схема положения линзы

Пусть в первом положении линза дает увеличенное изображение, тогда $b > a$. Во втором положении будет получаться уменьшенное изображение, причем a и b поменяются местами (это можно понять, если использовать обратный ход лучей или соображения симметрии). Обозначим

$$a + b = z; b - a = x.$$

Очевидно, что z – расстояние от предмета до экрана; x – расстояние между двумя положениями линзы, при которых получается резкое изображение. Выразим a и b через z и x и подставим в формулу Гаусса (12):

$$f = \frac{z^2 - x^2}{4z}. \quad (14)$$

Эту формулу тоже можно использовать для определения фокусного расстояния собирающей линзы. Примерный порядок действий при измерении способом 3 может быть следующим:

- прикрепите скрепками к экрану листок белой бумаги;
- зная из предыдущих опытов примерную величину $|f|$, установите предмет и экран на расстоянии, немного большем $4|f|$ друг от друга и запишите эту величину z в таблицу;
- включите осветитель и изменяя положение лампы осветителя, добейтесь, чтобы сильно увеличенное изображение волоска нити лампы накрыло нарисованную стрелку;
- перемещая только линзу, добейтесь резкого увеличенного изображения предмета и снимите по шкале x' этого положения линзы;
- перемещая только линзу, добейтесь резкого уменьшенного изображения предмета и снимите по шкале отсчет x'' нового положения линзы;
- рассчитайте значение $x = |x' - x''|$ и по формуле (14) вычислите значение фокусного расстояния;
- результаты вычислений запишите в таблицу;
- измените расстояние между предметом и экраном и повторите все измерения (помните, что величина z должна быть больше $4|f|$);
- окончательный результат представьте в стандартной форме:

$$f = (\bar{f} \pm \Delta f) \text{ для } p = 0.95.$$

Случайная погрешность изменений может быть вычислена по формуле Стьюдента:

$$\Delta f = t_{p,k} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^k (\bar{f} - f_i)^2}{k(k-1)}},$$

где $t_{p,k}$ – коэффициент Стьюдента. Для $p = 0.95$ и $k = 5$, $t_{p,k} = 2.8$.

№	Способ 1			Способ 2			Способ 3				
	a	b	f	l	l'	f	z	x'	x''	x	f
1											
2											
3											
4											
5											
$f = (\bar{f} \pm \Delta f)$			$f = (\bar{f} \pm \Delta f)$			$f = (\bar{f} \pm \Delta f)$					

Контрольные вопросы

1. Запишите без вывода общую формулу тонкой линзы и поясните физический смысл всех величин, входящих в нее.
2. Выведите формулу тонкой линзы.
3. Какими методами определяется фокусное расстояние линзы в настоящей работе? Укажите причины расхождения результатов, полученных разными методами.
4. Что изменится у тонкой линзы, если с одной ее стороны находится воздух, а с другой вода?
5. Постройте ход лучей в идеальной линзе в случаях, когда изображение будет: 1) увеличенным; 2) уменьшенным; 3) прямым; 4) перевернутым; 5) действительным; 6) мнимым.
6. Оцените углы между оптической осью и лучами в вашем эксперименте. Можно ли считать такие лучи параксиальными?
7. Укажите, какой примерно величины радиусы кривизны, исследованной вами линзы?
8. Как изменится изображение предмета, если половину линзы закрыть непрозрачной преградой?

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Издательство МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.

Лабораторная работа №4/33

ЗАКОНЫ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СВЕТА

Приборы и принадлежности: гелий-неоновый лазер, набор призм из различных материалов и с разными преломляющими углами.



Рис. 1. Установка для опыта Арио

1. Опыт Арио

Как известно работа В. Снеллиуса (1591-1626) по выводу закона преломления (1621) не сохранилась. Р. Декарт (1596-1650) вновь сформулировал его в 1638 году, присвоив закону имя Снеллиуса. Мы следуем этой традиции, хотя закон, по-видимому, еще раньше был открыт Арио (1560-1621).

Общий вид установки для опыта Арио представлен на рис. 1.

Для повторения опытов Арио возьмем призму ABC (рис. 2) и лист белой бумаги. В качестве источника света в этой работе используется гелий-неоновый лазер. Расположим призму на бумаге так, чтобы грань AC была нормальна к лазерному лучу (на рис. 2 проведен сплошной линией).

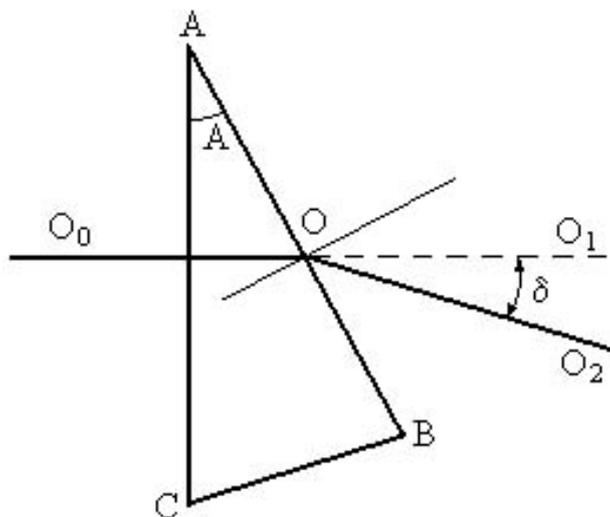


Рис. 2. Схема опыта Арио

Здесь угол E будем называть *углом скольжения*, а δ – *углом отклонения*. В этом опыте угол скольжения E равен 90° . Отметив на листе карандашом направление O_0O_1 падающего луча и OO_2 преломленного луча, а также направления граней AC и AB , определим затем, сняв с листа призму, углы отклонения луча δ и преломляющий угол призмы A и запишем результаты измерений в градусах в таблицу 1. Такие измерения следует повторить, по крайней мере с тремя из имеющихся в лаборатории призм, желательно из разного материала. При обработке экспериментальных данных следует пользоваться формулой

$$n = \frac{\sin(A + \delta)}{\sin A}. \quad (1)$$

Результат запишем в стандартной форме:

$$n = \bar{n} \pm \Delta n, \quad p = 0.95.$$

Таблица 1

Название	№	Преломляющий угол A , град.	Угол отклонения луча δ , град.
Призма 1	1		
	2		
	3		
	среднее		
$n = \bar{n} \pm \Delta n$			
Призма 2	1		
	2		
	3		
	среднее		
$n = \bar{n} \pm \Delta n$			
Призма 3	1		
	2		
	3		
	среднее		

2. Определение показателя преломления путем вычисления угла минимального отклонения призмы

Показатель преломления можно найти и с помощью одной призмы. Для этого несколько видоизменим опыт Арио. Положим на лист белой бумаги какую-либо определенную призму ABC произвольно по отношению к лучу O_0O_1 (рис. 3). Зафиксируем направления лучей падающего O_0O_1 , преломленного OO_2 и положение призмы. Сняв с листа призму, измерим транспортиром углы скольжения E и отклонения δ . Будем повторять опыты до тех пор, пока не убедимся в том, что нашли такой угол скольжения E_* , при котором угол δ_* минимален. Для этого удобно построить график зависимости $\delta=f(E)$. Обратим внимание на то, что при угле скольжения E_* ход лучей через призму

симметричен. Измерив на графике угол δ_* , можно по формуле (2) вычислить показатель преломления призмы:

$$\sin \frac{A + \delta_*}{2} = n \cdot \sin \frac{A}{2}. \quad (2)$$

Результаты запишем в таблицу 2.

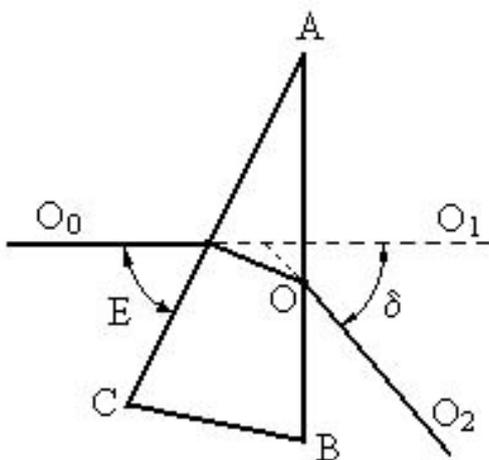


Рис. 3. Опыт по определению минимального угла δ

Таблица 2

Преломляющий угол призмы $A=$		
№	Угол скольжения E	Угол отклонения δ
1		
2		
.		
.		
10		
Минимальный угол отклонения $\delta_* =$		
Показатель преломления $n =$		

Сравните полученное значение с ранее вычисленным по способу Арио. Подумайте, чем можно объяснить различие.

Контрольные вопросы

1. Заметим, что при симметричном ходе лучей вышедший из призмы пучок света должен быть параллельным лучу, отраженному от основания призмы. Где можно использовать этот факт? Предложите схему установки. В качестве прототипа можно рекомендовать прибор Фукса.
2. Каким должен быть преломляющий угол призмы, чтобы любой луч, вошедший в нее со стороны основания, вышел обратно параллельно вошедшему лучу? Где используют такие призмы?
3. Покажите, что склеенные основаниями призмы с преломляющими углами A и $2A$ отклоняют любой луч, вошедший во вторую призму на угол $2A$. В каких ситуациях заменой зеркалу может служить такая отражательная призма?
4. Для переворачивания изображений применяются трехгранная призма, в которой луч, проходя внутри призмы, отражается от основания, испытывая полное внутреннее отражение. Какими должны быть параметры призмы, чтобы луч, вошедший в призму параллельно основанию, остался по выходе из призмы параллельным вошедшему?

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Издательство МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.

Лабораторная работа № 5/5

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЗРИТЕЛЬНОЙ ТРУБЫ И МИКРОСКОПА

Приборы и принадлежности: зрительная труба Кеплера, микроскоп, измерительный микроскоп, микрометр, штангенциркуль, масштабная линейка, мира для определения разрешающей способности, набор диафрагм.

Введение

Любая оптическая система служит для получения увеличенного изображения удалённых и близких предметов.

Оптическая система, позволяющая получить увеличенное изображение удалённых предметов, называется *телескопической*. К телескопическим системам относятся трубы Кеплера и Галилея. Другой тип оптических систем – микроскопы – дают возможность получать увеличенное изображение близких предметов. Реальные оптические системы дают удовлетворительное изображение только ограниченных частей пространства и только посредством ограниченных пучков лучей. Ограничение пучков лучей в оптических системах производится с помощью оправ линз либо с помощью установленных в системе диафрагм. Значение диафрагмы столь же велико, как и значение преломляющих свойств систем. Диафрагма, ограничивающая пучок действующих лучей, называется *апертурной* или *действующей диафрагмой*. Ею определяется количество света, проходящего через систему. Её изображение в пространстве предметов называется *входным зрачком оптической системы*, а в пространстве изображений – *выходным зрачком*. Для устранения градиента освещённости на краях изображения (виньетирование) устанавливают диафрагму поля зрения (или полевую). Она задерживает световые лучи, идущие от краев объектива. Изображение диафрагмы поля зрения, даваемое системой в пространстве предметов, называется *входным люком*, в пространстве изображений – *выходным люком*. Для резкого ограничения поля необходимо, чтобы входной люк совпадал с плоскостью объекта.

Оптическая схема микроскопа. На рис. 1 представлен ход лучей в микроскопе. Микроскоп состоит из двух оптических систем – объектива (Об) и окуляра (Ок), разделенных значительным по сравнению с их фокусными расстояниями промежутком. Рассматриваемый предмет Y помещается перед первым фокусом объекта F_1 в непосредственной близости от него.

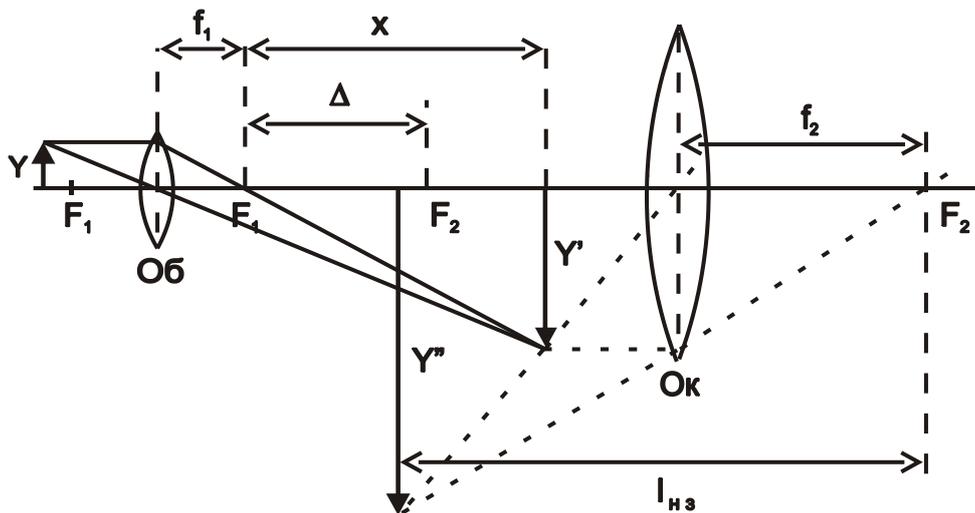


Рис. 1. Ход лучей в микроскопе

Объектив дает увеличенное обратное изображение предмета Y' , которое рассматривается через окуляр как через лупу. Следовательно, изображение Y'' , полученное окуляром, располагается на расстоянии наилучшего зрения $l_{нз}$ от глаза наблюдателя, помещенного приблизительно в заднем фокусе окуляра. Из рис. 1 следует, что увеличение, даваемое микроскопом, равно

$$\Gamma = \frac{Y''}{Y}. \quad (1)$$

Его можно выразить через характеристики микроскопа. Действительно, как следует из чертежа (рис. 1) $Y'' = Y' \cdot \frac{l_{нз}}{f_2}$, а $Y' = Y \cdot \frac{X}{f_1} \approx Y \cdot \frac{\Delta}{f_1}$ (изображение Y' располагается в непосредственной близости от переднего фокуса F_2 окуляра и приближенно можно считать $X \approx \Delta$), поэтому

$$\Gamma = \frac{l_{\text{нз}} \Delta}{f_1 f_2}. \quad (2)$$

Здесь f_1 и f_2 – фокусные расстояния объектива и окуляра соответственно, а Δ – расстояние между задним фокусом объектива и передним фокусом окуляра, называемое *длиной тубуса микроскопа*. Длина тубуса практически равна расстоянию между объективом и окуляром, так как фокусные расстояния f_1 и f_2 для микроскопа малы по сравнению с Δ . Как следует из выражения (2), уменьшая фокусные расстояния и увеличивая Δ , казалось бы можно достигнуть сколь угодно больших увеличений. Однако предел увеличения микроскопа, ограничен волновой природой света.

Оптическая схема зрительной трубы. На рис. 2 представлен ход лучей в зрительной трубе – трубе Кеплера.

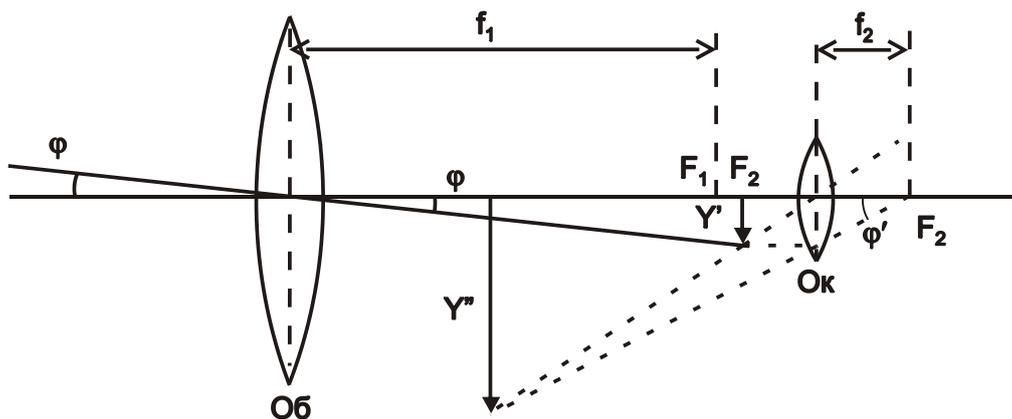


Рис. 2. Ход лучей в зрительной трубе

Объектив (Об) и окуляр (Ок) трубы располагаются так, что задний фокус объектива F_1 совпадает с передним фокусом окуляра F_2 . Подобные оптические системы называются телескопическими. Изображение Y' удаленного предмета, даваемое объективом, лежит практически в заднем фокусе объектива. Это изображение рассматривается через окуляр как через лупу. Как видно из рисунка, изображение, даваемое трубой, перевернутое. Невооруженным глазом

предмет будет виден под углом φ' , тангенс которого равен $\frac{Y'}{f_1}$. Значит, для увеличения (углового) даваемого зрительной трубой получается выражение

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi'}{\operatorname{tg} \varphi} = \frac{f_1}{f_2}, \quad (3)$$

где f_1 и f_2 – фокусные расстояния объектива и окуляра соответственно.

Ширина параллельного пучка лучей, входящих в объектив, определяется диаметром D_1 его оправы (рис. 3). Следовательно, оправка объектива зрительной трубы является апертурной диафрагмой и входным зрачком трубы.

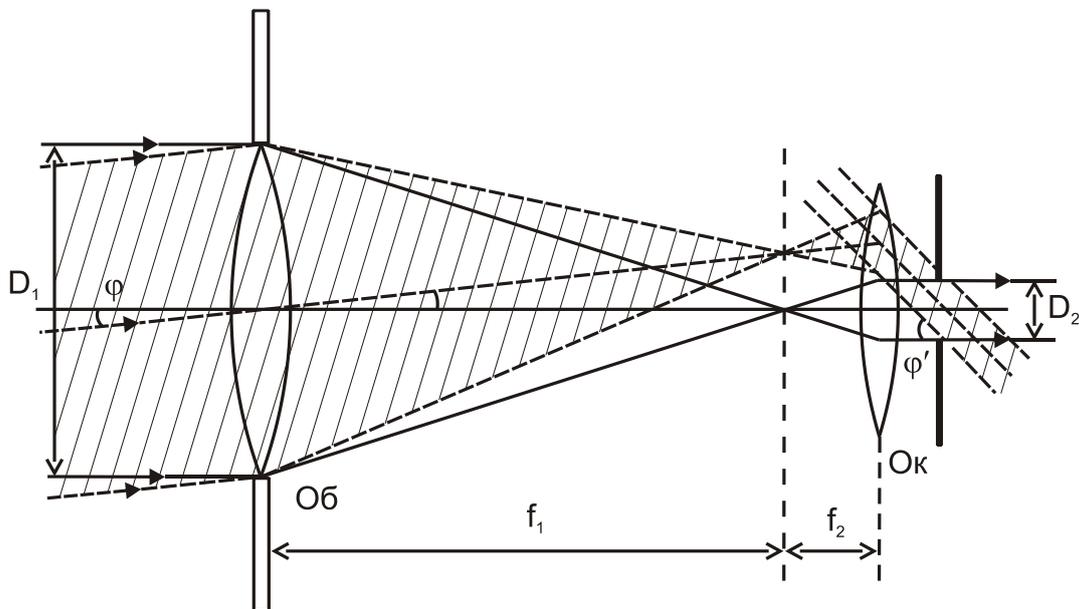


Рис. 3. Схема прохождения лучей через диафрагму объектива и окуляра

Ширина пучка, выходящего из окуляра, определяется диаметром D_2 изображения оправы объектива (зрачок выхода), даваемого окуляром. На основании простых геометрических соображений, очевидных из рис. 3, следует, что:

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi'}{\operatorname{tg} \varphi} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{D_1}{D_2}. \quad (4)$$

Таким образом, увеличение трубы можно представить еще как отношение диаметров зрачка входа D_1 и зрачка выхода D_2 .

Зрительные трубы характеризуются, как и любые оптические системы, разрешающей силой. **Разрешающей силой** называется способность оптического прибора отдельно изображать мелкие и очень близко друг от друга расположенные детали объекта. Различные приборы при одинаковом увеличении могут обладать различной разрешающей силой. Разрешающая сила оптических приборов ограничена дифракционными явлениями. Края круговой оправы объектива трубы вызывают дифракцию света. Поэтому в зрительных трубах изображения удаленных предметов, например звезд, представляются в виде картины дифракционных колец. При наблюдении очень близких двух звёзд даваемые ими дифракционные картины частично перекрываются. По Рэлею за предел разрешения принимают такое угловое расстояние между двумя светящимися точками, при котором первое темное кольцо дифракционной картины одной точки проходит через светлый центр дифракционной картины другой точки. Радиус первого темного кольца стягивает угол φ (с вершиной в центре объектива). Величина этого угла определяется из условия: $D \cdot \sin \varphi = 1.22 \cdot \lambda$, где D – диаметр объектива, λ – длина световой волны. Радиус первого темного кольца r в фокальной плоскости есть $r = f \cdot \operatorname{tg} \varphi$, где f – фокусное расстояние объектива. При малом угле φ $\operatorname{tg} \varphi \approx \sin \varphi \approx \varphi$ и $r \approx \frac{1.22 \cdot \lambda \cdot f}{D}$. Если угловое расстояние между звездами ψ , то они будут видны отдельно при условии $\Psi \geq \varphi$ или $\Psi \geq \frac{1.22 \cdot \lambda}{D}$, т.е. минимальное разрешаемое угловое расстояние равно:

$$\Psi_{\min} = \varphi = \frac{1.22 \cdot \lambda}{D}.$$

Если вместо λ подставить среднюю длину волны белого света, равную 0.555·мкм, то получим предельный угол разрешения (в секундах):

$$\Psi_{\text{мин}} = \left(\frac{140}{D} \right)'' . \quad (5)$$

В формуле (5) D выражено в миллиметрах. Таким образом, предельный угол разрешения трубы зависит от диаметра ее объектива. Такое значение предельного угла разрешения справедливо для идеальной оптической системы. Реальным оптическим системам присущи различные aberrации, и для них предельный угол разрешения объектива $\psi_{\text{мин}}$ больше, чем φ . Оптическая система будет выполнять своё назначение, если φ меньше предельного угла разрешения глаза.

В настоящей работе предлагается найти увеличение микроскопа, а также определить основные характеристики зрительной трубы: увеличение, поле зрения, предельный угол разрешения.

Описание установки и методика измерений

Описание микроскопа

Внешний вид лабораторной установки по изучению микроскопа представлен на рис. 4.

Для определения увеличения микроскопа можно воспользоваться формулой (1). Для этого нужно знать размеры Y предмета и размеры Y'' его изображения, даваемого микроскопом. В качестве предмета используется медная проволока, намотанная на стеклянную пластинку (рис. 4, б). Диаметр проволоочки (размер предмета Y) измеряется микрометром.

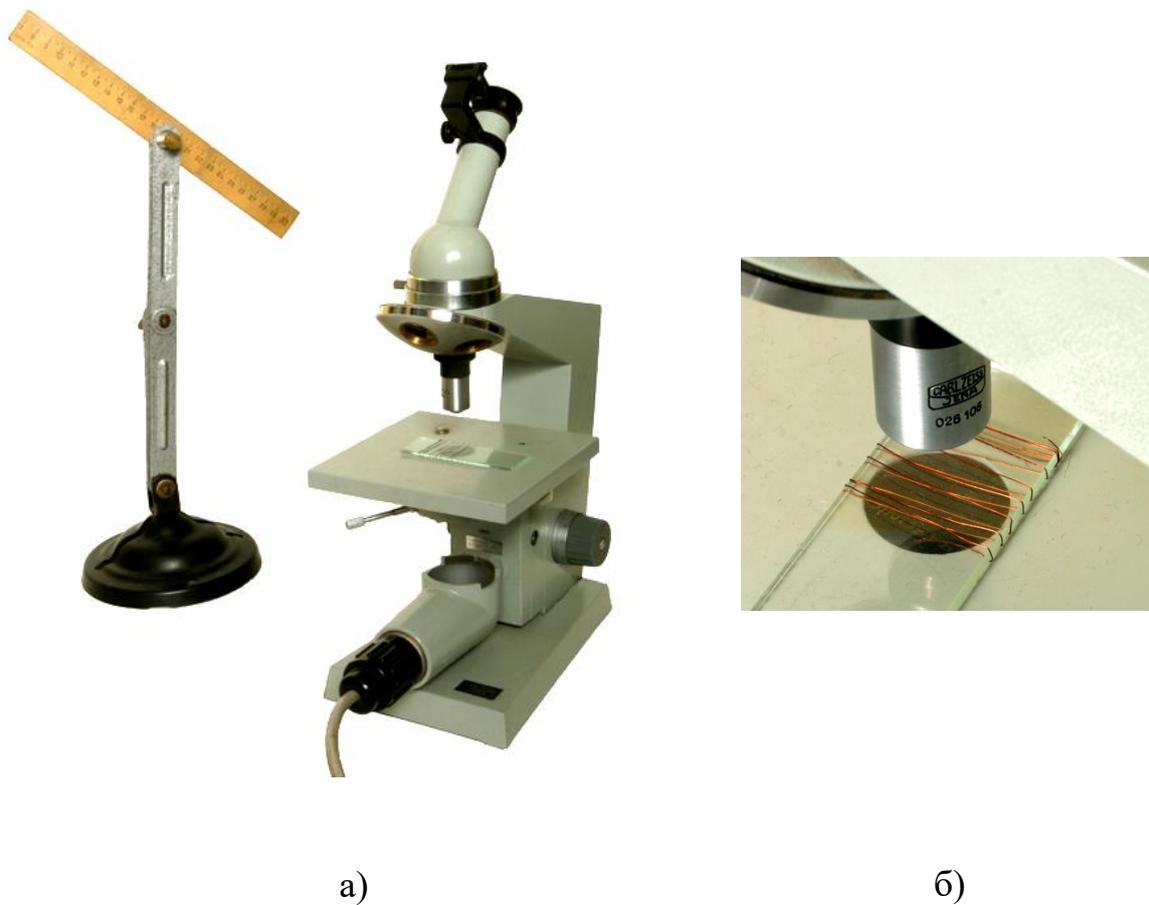


Рис. 4. Внешний вид лабораторной установки по изучению микроскопа

Для определения размера изображения (изображения диаметра проволоки Y'' в микроскопе) поступают следующим образом. Пластинку с проволочкой помещают на предметный столик 1 (рис. 5) микроскопа перед его объективом 2 и освещают светом, направленным от специального осветителя 3. Наблюдая в окуляр 4 микроскопа, фокусируют проволочку в поле зрения окуляра вращением барабана 5 (грубо) и барабана 6 (точно). На расстоянии наилучшего зрения помещена измерительная линейка 7. Совмещая изображение проволочки, видимое одним глазом через окуляр микроскопа, вращением винтов 8 и 9 предметного столика с делениями измерительной линейки, видимыми другим глазом, можно определить размеры изображения диаметра проволочки Y'' и по формуле (1) определить увеличение микроскопа.

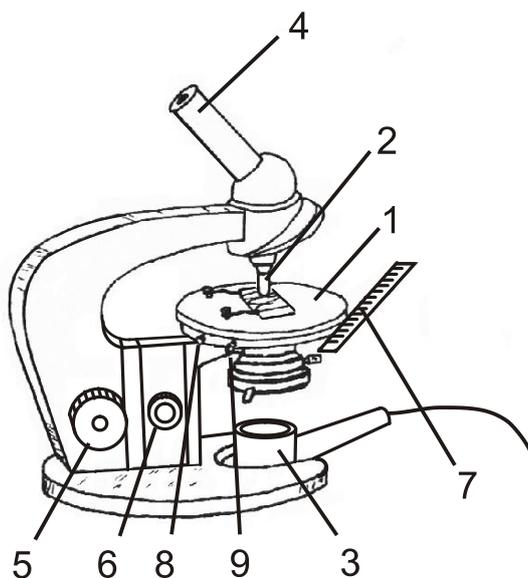


Рис. 5. Схема микроскопа



Рис. 6. Внешний вид зрительной трубы

Зрительная труба

Внешний вид зрительной трубы представлен на рис. 6.

Установка для определения увеличения зрительной трубы представлена на рис. 7. Зрительная труба 1 укрепленная на подставке 2, может быть наведена на любой удаленный предмет. Вращением барабана 3 окуляра фокусируется

рассматриваемый предмет. Для измерения выходного зрачка трубы она снабжена измерительным окуляром 4 в оправе 5 укрепляемой на зрительной трубе. В поле зрения измерительного окуляра имеется сетка с ценой деления 0.176 мм. Нужные размеры входного зрачка устанавливаются выбором сменных диафрагм 6: 10мм, 20 мм, 30 мм, 40 м, 50 мм. На расстоянии $R=8$ м помещена измерительная линейка 7 для определения увеличения зрительной трубы и мира для оценки предельного угла расширения.

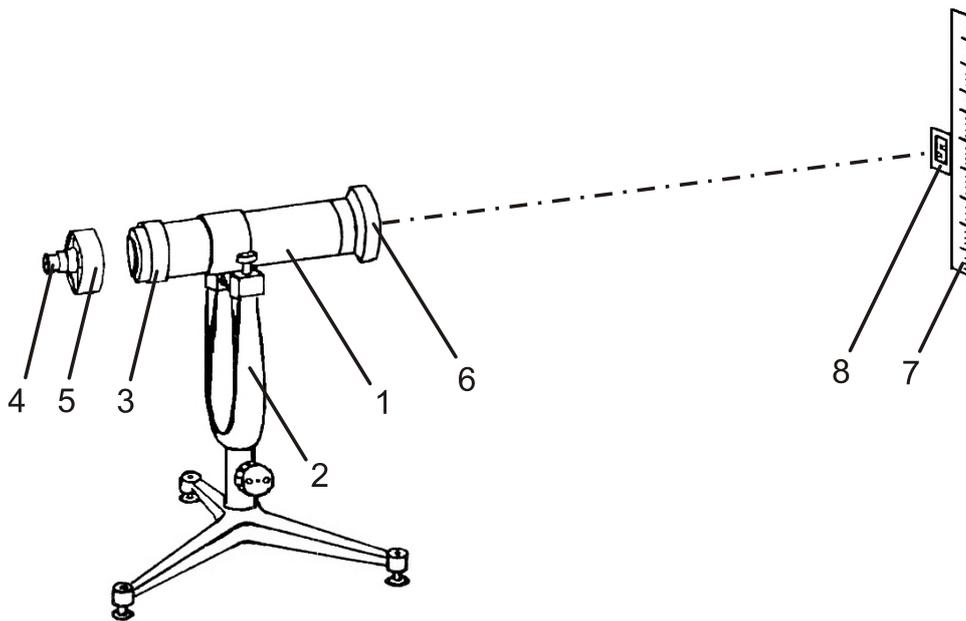


Рис. 7. Схема установки для определения увеличения зрительной трубы

Для определения увеличения трубы фокусируют в ее поле зрения измерительную линейку и рассматривают ее одним глазом непосредственно, а другим – через трубу. Находят такое положение трубы, при котором изображение накладывается на видимую невооруженным глазом линейку. Определяют число n целых делений линейки, совпадающих с N целыми делениями изображения. Тогда увеличение будет равно:

$$\Gamma = \frac{n}{N}. \quad (6)$$

Угол поля зрения трубы можно найти следующим образом. Отсчитывают число m деления линейки, видимых в зрительную трубу. Если делений линейки не хватает, то определяют число m_0 , видимых в зрительную трубу до середины поля зрения. Тогда $m = 2m_0$ и угол поля зрения будет равен:

$$\gamma = 57.3^\circ \frac{m}{R}, \quad (7)$$

где R – расстояние от объектива зрительной трубы до измерительной линейки.

Для оценки предельного угла разрешения фокусируют зрительную трубу на миру. Мира состоит из одинаковых квадратиков, каждый из которых заштрихован штрихами разной толщины. В таблице 1 указана толщина штриха каждого квадратика.

Таблица 1

N n/n	1	2	3	4	5	6	7	8
b (мм)	0.16	0.22	0.25	0.34	0.44	0.49	0.55	0.62
N n/n	9	10	11	12	13	14	15	16
b (мм)	0.66	0.73	0.80	0.86	0.93	0.99	1.07	1.13

Последовательно переводя глаз от одного квадрата миры, видимой в зрительной трубе, к другому, находят тот квадрат, в котором еще видны штрихи всех направлений. Номер квадрата позволяет по таблице 1 определить толщину штриха и вычислить предельный угол разрешения зрительной трубы по формуле:

$$\Psi_{\text{мин}} = 57.3 \frac{2b}{R}, \quad (8)$$

где R – расстояние от объектива зрительной трубы до миры, выраженное в миллиметрах.

Порядок выполнения работы

1. Определение увеличения микроскопа

Для этого микрометром измерить 5–10 раз толщину Y проволоочки, намотанной на стеклянную пластинку. Затем поместить её перед объективом микроскопа, и вышеописанным способом определить толщину изображения измерительной линейкой. Измерение проделать 5–10 раз. Результаты записать в таблицу 2. По формуле (1) для каждого измерения вычислить увеличение микроскопа и оценить погрешность.

Таблица 2

N n/n	Y	Y''	Γ
Среднее			

2. Определение основных характеристик зрительной трубы

а) Увеличение зрительной трубы

Для этого необходимо взять диафрагму с максимальным диаметром (50 мм) и сфокусировать трубу на измерительную линейку. Вышеописанным способом определить увеличение зрительной трубы по формуле (6). Рекомендуется для наперёд заданного числа n (например, 100 делений измерительной линейки видимых невооруженным глазом) определить 5–10 раз число N , занести измерения в табл. 3, вычислить увеличение для каждого измерения по формуле (6) и оценить погрешность определения увеличения трубы.

Можно определить увеличение трубы другим способом по формуле (4). При этом за D_1 взять значение диафрагмы, а диаметр D_2 выходного зрачка измерить 5–10 раз измерительным окуляром. Результаты измерений занести в табл. 3 и оценить погрешность значения Γ для этого способа. Сравнить результаты определения увеличения трубы обоими способами.

Таблица 3

N n/n	N	n	D_2	Γ
Среднее				

б) Определение угла поля зрения

Для этого 5–10 раз сосчитать число всех делений m шкалы, видимых в поле зрения трубы, и по формуле (7) вычислить угол поля зрения. Результаты занести в табл. 4 и оценить погрешность в определении угла поля зрения.

Таблица 4

№	m	γ	$D_1 =$		$D_1 =$		$D_1 =$	
			b	ψ	b	ψ	b	ψ
Среднее								

в) Определение предельного угла разрешения

Для различных значений входного зрачка D_1 определить 5–10 раз значение b вышеописанным способом, и по формуле (8) вычислить для каждого b предельный угол разрешения. Результаты измерений занести в табл. 4 и оценить погрешность в определении предельного угла разрешения ψ_{\min} . Сравнить полученные результаты с углом разрешения, определенным по формуле (5).

Контрольные вопросы

1. Нарисуйте ход лучей в зрительной трубе.
2. Почему коэффициент увеличения зрительной трубы определяется отношением тангенсов углов, а не отношением размера изображения к размеру предмета?
3. Как изменится поле зрения, если в оптическую систему ввести рассеивающую линзу?
4. Напишите формулу для предельного угла разрешения линзы.
5. Что такое входной зрачок оптической системы?
6. В каких случаях разрешающая способность зрительной трубы определяется диаметром объектива, а в каких случаях – диаметром окуляра?
7. Определите предельный угол разрешения для глаза с диаметром зрачка $D = 4$ мм.
8. Объясните с точки зрения законов оптики почему днем невооруженным глазом звезды не видны, а в зрительную трубу с большим коэффициентом увеличения можно их увидеть?
9. Чему равен радиус первого максимума, при дифракции на линзе диаметром D и фокусным расстоянием f , при длине волны λ ?

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Издательство МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.

Лабораторная работа № 6/6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ

Приборы и принадлежности: оптическая скамья, микрометрическая щель, бипризма Френеля, окулярный микрометр, осветитель, двояковыпуклая линза.

Введение

Как известно, явление интерференции наблюдается при наложении когерентных волн. В данной работе для получения двух когерентных источников света применяется бипризма, представляющая собой призму с тупым углом, очень близким к 180° , и малыми преломляющими углами (рис. 1).

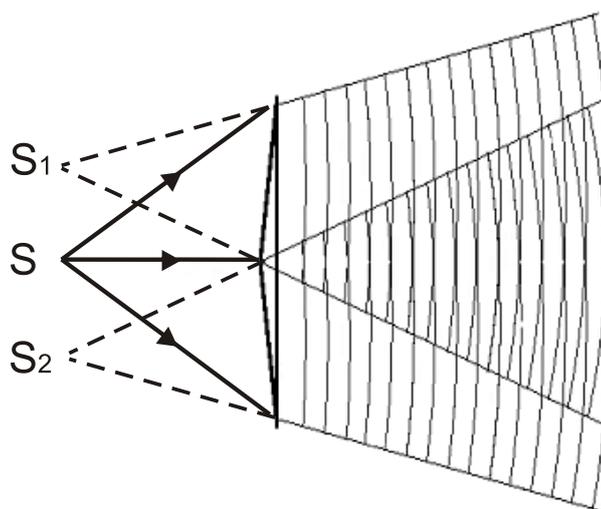


Рис. 1. Получение интерференционной картины с помощью бипризмы Френеля

Пучок света, идущий от освещенной щели S , после преломления в бипризме разделяется на два перекрывающихся пучка, как бы исходящих из двух мнимых изображений щели S_1 и S_2 . Так как источники S_1 и S_2 когерентны, то в пространстве за бипризмой будет наблюдаться интерференционная картина, локализованная во всей области пересечения пучков.

Пусть расстояние между S_1 и S_2 равно d (рис. 2).

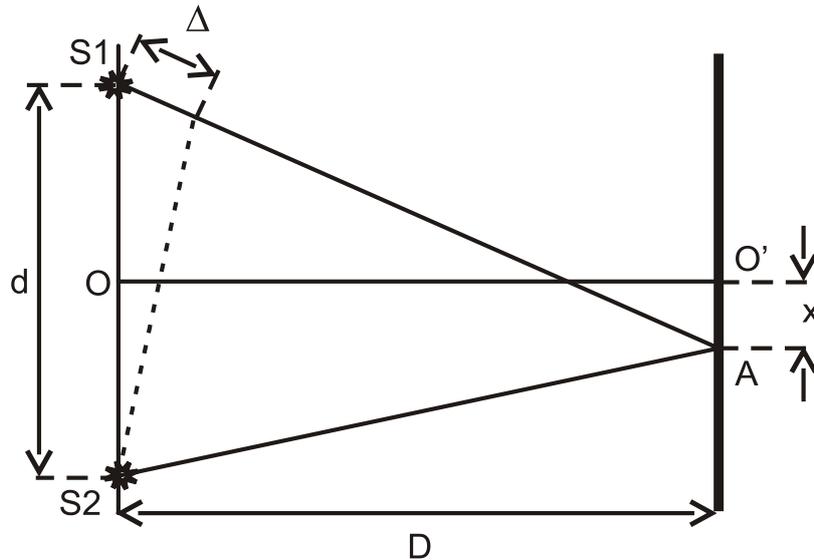


Рис. 2. Ход лучей от двух мнимых источников света S_1 и S_2

На расстоянии D от прямой $S_1 S_2$ параллельно ей помещен экран, на котором наблюдается система интерференционных полос. В точке O' будет находиться центральная светлая полоса. Легко показать, что оптическая разность хода лучей Δ , приходящих в точку A из S_1 и S_2 , равна:

$$\Delta = \frac{xd}{D},$$

если d мало по сравнению с D . Если оптическая разность хода равна:

$$\Delta = 2k \cdot \frac{\lambda}{2},$$

(т.е. в разности хода укладывается целое число длин волн или четное число полуволен), то наблюдается интерференционный максимум, а если

$$\Delta = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2},$$

(т.е. если в разности хода укладывается нечетное число полуволен), то наблюдается интерференционный минимум. Здесь k – целые числа. Так как расстояние k -й светлой полосы от центральной, равно x_k , определяется из

условия $x_k = \frac{D}{d} \cdot \lambda k$, а для $(k + 1)$ -й светлой полосы – из условия $x_{k+1} = \frac{D}{d} \cdot \lambda (k + 1)$.

Расстояние a между соседними светлыми полосами (*ширина интерференционной полосы*) определяется так:

$$a = x_{k+1} - x_k = \frac{D}{d} \cdot \lambda. \quad (1)$$

Используя условие интерференционных минимумов, можно показать, что расстояние между соседними темными полосами выражается этой же формулой. Из формулы (1) можно получить выражение для длины волны λ :

$$\lambda = \frac{ad}{D}. \quad (2)$$

Описание установки и методика измерений

На оптической скамье (рис. 3) устанавливают на одной высоте осветительную лампу 1, микрометрическую щель 2, бипризму 3 и окулярный микрометр 4. Ширина щели регулируется винтом 5. Бипризма снабжена винтом 6, позволяющим перемещать ее в направлении, перпендикулярном общей оптической оси скамьи. Барабан 7 окулярного микрометра служит для перемещения видимого в окуляре перекрестия. Благодаря тому, что свет проходит через стеклянный светофильтр, стоящий перед щелью, все наблюдения и измерения производятся в красном свете.

Для центровки системы по высоте широко открывают щель и наблюдают положение световых пучков при помощи листа белой бумаги. Щель устанавливают при помощи листа белой бумаги так, чтобы она была ярко освещена.

Чтобы получить измеримое расстояние между действительными изображениями мнимых источников, щель нужно расположить достаточно далеко от призмы, не допуская, однако, чрезмерного сужения полос интерференционной картины. В нашей работе бипризма помещается на

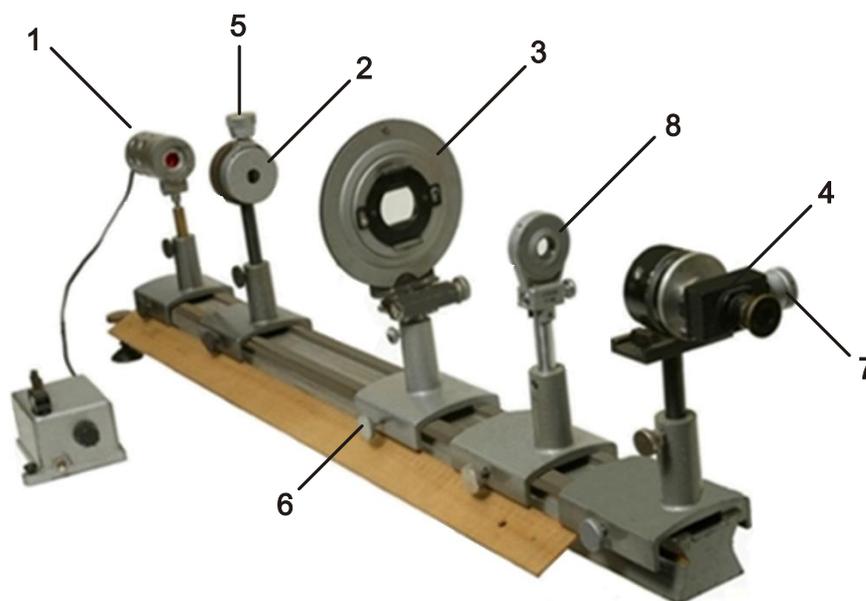


Рис. 3. Лабораторная установка для изучения интерференции света с помощью бипризмы Френеля

расстоянии 30–50 см от щели так, чтобы ребро тупого угла бипризмы было расположено параллельно щели.

Для наилучшего наблюдения интерференционных полос следует выбирать оптимальную ширину щели: чем шире щель, тем больше суммарная интенсивность света, но меньше контрастность полос, и наоборот.

Перемещая окулярный микрометр, добиваются отчетливо видной интерференционной картины. Затем следует убедиться в возможности получения изображения мнимых источников света. Для этого между бипризмой и окулярным микрометром помещают вспомогательную линзу 8 и, глядя в окуляр, перемещают ее, добиваясь резко видимых изображений щели. Затем дополнительную линзу убирают.

Порядок выполнения работы

1. По шкале на оптической скамье определяют расстояние D между микрометрической щелью и окулярным микрометром.
2. Определяют ширину интерференционной полосы. Для этого, вращая барабан 7 окулярного микрометра, наводят перекрестие на центр

первой четкой темной (или светлой) интерференционной полосы и делают отсчет по барабану l_1 , затем наводят перекрестие на центр n -й достаточно удаленной темной (или светлой) интерференционной полосы и делают отсчет l_n . Измерения l_1 и l_n делают три раза, выбирая каждый раз различные n ; записывают все результаты в таблицу. Ширину интерференционной полосы вычисляют по формуле:

$$a = \frac{l_n - l_1}{n - 1}.$$

Находят среднее значение величины a .

3. Устанавливают на оптическую скамью между бипризмой и окулярным микрометром дополнительную линзу и получают действительные изображения мнимых источников. Расстояние d' между ними измеряют с помощью окулярного микрометра, наводя перекрестие поочередно на оба изображения и взяв затем разность отсчетов по барабану δ .
4. Измеряют расстояние a_1 от дополнительной линзы до щели и расстояние b от дополнительной линзы до окулярного микрометра.
5. Вычисляют расстояние d между мнимыми источниками по формуле:

$$d = d' \frac{a_1}{b},$$

которая может быть получена из построения изображений в линзе по законам геометрической оптики.

6. Оставляя положение бипризмы неизменным, выполняют пп. 1 ÷ 5 для несколько измененного положения окулярного микрометра (вторая серия измерений).
7. Выполняют пп. 1 ÷ 5 для несколько измененного положения бипризмы (третья серия измерений).
8. Для каждой серии измерений вычисляют длину волны λ по формуле (2), подставляя в нее средние значения измеренных величин.
9. Оценивают погрешность определения длины волны λ , результаты представляют в виде доверительного интервала.

Таблица

№ п/п	n	l_1	l_n	a	d'	a_1	b	d	λ
$D =$									
1									
2									
3									
$D =$									
1									
2									
3									
$D =$									
1									
2									
3									
Среднее значение									

При подготовке к работе необходимо изучить следующие разделы:

1. Интерференция световых волн. Когерентные колебания.
2. Способы наблюдения интерференции света. Бипризма Френеля.
3. Связь разности фаз и разности хода.
4. Расчет интерференционной картины от двух точечных когерентных источников. Ширина интерференционной полосы.
5. Оценка погрешности измерений.

Для углубленного изучения поставленной в работе задачи рекомендуем также ознакомиться со следующими вопросами:

1. Апертура интерференции.
2. Влияние размеров источника на интерференционную картину.
3. Роль толщины пленки в интерференции.

4. Влияние некогерентности источника.

Контрольные вопросы

1. Объясните, почему интерференционная картина может наблюдаться лишь при малом расстоянии между когерентными источниками?
2. Объясните, почему тупой угол бипризмы должен быть близким к 180° ?
3. Каким образом в работе достигается достаточная степень пространственной и временной когерентности?
4. Какой вид будет иметь интерференционная картина, если убрать светофильтр?
5. Как можно определить показатель преломления призмы?
6. Как найти преломляющий угол бипризмы?
7. Как из построения изображения мнимых источников по законам геометрической оптики вывести формулу для нахождения расстояния между ними?

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Издательство МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.

Лабораторная работа № 7/7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ И ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Приборы и принадлежности: микроскоп, линза в специальной обойме и пластинка из черного стекла, ртутная лампа с блоком питания, светофильтры.

Введение

Работа посвящена ознакомлению с явлением *интерференции* в тонких прозрачных изотропных пластинках.

Явление интерференции заключается в перераспределении интенсивности (образование темных и светлых полос) при наложении двух световых волн от когерентных источников. Когерентными называются источники, испускающие колебания одинаковой частоты с постоянной разностью фаз. Усиление или ослабление интенсивности в пространстве зависит от *оптической разности хода* двух когерентных лучей. Если разность хода равна нечетному числу длин полуволен, т. е.

$$\Delta = (2m + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad m=0, 1, 2, \dots, \quad (1)$$

то наблюдается гашение света (темная полоса). Если разность хода равна четному числу длин полуволен, т.е.

$$\Delta = 2m \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (2)$$

то наблюдается усиление света.

Отдельные самостоятельные источники не дают когерентного излучения. Когерентные волны можно получить, если направить лучи света от одного источника разными путями, а затем свести их в одной точке. Такой принцип используется в установке для получения колец Ньютона.

Кольца Ньютона наблюдаются в том случае, если выпуклая поверхность линзы малой кривизны соприкасается с хорошо отполированной стеклянной плоскопараллельной пластинкой так, что между ними вблизи точки их

соприкосновения образуется тонкий воздушный клин (рис. 1). Если на такую систему нормально падает пучок монохроматического света, то световые волны 1 и 2, отраженные от верхней и нижней границы этой воздушной прослойки, будут интерферировать между собой. Картина интерференции, представляющая собой чередование светлых и темных концентрических полос убывающей ширины, локализована на поверхности клина. Кольца являются полосами равной толщины, так как места одинаковой толщины клина расположены вокруг точки соприкосновения концентрическими кругами.

Произведем расчет размеров колец Ньютона в отраженном свете (рис. 1).

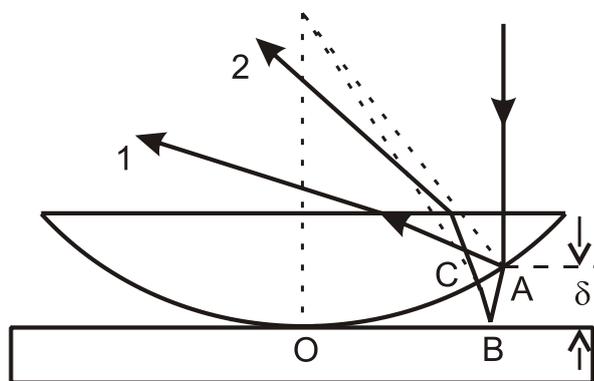


Рис. 1. Установка Ньютона

Разность хода интерферирующих лучей определяется толщиной воздушного зазора в рассматриваемой точке. Так как кривизна линзы очень мала, можно считать фронт волны совпадающим с верхней границей воздушного клина. Геометрическая разность хода для интерферирующих лучей равна

$$AB + CD \approx 2\delta,$$

где δ – толщина зазора в данном месте. Для нахождения оптической разности хода необходимо учесть изменение фазы второй волны на π при отражении от более плотной среды (от пластины), что соответствует дополнительной разности хода $\lambda/2$:

$$\Delta = 2\delta n + \frac{\lambda}{2}, \quad (3)$$

где n – показатель преломления зазора (для воздуха $n = 1$).

Для точки O : $\delta = 0$, $\Delta = \frac{\lambda}{2}$, т.е. в центре картины темное пятно.

Толщина воздушной прослойки δ вычисляется из геометрических соображений (рис. 2):

$$r^2 = R^2 - (R - \delta)^2,$$

где R – радиус кривизны линзы.

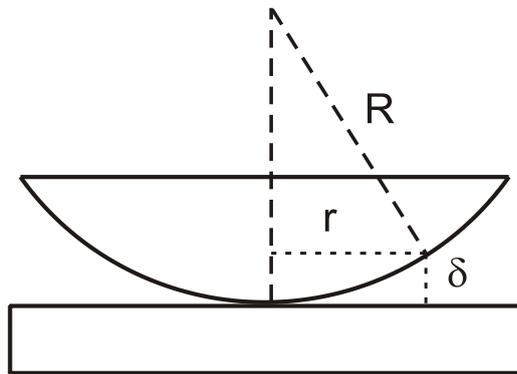


Рис. 2. Геометрическая схема установки

Так как $\delta \ll R$, то δ^2 можно пренебречь, тогда:

$$\delta = \frac{r^2}{2R}. \tag{4}$$

Учитывая условие образования m -го темного кольца (1), можно записать

$$2\delta_m + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \tag{5}$$

где δ_m – толщина зазора, соответствующая m -му темному кольцу. Используя (4), получим

$$r_m^2 = mR\lambda, \tag{6}$$

здесь r_m – радиус m -го темного кольца.

Однако полученное выражение (6) справедливо только при идеальном соприкосновении линзы и пластинки в одной точке. Практически этого

невозможно добиться, так как при их контакте происходит взаимная деформация, приводящая к убыли зазора между ними в воздушном клине на величину x (рис. 3).

В этом случае условие образования темных колец имеет вид

$$2(\delta_m - x) + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (7)$$

Подставляя (4) в (7) и учитывая, что $r_m = \frac{D_m}{2}$, где D_m – диаметр m -го

темного кольца, получим:

$$D_m^2 = 4R\lambda m + 8Rx. \quad (8)$$

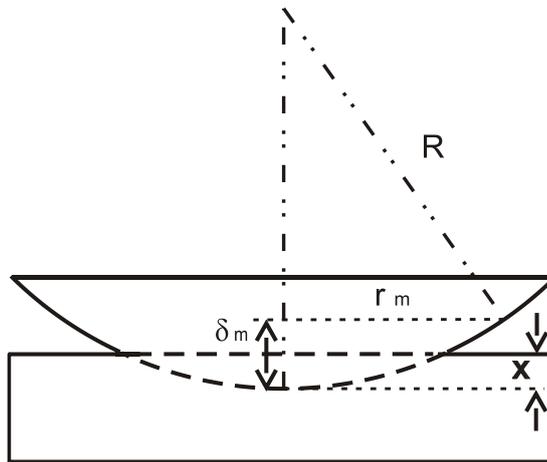


Рис. 3. Деформация линзы и пластинки

График зависимости D_m^2 от m (рис. 4) имеет вид прямой с тангенсом угла наклона:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{D_j^2 - D_i^2}{j - i} = 4R\lambda, \quad (9)$$

где D_j и D_i – диаметры j -го и i -го колец Ньютона соответственно.

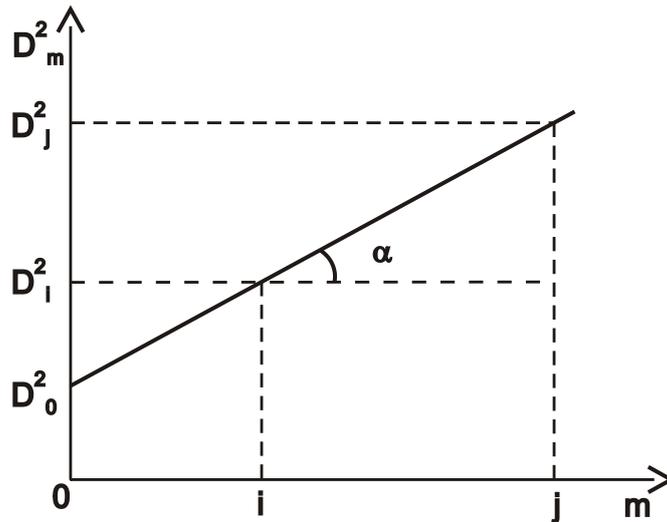


Рис. 4. Зависимость квадрата диаметра наблюдаемых колец Ньютона от их порядкового номера

Из формулы (9) можно найти выражение для определения R или λ :

$$R = \frac{D_j^2 - D_i^2}{4(j-i)\lambda}, \quad (10)$$

$$\lambda = \frac{D_j^2 - D_i^2}{4(j-i)R}. \quad (11)$$

Зависимость D_m^2 от m позволяет найти также x – величину деформации линзы и пластинки, поскольку прямая на графике (см. рис. 4) отсекает на оси ординат отрезок $D_0^2 = 8Rx$, откуда

$$x = \frac{D_0^2}{8R}. \quad (12)$$

Описание установки и методика измерений

В работе применяется микроскоп с окулярным микрометром 1 (рис. 5). На предметном столике микроскопа помещается полированная пластинка из черного стекла, на которой с помощью особой обоймы укреплена линза малой кривизны 2. Опак-иллюминатор 3 служит для освещения непрозрачных предметов, рассматриваемых под микроскопом. Принцип действия opak-иллюминатора понятен из рис. 6. Свет от источника S падает на тонкую стеклянную пластинку 1, отразившись от нее, проходит через объектив 2 и падает на поверхность исследуемой линзы 3. Отражившись от линзы, свет снова проходит через объектив, пластинку 1 и попадает через окуляр в глаз наблюдателя. Пластинку можно вращать вокруг горизонтальной оси для нахождения наилучших условий для освещения.

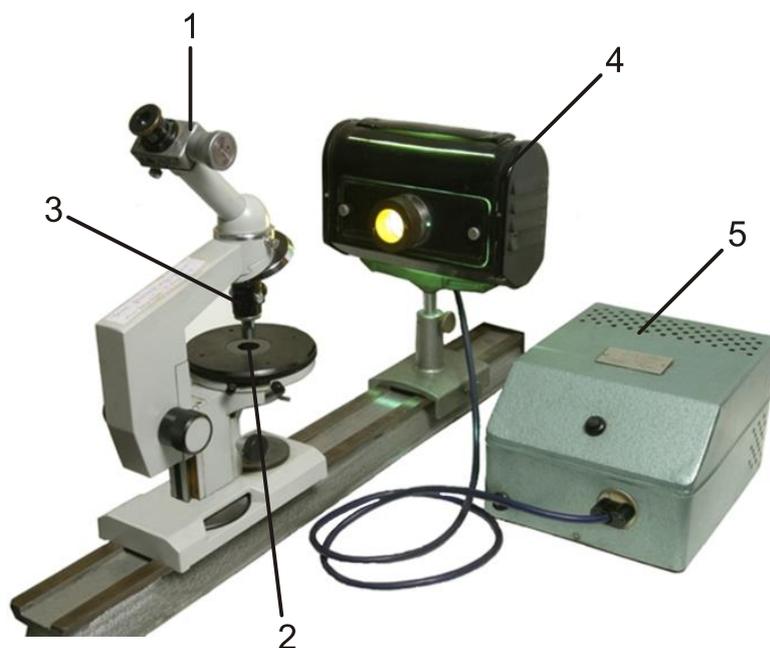


Рис. 5. Внешний вид установки

В качестве источника линейчатого спектра используется дуговой разряд в парах ртути ртутно-кварцевой лампы ПРК-4 (обозначение 4 на рис. 5). Лампа включается через блок питания 5 в сеть переменного тока 220 В. В момент зажигания дуги ток через лампу достигает 6–7 А. Перед выходом на рабочий

режим лампа должна прогреться в течение 10–15 минут, в это время ток равен 3.75 А. Не следует выключать лампу во время эксперимента, поскольку повторное включение нагретой лампы возможно только через 15–30 минут. За это время лампа охлаждается, давление паров ртути понижается и напряжение зажигания становится ниже напряжения, питающего лампу. Кроме того, лампа, наряду с видимыми лучами, излучает также ультрафиолетовые лучи, которые при длительном воздействии на кожу и глаза человека могут вызвать ожоги. Поэтому в установке должна быть предусмотрена соответствующая защита.

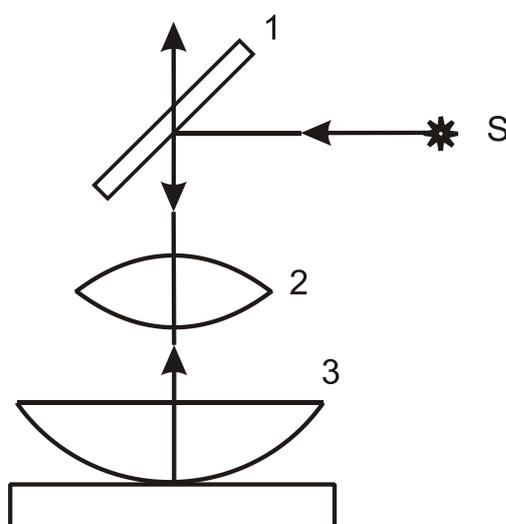


Рис. 6. Принцип действия опак-иллюминатора

Спектр ртути состоит из немногих отдельных ярких линий, из которых удобными для наблюдения являются желтая, зеленая и фиолетовая. Их можно выделить с помощью соответствующих фильтров. Светофильтры, применяемые в данной работе, выделяют зеленую линию ($\lambda = 5461 \text{ \AA}$) и желтую (длину волны которой надо определить в работе).

Порядок выполнения работы

1. Определение радиуса кривизны линзы

1. Зажигают ртутную лампу, поместив в окно защитного кожуха лампы зеленый светофильтр, наблюдают через окуляр микроскопа кольца Ньютона.

Картина колец должна быть достаточно четкой, освещенной и расположенной симметрично.

2. Определяют диаметры колец Ньютона. Для этого, вращая барабан окулярного микрометра, устанавливают крест нитей на какое-нибудь достаточно удаленное от центра влево m -е кольцо (например, 10-е) и делают отсчет по шкале и барабану окулярного микрометра. Аналогично производят отсчеты положений 9, 8, ..., 1-го кольца и, пройдя центральное пятно, продолжают отсчеты вправо от него, доходя до того-же 10-го кольца. Результаты отсчетов записывают в таблицу.

Таблица

Номер кольца	Левый отсчет	Правый отсчет	D	D^2
1				
2				
·				
·				
·				
10				

Учитывая цену деления окулярного микрометра, по разнице значений правого и левого отсчетов находят диаметры (D) колец Ньютона и их квадраты (D^2).

3. Строят график зависимости квадрата диаметра колец D_m^2 от их номера m (прямую можно провести по методу наименьших квадратов).

4. Из этой зависимости находят радиус кривизны линзы R по формуле (10).

5. Оценивают погрешность определения R , результат представляют в виде доверительного интервала.

2. Определение длины волны желтой линии в спектре ртути

1. Не нарушая установки микроскопа, заменяют зелёный светофильтр желтым.

2. Повторяют все измерения задачи 1, записывая отсчеты в новую таблицу, аналогичную первой.

3. Строят график зависимости квадрата диаметра колец D_m^2 от их номера m (прямую можно провести по методу наименьших квадратов).

4. Из этой зависимости находят длину волны λ , вычисляя ее по формуле (11), в которую подставляют значение R , найденное в первом упражнении.

5. Оценивают погрешность определения λ , результат представляют в виде доверительного интервала.

Из данных, полученных с зеленым и желтым светофильтрами, находят x – величину деформации линзы и пластинки по формуле (12).

Сравнивают размер центрального темного пятна в картине колец Ньютона с величиной D_0 , полученной из графиков.

При подготовке к работе необходимо изучить следующие разделы:

1. Интерференция световых волн. Когерентные колебания.
2. Способы наблюдения интерференции света.
3. Связь разности фаз и разности хода. Оптическая разность хода.
4. Полосы равной толщины и равного наклона.
5. Кольца Ньютона.
6. Оптическая схема установки.
7. Оценка погрешности измерений.

Для углубленного изучения поставленных в работе задач рекомендуем также ознакомиться со следующими вопросами:

1. Апертура интерференции.
2. Влияние размеров источника на интерференционную картину.
3. Роль толщины пленки в интерференции.
4. Влияние некогерентности источника.

Контрольные вопросы

1. Объясните, как образуются кольца Ньютона в отраженном и проходящем свете? Где локализована интерференционная картина?
2. Чем будет отличаться картина колец Ньютона в проходящем свете от картины в отраженном свете? В каком случае картина будет более контрастна, почему?
3. Почему в центре колец Ньютона в отраженном свете получается пятно? От чего зависит его размер?
4. Почему в опытах по наблюдению колец Ньютона в отраженном свете не принимают во внимание возможность интерференции на самой плосковыпуклой линзе?
5. Можно ли при наблюдении колец Ньютона использовать достаточно протяженный источник света?
6. При наблюдении в отраженном свете центральный круг оказался светлым. Как можно «исправить» интерференционную картину?
7. Как по графику зависимости D_m^2 от m определить, есть ли зазор между линзой и пластинкой или они сильно прижаты друг к другу?
8. Где плотнее расположены интерференционные кольца – в центре или на периферии? Почему?
9. Почему интерференционная картина исчезает при увеличении расстояния между линзой и пластинкой?
10. Почему радиус кривизны линзы должен быть велик?
11. Можно ли получить такие кольца Ньютона, чтобы их можно было наблюдать без микроскопа?
12. Как изменится картина колец Ньютона, если линзу вместо плоской пластинки положить на вогнутую линзу меньшей кривизны? На выпуклую линзу той же кривизны? Какой вид будет иметь интерференционная картина, если вместо сферической использовать цилиндрическую линзу?

13. Как изменится картина колец Ньютона, если пространство между линзой и пластинкой заполнить водой? Показатели преломления воды и стекла соответственно 1.33 и 1.5.
14. Как изменится картина колец Ньютона, если показатель преломления n прослойки будет иметь промежуточное значение между показателями преломления пластинки и линзы (т. е. $n_{\text{линзы}} < n < n_{\text{пласт.}}$)?
15. Как будет изменяться интерференционная картина, если линзу постепенно отодвигать от пластинки?
16. Изменится ли размер темного пятна при смене светофильтра?

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Издательство МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.

Лабораторная работа № 8/8

ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Приборы и принадлежности: амперметр-вольтметр АВ1, источник питания ИПС1, стенд с объектами исследования СЗ-ОК01.

Введение

В работе рассматривается явление внешнего фотоэффекта, которое может быть объяснено законами квантовой оптики. *Внешним фотоэффектом называется явление испускания электронов веществом под действием света, поглощаемого этим веществом.*

Работой выхода A_B называется наименьшая энергия, необходимая для освобождения электрона из данного вещества. Работа выхода электрона зависит только от природы вещества и от состояния его поверхности. Для электрона, которому достаточно для освобождения именно этой энергии и который поглотил фотон с энергией $h\nu$, можно записать уравнение Эйнштейна:

$$h\nu = A_B + E_{к.макс}, \quad (1)$$

где $E_{к.макс}$ – максимально возможная кинетическая энергия выбитых электронов, $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, ν – частота световой волны.

Так как началу фотоэффекта соответствует условие $E_{к.макс} = 0$, то из уравнения 1 следует, что минимальная частота ν_0 (и соответствующая ей максимальная длина волны λ_0) света, при которой еще возможен фотоэффект, связана с работой выхода A_B :

$$A_B = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0}, \quad (2)$$

где c – скорость света в вакууме.

Внешний фотоэффект используется в приборах, которые называются *фотоэлементами*. Основными характеристиками фотоэлементов являются *вольтамперная, световая и спектральная*. Фотоэлемент (рис. 1) представляет собой баллон, из которого откачан воздух, внутри которого расположены анод A

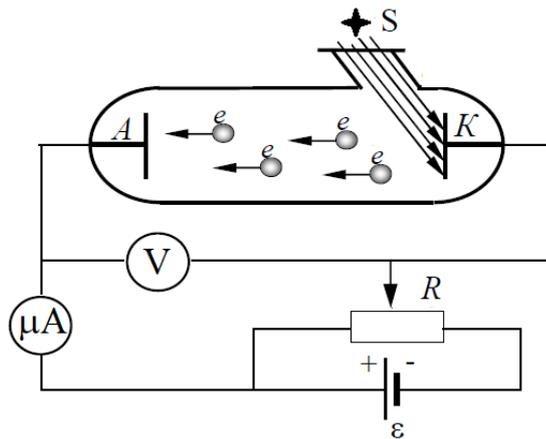


Рис. 1. Схема установки для изучения внешнего фотоэффекта

и катод K . Между катодом и анодом подается напряжение источником питания ε . В баллоне имеется прозрачное окно, через которое катод освещается электромагнитным излучением от источника S . Так как электрическая цепь разомкнута, то при отсутствии света электрический ток через фотоэлемент не идет. При освещении катода свет «выбивает» из него электроны, которые под действием сил электрического поля движутся к аноду. В цепи появляется электрический ток, называемый **фототоком**.

Основные закономерности явления внешнего фотоэффекта можно сформулировать на основе экспериментальных результатов, полученных А.Г. Столетовым, следующим образом:

1. сила фототока насыщения I_n прямо пропорциональна световому потоку Φ – средней по времени энергии, падающей на поверхность катода за единицу времени ($I_n \sim \Phi$);
2. максимальная начальная скорость фотоэлектронов $V_{\text{макс}}$ определяется частотой света и не зависит от его интенсивности;
3. для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т.е. наибольшая длина волны (или наименьшая частота) при которой еще возможен фотоэффект. Красная граница фотоэффекта зависит от свойств вещества;
4. фотоэффект практически безынерционен.

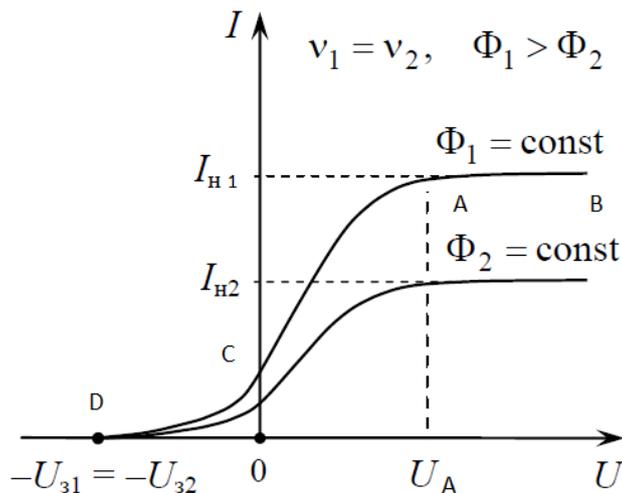


Рис. 2. Пример вольтамперной характеристики фотоэлемента

Вольтамперные характеристики фотоэлемента, полученные для одинаковой частоты, но различного светового потока Φ , представлены на рис. 2. Участок AB графика соответствует току насыщения I_H фотоэлемента. Сила тока насыщения не зависит от напряжения между катодом и анодом, потому что все электроны, выбитые светом в область пространства между катодом и анодом, достигают анода. При напряжениях $U < U_A$ электрическое поле между катодом и анодом недостаточно для того чтобы при данной геометрии фотоэлемента собрать на аноде все выбитые электроны. Сила тока становится меньше I_H . При $U = 0$ сила фототока не равна нулю (точка C графика). Это связано с тем, что электроны, выбиваемые светом из катода, имеют некоторую начальную скорость v и часть из них может достигать анода и при отсутствии электрического поля.

При определенной разности потенциалов U_3 создается электрическое поле E , в котором на электрон зарядом q действует сила qE . Эту силу также можно выразить через градиент потенциальной энергии ∇U электрона. Когда этот потенциальный барьер становится больше, чем кинетическая энергия электронов, ток прекращается (точка D графика).

Световой характеристикой фотоэлемента называется зависимость фототока насыщения от светового потока Φ при неизменном его спектральном составе и постоянном напряжении:

$$I_n = f(\Phi_v)_{U=const}.$$

Световая характеристика вакуумного фотоэлемента носит линейный характер (при не слишком больших освещенностях фотокатода, когда не создается большого отрицательного заряда у фотокатода и может быть получен ток насыщения).

Спектральной характеристикой фотоэлемента называется зависимость фототока насыщения фотоэлемента от длины волны падающего света при неизменной величине потока монохроматического излучения разных длин волн:

$$I_n = f(\lambda)_{\Phi_\lambda=const}.$$

Для значений $\lambda > c/\nu_0$ фотоэффект не наблюдается, а значит и сила фототока насыщения равна 0. При уменьшении длины волны фототок быстро растет, достигая максимума при некоторой длине волны λ_1 , затем уменьшается. При дальнейшем уменьшении длины волны может опять наблюдаться медленный рост фототока. Указанный характер спектральной характеристики связан с энергетическими состояниями свободных электронов и наблюдается у металлов.

Красная граница фотоэффекта для щелочных металлов соответствует энергии фотона

$$\varepsilon_0 \approx 3 \div 5 \text{ эВ},$$

а для остальных металлов еще больше:

$$\varepsilon_0 \approx 10 \div 15 \text{ эВ}.$$

Сказанное означает, что металлические фотоэммиттеры не фоточувствительны в видимой области спектра и, кроме того, имеют, как показывает опыт, малый квантовый выход. Поэтому чистые металлы практически не используются в качестве фотоэммиттеров в электровакуумных приборах.

Эффективные фотоэммиттеры, в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, создаются на основе полупроводниковых материалов. При

этом следует отметить, что, переходя от металлов к полупроводникам, нужно применять в уравнении Эйнштейна (1) вместо работы выхода A_B другую энергию W – **порог фотоэффекта**:

$$h\nu = W + E_{k, \text{ макс}} \cdot \quad (3)$$

Это связано с более сложным, чем у металлов характером энергетических состояний электронов, способных покинуть полупроводник при фотоэффекте. Существенное влияние на фотоэмиссию оказывает примесь, добавленная в полупроводник, и состояние его поверхности.

При использовании полупроводниковых фотоэмиттеров порог фотоэффекта $W = 1 \div 2$ эВ.

Солнечные элементы. Явление возникновения фотоЭДС в полупроводниках используется на практике для создания солнечных элементов, преобразующих энергию излучения Солнца в электрическую энергию (**внутренний фотоэффект**). Из солнечных элементов собирают солнечные батареи, применяемые в качестве источников питания различных наземных и космических объектов.

Большое практическое применение находят солнечные элементы на основе кремния (точнее говоря, на основе контакта p -Si и n -Si); КПД этих элементов достигает 15 %. Применяются также элементы на основе арсенида галлия (GaAs). Имея несколько более низкий КПД, они в то же время характеризуются большей стойкостью к радиационным повреждениям.

Если фотодиод подключить в обратном направлении, то в отсутствие освещения через прибор протекает обратный ток, обусловленный неосновными носителями заряда (дырками в n -области и электронами в p -области), имеющий тепловое происхождение $I \sim 10^{-9}$ А. При освещении, например, дырочной области полупроводника, в фотодиоде генерируются электронно-дырочные пары. В результате диффузии дырки (основные носители) уходят либо к омическому контакту, либо на поверхность и там рекомбинируют. Электроны же (неосновные носители) диффундируют к переходу и втягиваются полем p - n -перехода в электронную область прибора, значительно увеличивая величину

обратного тока. Фототок при этом определяется в основном концентрацией неосновных носителей заряда, то есть определяется интенсивностью света, напряжением обратного смещения p - n -перехода.

Описание установки и методика измерений

Лабораторный стенд для проведения эксперимента представлен на рис. 3. В качестве источников света используется набор светодиодов, излучающих в различных узких диапазонах длин волн. Эти диапазоны лежат в видимой и инфракрасной части спектра.

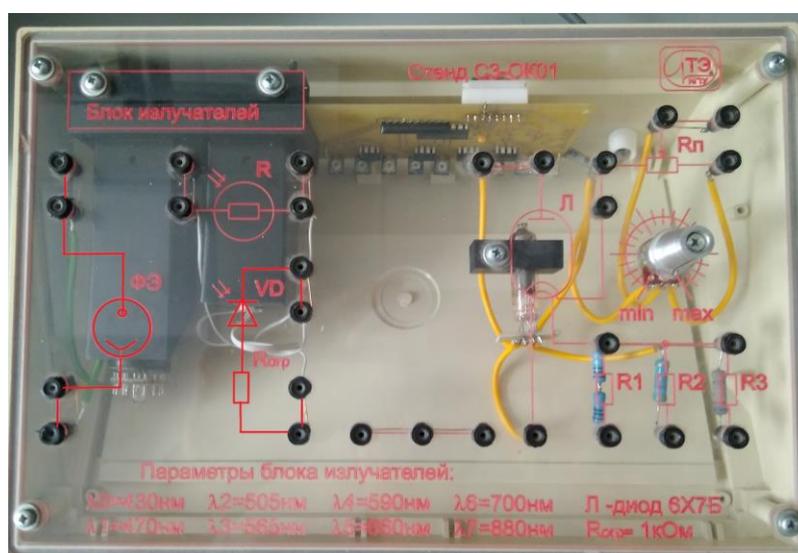


Рис. 3. Лабораторный стенд СЗ-ОК01 для изучения внешнего фотоэффекта. Параметры блока излучателей: $\lambda_0 = 430$ нм; $\lambda_1 = 470$ нм; $\lambda_2 = 505$ нм; $\lambda_3 = 565$ нм; $\lambda_4 = 590$ нм; $\lambda_5 = 660$ нм; $\lambda_6 = 700$ нм; $\lambda_7 = 880$ нм.

В качестве фотоэмиттера используется катод фотоэлемента (или полупрозрачный катод фотоэлектронного умножителя), изготовленный из полупроводникового вещества. Электроны, выбитые светом из катода, собираются анодом (роль анода у фотоэлектронного умножителя играют соединенные между собой диноды). Поскольку фотоэмиттер и анод обычно изготавливают из веществ, близких по электрофизическим свойствам, контактную разность потенциалов между катодом и анодом можно считать малой.

На рис. 4 представлена электрическая схема. В качестве источника ЭДС используется генератор регулируемого постоянного напряжения блока ИПС1, работающий в диапазоне 0–20 В. Обратите внимание на правильность подключения полярности амперметра. Такое включение обеспечивает подавление сетевых наводок в измерительной цепи.

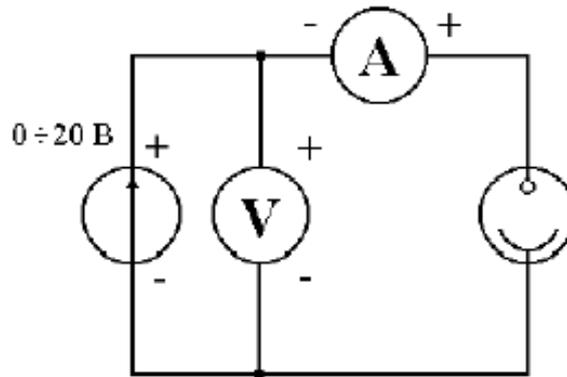


Рис. 4. Электрическая схема для получения вольтамперной характеристики

На рис. 5 представлена электрическая схема для исследования фотодиодного режима. В качестве источника ЭДС используется генератор регулируемого постоянного напряжения блока ИПС1, работающий в диапазоне 0–6.3 В. Такое включение измерительных приборов позволяет исключить шунтирование вольтметром диода. При этом в рабочем диапазоне токов влияние внутреннего сопротивления амперметра на показания вольтметра незначительное.

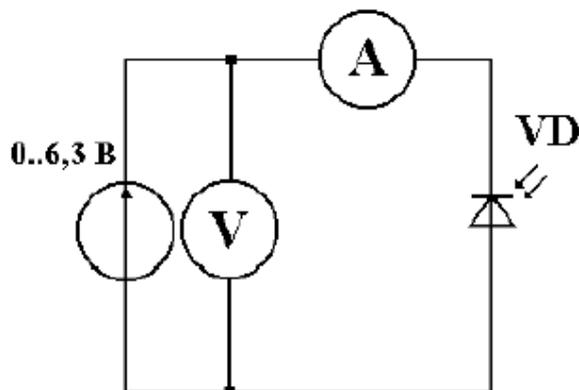


Рис. 5. Электрическая схема для фотодиодного режима

На рис. 6 представлена электрическая схема для исследования вентильного режима фотодиода. Резистор необходим для того, чтобы исключить возможное детектирование сигнала наводки на провода собранной схемы. Если входное сопротивление вольтметра около 1 МОм, то данный резистор можно и не ставить.

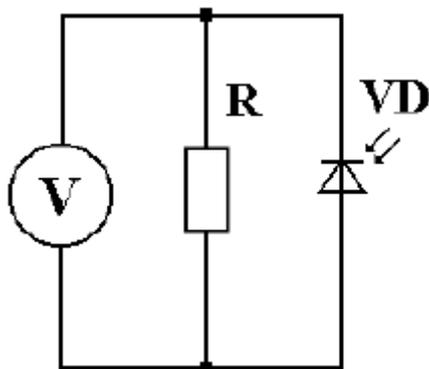


Рис. 6. Электрическая схема для вентильного режима фотодиода

При выполнении работы необходимо учитывать, что в лабораторной установке устанавливается не абсолютная, а относительная интенсивность излучения J/J_0 . J_0 – некоторая константа, задаваемая измерительным прибором и регулируемая пользователем.

Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

Упражнение 1. Исследование характеристик фотоэлемента с внешним фотоэффектом.

1. Собрать схему, указанную на рис. 4.
2. Снять семейство вольтамперных характеристик

$$I = f(U)_{J/J_0=const, \lambda=const}$$

3. Снять семейство световых характеристик

$$I = f(J/J_0)_{U=const, \lambda=const}$$

выбрав U в области тока насыщения.

4. Снять семейство спектральных характеристик

$$I = f(\lambda)_{U=const, J/J_0=const}$$

5. По данным пунктов 2, 3 и 4 построить графики соответствующих зависимостей. Сделать выводы.

6. По спектральной характеристике оцените работу выхода (или порог фотоэффекта), определите вид материала, из которого сделан фотокатод (металл или полупроводник).

Упражнение 2. Исследование фотодиодного режима.

1. Собрать схему, указанную на рис. 5.
2. Измерить зависимость фототока от длины волны излучения.
3. Для длины волны с наибольшим током снять зависимость фототока от напряжения для нескольких значений интенсивностей.

4. Снять зависимость фототока от интенсивности излучения. Сделать выводы.

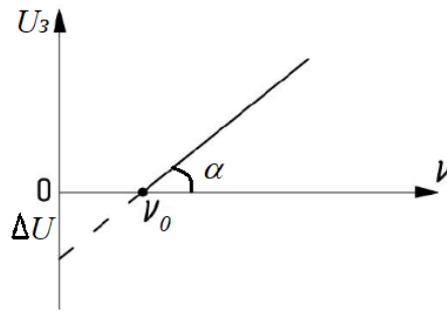
Упражнение 3. Исследование вентильного эффекта на примере фотодиода.

1. Собрать схему, указанную на рис. 6.
2. Измерить зависимость фотоЭДС от интенсивности для двух длин волн.
3. Для максимального уровня излучения измерить зависимость фотоЭДС от длины волны.

4. Построить графики полученных зависимостей. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Что называется внешним фотоэффектом?
3. Дайте определение фототока насыщения.
4. Влияет ли частота света на силу фототока в фотоэлементе?
5. Сформулируйте законы фотоэффекта.
6. Запишите уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.
7. Что называют «работой выхода» в явлении фотоэффекта?
8. В чем заключается явление корпускулярно-волнового дуализма?
9. На рисунке изображен график зависимости запирающего напряжения от частоты падающего излучения. Что характеризует частота ν_0 ? Чем определяется $\text{tg}\alpha$? От чего будет зависеть величина ΔU ?



Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Изд. МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.
3. Трофимова Т.И. Курс физики. М: Академия, 2007. С. 560
4. Савельев И.В. Курс физики. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. СПб.: Лань, 2008. Т.3: С. 406.

Лабораторная работа № 9/9

ПРИМЕНЕНИЕ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВОЛНОВОЙ ПРИРОДЫ СВЕТА

Приборы и принадлежности: гелий-неоновый лазер, скамья ОСК-3, рейтер с щелью, рейтер с измерительным экраном и микроскопическим объективом, рейтер с плоскопараллельной пластинкой.

Введение

Квантовый генератор света (лазер) – источник мощного оптического излучения (laser – аббревиатура выражения light amplification by stimulated emission of radiation – усиление света вынужденным излучением). Лазер отличается от обычных источников света (например, лампы с вольфрамовой нитью) двумя важными свойствами излучения. Во-первых, оно когерентно, т.е. процесс излучения протекает согласованно во времени и в пространстве. В некогерентном процессе световые волны излучаются независимо друг от друга, энергия излучаемого пучка рассеивается по пространству и быстро убывает по мере удаления от источника. Вторая особенность лазерного излучения – монохроматичность. В свете почти всех существующих источников обычно присутствуют все длины волн видимого спектра, поэтому такой свет нам кажется белым. Лишь немногие традиционные источники (например, лампы низкого давления, наполненные разреженными парами натрия) светят почти монохроматично, но их излучение некогерентно и малоинтенсивно. Лучи лазерного пучка почти параллельны между собой, поэтому он расходится незначительно даже на больших расстояниях от излучателя.

Таким образом, лазеры обладают:

- пространственной когерентностью светового потока;
- монохроматичностью мощного излучения;
- острой угловой направленностью испускаемого лазером светового пучка.

Пучки, излучаемые газовыми лазерами, характеризуются очень высокой степенью когерентности и малой расходимостью, близкой к теоретическому пределу; по этим параметрам они выгодно отличаются от пучков твердотельных лазеров. В настоящее время успешно применяются лазеры с газовой смесью в качестве активной среды (углекислого газа с азотом и гелием, гелия с неоном или криптона со фтором). Лазер первого типа излучает в инфракрасной области спектра; в непрерывном режиме генерации у него высокий КПД и большая выходная мощность. Его широко применяют при резке и сварке различных материалов. Лазер на криптоне со фтором – наиболее эффективный из генераторов излучения в ультрафиолетовой области спектра.

Гелий-неоновый лазер излучает видимый (красный) свет; его используют во многих исследовательских и образовательных программах.

Перечисленные выше свойства лазера позволяют применять его световой пучок в ряде измерений без предварительной коллимации. В настоящей работе гелий-неоновый лазер используется для изучения дифракции на одной щели и интерференционных полос равного наклона.

Описание установки и методика измерений

1. Дифракция на одной щели и определение длины волны лазерного излучения

На рис. 1 представлена установка, позволяющая получить дифракцию на одной щели при помощи лазера.

Схема установки представлена на рис. 2. Всё необходимое оборудование размещается на оптической скамье ОСК-3. 1. Лазерный луч 2, полученный от лазера 3, падает на щель 4, установленную на рейтере 5. Положение щели относительно луча лазера можно менять в вертикальном направлении, предварительно ослабив винт 6, и в горизонтальных направлениях рукояткой 7.



Рис. 1. Лабораторная установка для изучения дифракции света на одной щели

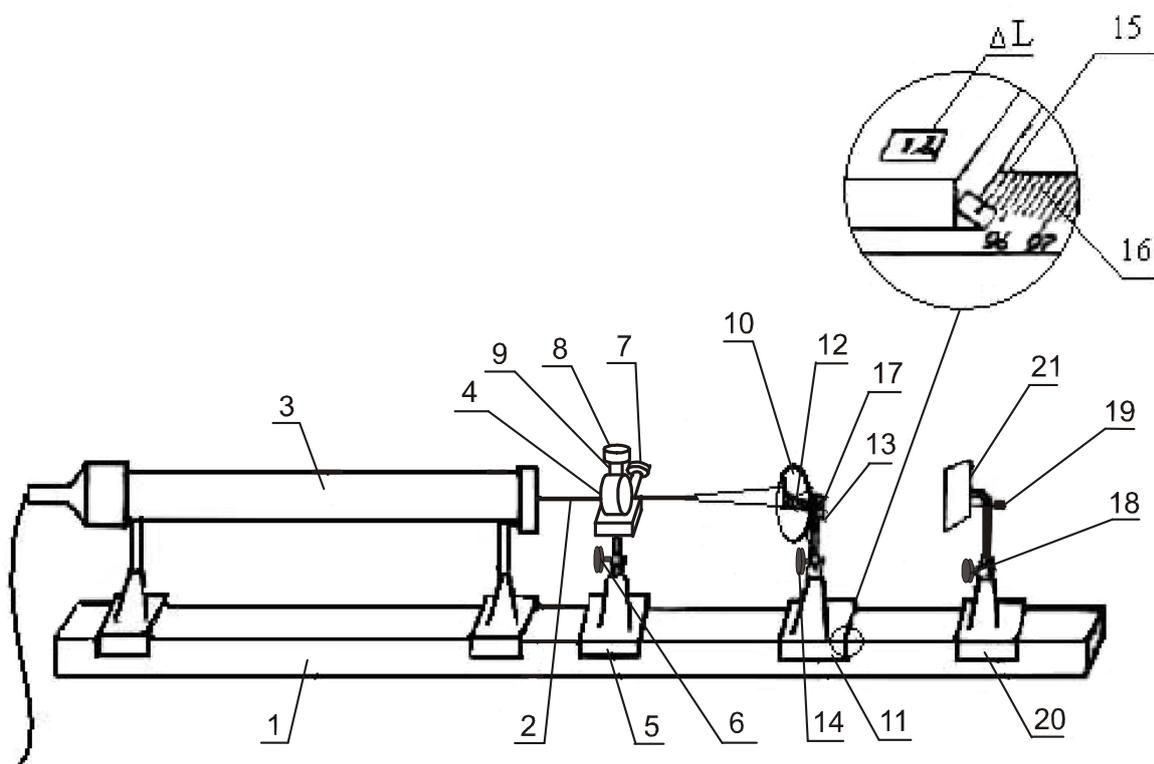


Рис. 2. Схема лабораторной установки

Винтом 8 можно менять ширину щели в пределах 0–0.4 мм и измерять ее по шкале 9 с ценой деления 10^{-3} мм. Также можно использовать дискретный набор щелей, нанесенных по фотолитографической технологии на стеклянную подложку диаметром 35 мм и толщиной 3 мм с зеркальным непрозрачным покрытием.

Дифрагирующий свет падает на экран 10, установленный на рейтере 11. Положение дифракционных минимумов на экране можно измерять при помощи линейки 12. Для юстировки экрана с измерительной линейкой относительно дифрагирующего лазерного луча используются винты 13, 14. Расстояние между щелью 4 и экраном 10 определяется по формуле

$$L = L_0 + \Delta L_1 + \Delta L_2, \quad (1)$$

где L_0 – расстояние между указателями 15 рейтеров 5 и 11, определённое по шкале 16 скамьи, а ΔL_1 и ΔL_2 – поправки к L_0 , которые дают рейтеры.

Для расчёта дифракционной картины, наблюдаемой на экране 10 (рис. 2), воспользуемся рис. 3, на котором: 1 – плоскость щели, 2 – плоскость экрана, 3 – распределение интенсивности в дифракционной картине, а L – расстояние от щели до экрана. Используя метод зон Френеля, можно показать, что положение дифракционных минимумов на экране удовлетворяет условию

$$b \sin \varphi = m\lambda \quad \text{или} \quad b \frac{l_m}{L} = m\lambda, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2)$$

Выражение (2), справедливое при малых углах φ , позволяет определить длину волны лазерного излучения:

$$\lambda = \frac{b}{L} \cdot \frac{l_m}{m}, \quad (3)$$

где b – ширина щели, l_m – расстояние от центрального максимума до m -го минимума дифракционной картины на экране.

Целью настоящего упражнения является изучение дифракции света на одной щели и определение длины волны лазерного излучения по формуле (3).

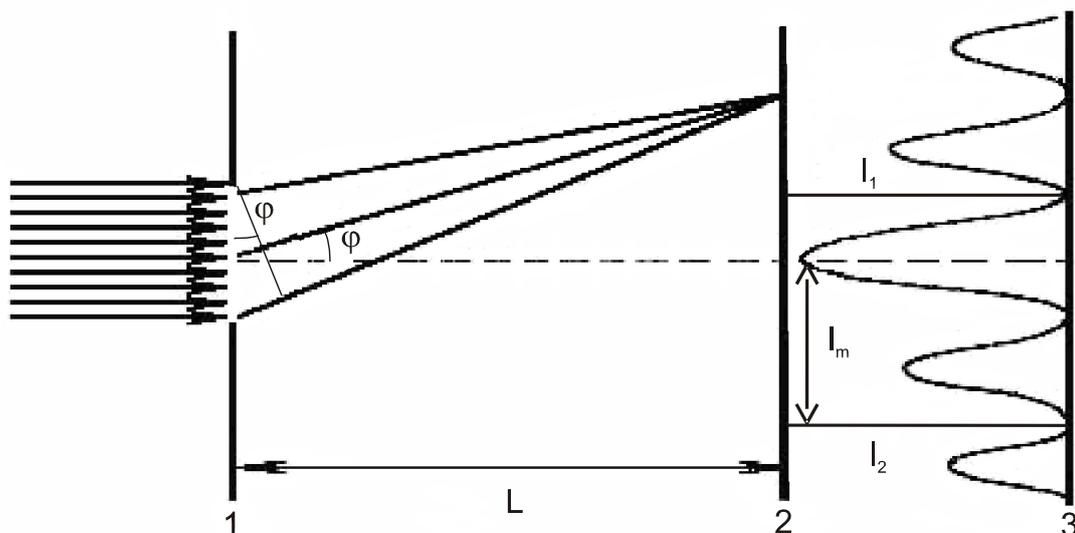


Рис. 3. Дифракция на одной щели

2. Изучение интерференционных полос равного наклона и определение порядка интерференции

Для наблюдения полос равного наклона необходимо рейтер 5 (рис. 2), с закрепленной на нем щелью, перенести на правый край скамьи. Рейтер 11, с установленным на нем микроскопическим объективом и экраном, переместить по скамье почти вплотную к лазеру, предварительно развернув экран на пол-оборота вокруг вертикальной оси (для этого ослабить винт 14). При юстировке объектива 17 и экрана относительно пучка света, используются винты 14 (по вертикали и вокруг вертикальной оси) и 13 (по горизонтали). Перпендикулярность рабочих поверхностей плоскопараллельной пластинки 21 оптической оси системы достигается вращением винтов 18 и 19 рейтера 20. Расстояние между экраном (он расположен в фокальной плоскости объектива) и пластинкой определяется совершенно аналогично упр.1 по формуле 1.

Высокая степень монохроматичности излучения лазера позволяет осуществить наблюдение интерференционных полос равного наклона при большой разности хода и определить соответствующий им порядок интерференции.

Для наблюдения картины интерференционных полос равного наклона используется световой пучок с большой угловой апертурой, освещающий плоскопараллельный слой прозрачного вещества. Принципиальная схема опыта показана на рис. 4. Объектив 17 собирает почти параллельный световой пучок в своем фокусе F .

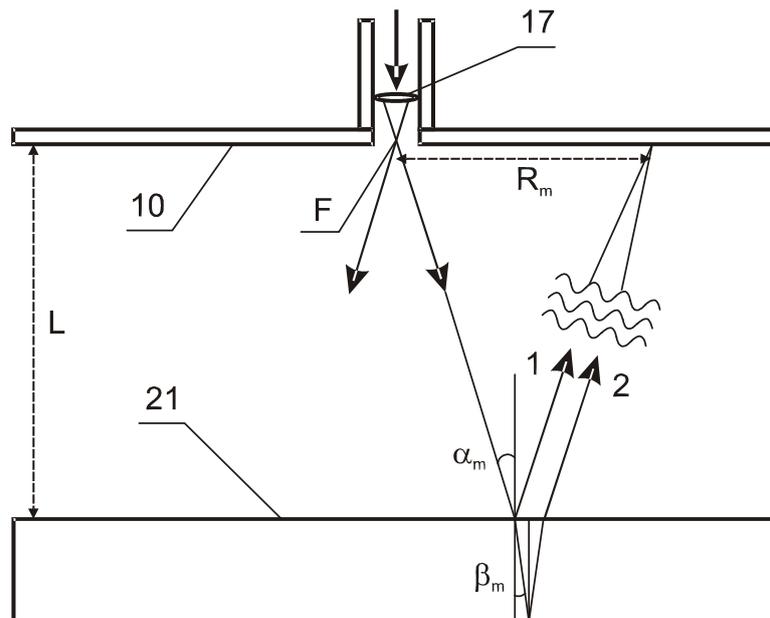


Рис. 4. Схема опыта по наблюдению полос равного наклона (нумерация соответствует рис. 2)

Расходящийся из F световой конус достигает плоскопараллельной стеклянной пластинки 21. Отраженные от передней и задней поверхностей пластинки световые пучки дают интерференционную картину, сечение которой в виде concentric rings наблюдается на экране 10.



Рис. 5. Экспериментальная установка по изучению интерференционных полос равного наклона

Экспериментальная установка для выполнения лабораторного упражнения № 2 представлена на рис. 5.

Интерференционное условие минимума отраженного света для угла падения α_m запишется как

$$2nd \cos \beta_m = m\lambda, \quad (4)$$

где d – толщина пластинки, n – показатель преломления (у нас $n = 1.492$), β_m – угол преломления для данного угла падения α_m , m – порядок интерференции.

На основании малости углов α_m и β_m , при разложении функции $\cos \beta_m$ в ряд Тейлора в точке $\beta_m = 0$, ограничившись тремя членами разложения, условие (4) можно представить в виде

$$2nd \left(1 - \frac{\beta_m^2}{2} \right) \approx m\lambda. \quad (5)$$

Максимальный порядок интерференции $m_{\max} = \frac{2nd}{\lambda}$ находится из условия, что $\beta_m = 0$, а следовательно $\alpha_m = 0$. Принимая во внимание выражение для

m_{\max} из уравнения (5) находим $\beta_m^2 = \frac{2(m_{\max} - m)}{m_{\max}}$. Учтя далее, что

$$\frac{\sin \alpha_m}{\sin \beta_m} \approx \frac{\alpha_m}{\beta_m} \approx n \text{ (для малых углов), имеем}$$

$$\alpha_m^2 = \frac{2n^2 (m_{\max} - m)}{m_{\max}} = \frac{2n^2 k}{m_{\max}}, \quad (6)$$

где $k = (m_{\max} - m)$ – номер темного кольца, отсчитываемого от центра (причем для первого видимого кольца следует положить $k = 0$). Из (6) видно, что α_m^2 является линейной функцией k , а из рис. 4 видно, что α_m^2 можно определить экспериментально:

$$\operatorname{tg} \alpha_m \approx \alpha_m \approx \frac{R_m}{2L}, \quad (7)$$

где R_m – радиус m -го кольца (нумерация для m начинается от края к центру), L – расстояние от плоскости пластинки до экрана.

Измерив радиусы нескольких интерференционных колец, можно построить линейную зависимость α_m^2 от k . Эта зависимость, (6) и (7), позволит определить порядок интерференции. Действительно, из графика $\alpha_m^2 = f(k)$ можно найти $\Delta \alpha_m^2 / \Delta k = 2n^2 / m_{\max}$, тогда

$$m_{\max} = \frac{2n^2}{\Delta \alpha_m^2 / \Delta k}. \quad (8)$$

Порядок выполнения работы

Упражнение 1

1. Размещаем все детали установки так, как показано на рис. 1. При этом сам лазер 3 (рис. 2) не следует перемещать. Закрепление рейтеров на скамье осуществляется специальными стопорными рукоятками (на рис. 2 они не изображены, чтобы не загромождать его), вращением их по часовой стрелке.

После того как все детали установки помещены на свои места, дежурный лаборант включает лазер. Обращаем внимание на то, что после включения лазера и все время работы с ним надо помнить, что попадание в глаза прямого лазерного излучения опасно для зрения. Поэтому при работе с лазером его свет можно наблюдать только после отражения от экрана с рассеивающей поверхностью или через нейтральный светофильтр, ослабляющей интенсивность света примерно в 10^4 раз. Кроме того, при работе с лазером необходимо соблюдать обычные меры предосторожности, вытекающие из использования в системе его питания высокого постоянного напряжения. ***Студентам запрещено включение, выключение и какие-либо перемещения лазера без разрешения преподавателя!***

2. Юстировочными винтами рейтеров, о которых речь шла выше, добиваемся максимальной видимости дифракционной картины (при этом дифракционная картина должна быть расположена чуть выше линейки экрана).

3. Качественно изучаем распределение максимумов и минимумов на экране в зависимости от ширины щели. Для этого, предварительно раскрыв щель на максимум, уменьшаем ширину щели. Необходимо объяснить наблюдающуюся в интерференционной картине закономерность.

4. Определяем нулевой отсчет по шкале 9 (рис. 2). За «0» принимаем значение шкалы, соответствующее нулевой ширине щели (свет не проходит), подходя к нему (как и к любому, произвольно устанавливаемому значению ширины щели) всегда из области больших значений.

5. Установив ширину щели $(2 \div 10) \cdot 10^{-2}$ мм, измеряем расстояние L между экраном и щелью. Промеряем линейкой экрана положение l_m минимумов относительно центрального максимума. Для этого снимаем отсчет l_{m2} , соответствующий положению m -го минимума справа от центрального максимума, и отсчет l_{m1} , соответствующий положению минимума того же порядка слева. Тогда расстояние l_m m -го минимума на экране будет

$$l_m = \frac{1}{2}(l_{m2} - l_{m1}).$$

По формуле (3) и по данным каждого минимума вычисляем длину волны. Провести измерения не менее 7 минимумов. Результаты необходимо представить в виде таблицы (табл. 1).

Оцениваем погрешность определения длины волны и окончательный результат представляем в виде доверительного интервала:

$$\lambda = \bar{\lambda} \pm \Delta \lambda.$$

Таблица 1

m	l_{m1}	l_{m2}	l_m	λ

Упражнение 2

1. Размещаем необходимое оборудование на скамье относительно лазера в последовательности, описанной в разделе «Описание установки и методика измерений» для пункта № 2: «Изучение интерференционных полос равного наклона и определение порядка интерференции».

2. Юстировочными винтами рейтера 11 (рис. 2) добиваемся прохождения лазерного луча через объектив и отверстие экрана с максимальной интенсивностью.

3. Сместив рейтер 20 с плоскопараллельной пластинкой на возможно большее расстояние от экрана 10, устанавливаем её плоскость перпендикулярно оси системы винтами 18 и 19. При этом яркость интерференционной картины на экране должна быть максимальной.

4. Измеряем радиусы R_k темных интерференционных колец, где $k = 1 \div 8(10)$. Измерения удобно производить следующим образом. Сняв по измерительной линейке экрана положение k -го кольца справа x_{k2} и слева x_{k1} , для радиуса имеем

$$R_k = \frac{1}{2}(x_{k2} - x_{k1}).$$

5. Измеряем расстояние между экраном плоскопараллельной пластинкой (см. формулу 1).

6. Результаты измерений удобно представить в таблице (табл. 2).

Таблица 2

k	x_{k2}	x_{k1}	R_k	$\alpha_m \approx R_k / 2L$	α_m^2	m
0						
1						
2						
•						
•						
8(10)						

7. Строим график зависимости α_m^2 от k . Определяем для каждого k порядок интерференции m по вышеуказанной методике. Показатель преломления стеклянной плоскопараллельной пластины $n = 1.492$.

8. Оцениваем погрешность в определении порядка интерференции.

Контрольные вопросы

1. Объясните с точки зрения законов оптики что такое свет?
2. В чем заключаются явления интерференции и дифракции света?
3. Каковы условия максимума и минимума при интерференции?
4. Могут ли интерферировать световые волны, идущие от двух электрических ламп накаливания? Почему?
5. Что называют волновым фронтом, волновой поверхностью?
6. В чем заключается метод зон Френеля?
7. Сформулируйте принцип Гюйгенса–Френеля.
8. Нарисуйте и объясните дифракционные картины, получаемые от одной щели и дифракционной решетки при освещении их монохроматическим и белым светом.

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Изд. МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.
3. Трофимова Т.И. Курс физики. М: Академия, 2007. С. 560
4. Савельев И.В. Курс физики. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Спб.: Лань, 2008. Т.3: С. 406.

Лабораторная работа № 10/10

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Приборы и принадлежности: спектрометр, осветитель, дифракционная решетка.

Введение

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени.

Для наблюдения дифракции световых волн необходимо создание специальных условий, которые определяются соотношениями размеров препятствий и длины волны. В данной работе явление дифракции можно наблюдать на так называемой дифракционной решетке. *Дифракционной решеткой называют совокупность большого числа одинаковых, отстоящих на одно и то же расстояние друг от друга, щелей.* Рассмотрим явление дифракции сначала на одной щели, затем на двух, далее на трех щелях, что позволит нам сделать обобщение на дифракционную решетку с N щелями.

Пусть на щель (рис. 1, а), ширина которой b , падает плоская световая волна. Поместим за щелью собирающую линзу, а в фокальной плоскости линзы – экран. В соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля интенсивность в любой точке P экрана определяется интерференцией света, пришедшего от зон Френеля, которые укладываются в щели. Число зон Френеля определяется углом φ , под которым видна щель из точки P .

Если $\Delta = b \sin \varphi = \pm k\lambda$, т.е. если в разности хода Δ укладывается четное число зон Френеля, то в точке P будет иметь место минимум интенсивности; первый минимум будет наблюдаться при $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{b}$ (смотри распределение интенсивностей в зависимости от $\sin \varphi$ на рис. 1, а). Максимумы же будут

наблюдаться при условии, если в разности хода Δ укладывается нечетное число зон Френеля:

$$\Delta = b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

Рассмотрим дифракцию от двух щелей (рис. 1, б). Расстояние между щелями обозначим через a , а сумму $a + b$ обозначим через d , ($d = a + b$) и назовем постоянной дифракционной решетки или ее периодом.

Все рассуждения, которые были приведены для одной щели, остаются справедливыми и для каждой из этих двух щелей в отдельности. В частности, при $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{b} k$ всегда будет иметь место минимум интенсивности на экране. Кроме этого будут интерферировать лучи, пришедшие от каждой щели как от самостоятельного источника.

Распределение интенсивности на экране будет определяться разностью хода Δ (см. рис. 1, б) и в значительной степени соотношением $\frac{d}{b}$. Положим его для конкретности равным 3: $\frac{d}{b} = 3$.

Таким образом, распределение интенсивности на экране в случае двух щелей будет определяться соотношениями:

прежние минимумы	$b \sin \varphi = k\lambda ;$	
главные максимумы	$d \sin \varphi = k\lambda ;$	(1)
дополнительные минимумы	$d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} .$	

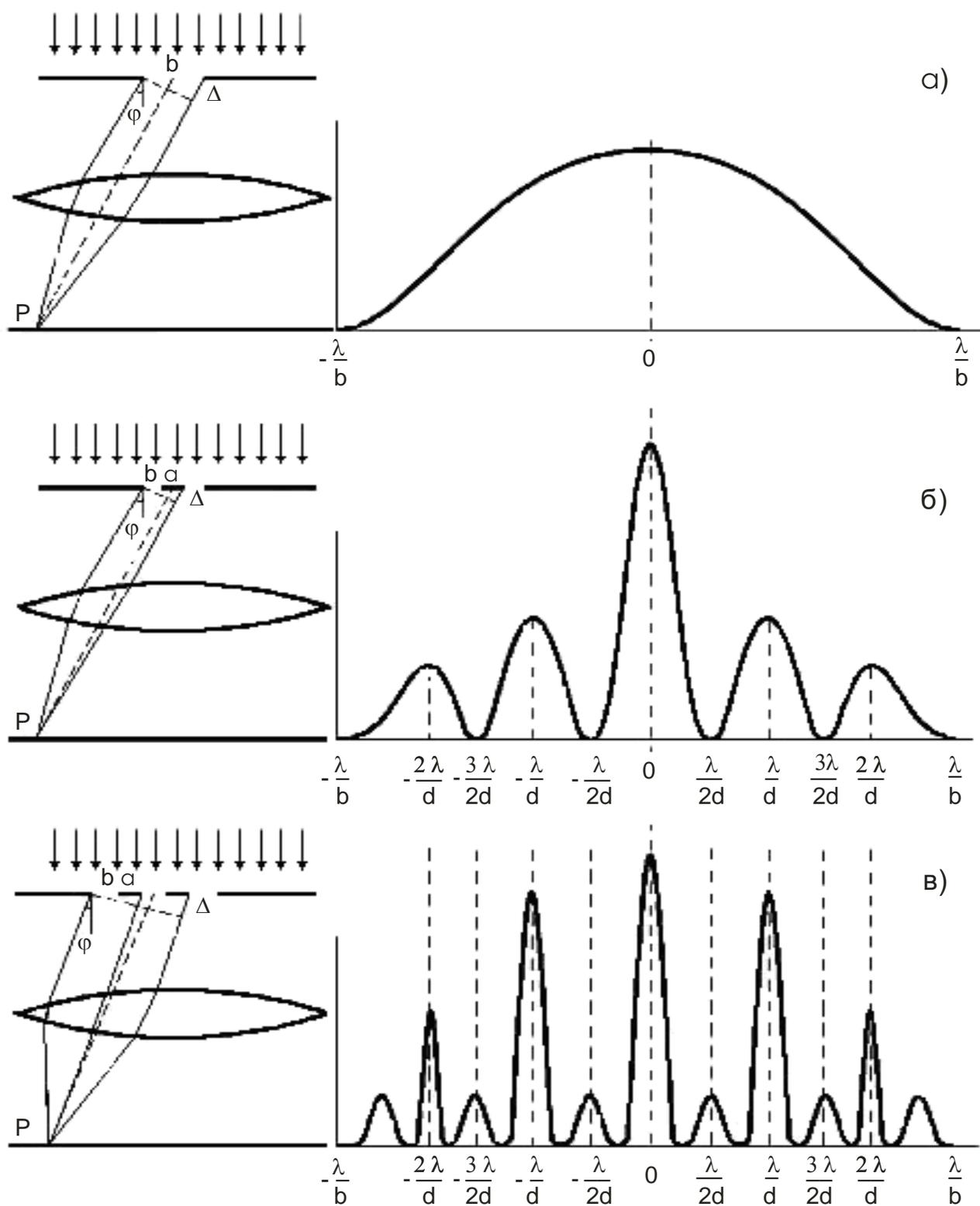


Рис. 1. Дифракция на одной (а), двух (б) и трех (в) щелях

На рис. 1, б дано распределение интенсивности на экране с учетом того, что $d = 3b$ в случае двух щелей. Итак, при двух щелях между двумя главными максимумами на экране находится один минимум.

Рассмотрим дифракцию света на трех щелях. Условия (1), записанные для двух щелей остаются справедливыми и для трех щелей. Кроме этого появляются дополнительные условия, обусловленные интерференцией света, идущего от первой и третьей щелей. Запишем всю совокупность условий, которые определяют распределение интенсивности на экране (рис. 1, в):

$$\begin{array}{ll}
 \text{прежние минимумы} & b \sin \varphi = k\lambda ; \\
 \text{главные максимумы} & d \sin \varphi = k\lambda ; \\
 \text{дополнительные минимумы} & d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} ; \\
 \text{дополнительные максимумы} & 2d \sin \varphi = k\lambda ; \\
 \text{дополнительные минимумы} & 2d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} .
 \end{array} \tag{2}$$

Итак, в случае трех щелей между двумя главными максимумами на экране находятся два дополнительных минимума.

Легко обобщить имеющуюся закономерность в распределении интенсивности на экране на случай N щелей. При дифракции света на N щелях между двумя главными максимумами на экране должно быть $N-1$ дополнительных минимумов, что в краткой форме можно записать так:

$$\begin{array}{ll}
 \text{прежние минимумы} & b \sin \varphi = k\lambda ; \\
 \text{главные максимумы} & d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, \dots, k\lambda ; \\
 \text{дополнительные минимумы} & d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \dots, \frac{(N-1)\lambda}{N},
 \end{array} \tag{3}$$

$$\frac{(N+1)\lambda}{N}, \frac{(N+2)\lambda}{N}, \frac{m\lambda}{N}, \text{ где } m \neq N, 2N, 3N \dots$$

Условие для дополнительных минимумов можно записать также через значение k :

$$d \sin \varphi = \left(k + \frac{p}{N} \right) \lambda, \text{ где } p = 1, 2, 3, \dots, N - 1.$$

Кроме того, анализ распределения интенсивности, представленный на рис. 1, показывает, что при возрастании числа щелей главные максимумы становятся более узкими, а их интенсивность возрастает, так как все большее число щелей участвует в явлении дифракции.

Вышеизложенные рассуждения справедливы для монохроматического света. Если на щели падает естественный свет, то каждая длина волны его (в соответствии с условием главных максимумов $d \sin \varphi = k\lambda$) дает свое распределение интенсивности. В результате этого при данном k будет целый набор максимумов различных длин волн, причем при $k = 0$ положение максимумов всех длин волн будет совпадать, давая так называемые максимумы нулевого порядка, а при $k \neq 0$ (1, 2, 3...) будем иметь спектр, справа и слева от нулевого максимума, соответственно первого, второго порядка и т. д.

Таким образом, при пропускании через совокупность щелей (решетку) белого света все максимумы, кроме нулевого, разложатся в спектр, фиолетовый конец которого обращен к центру дифракционной картины, красный – наружу.

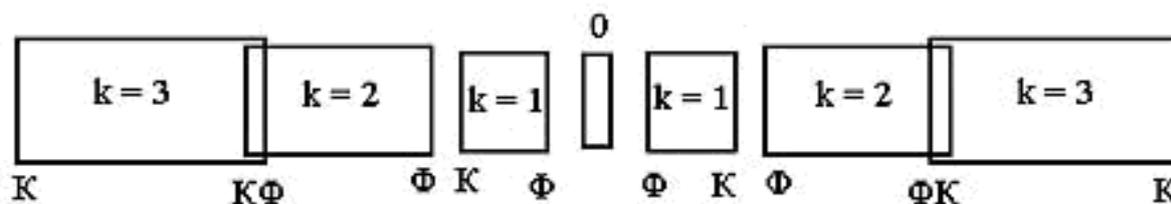


Рис. 2. Схема спектров дифракционной решетки

На рис. 2 показаны схематические спектры разных порядков, даваемые решеткой при пропускании через нее белого света. В центре лежит узкий максимум нулевого порядка. По обе стороны от центрального максимума расположены два спектра 1-го порядка, затем два спектра 2-го порядка и т.д. Как

правило, спектр второго порядка уже начинает перекрываться со спектром третьего порядка (рис. 2).

Основными характеристиками дифракционных решеток являются дисперсия и разрешающая способность. Дисперсия определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны в 1 \AA , т.е.:

$$D = \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda}.$$

Из условия главных максимумов (3) найдем:

$$D = \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}.$$

Разрешающая способность R определяет минимальную разность длин волн, при которой две линии воспринимаются на спектре отдельно:

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda}. \quad (4)$$

Две линии в спектре являются вполне разрешимыми, если максимум одной из них совпадает с минимумом другой.

В соответствии с условием максимумов и минимумов (3) для дифракционной решетки имеем:

$$d \sin \varphi_{\max} = k\lambda_1, \quad d \sin \varphi_{\min} = k\lambda_2 + \frac{1}{N} \lambda_2.$$

Тогда $k\lambda_1 = k\lambda_2 + \frac{1}{N} \lambda_2$ и разрешающая способность решетки выразится:

$$R = \frac{\partial \lambda}{\lambda} = kN. \quad (5)$$

Таким образом, разрешающая способность решетки тем больше, чем больше порядок спектра и чем больше щелей она имеет.

Настоящая работа позволяет познакомиться с методами измерения длины световой волны при помощи дифракционной решетки, а также помогает научиться делать оценку основных характеристик решетки.

На рис. 3 представлен внешний вид установки для изучения дифракционной

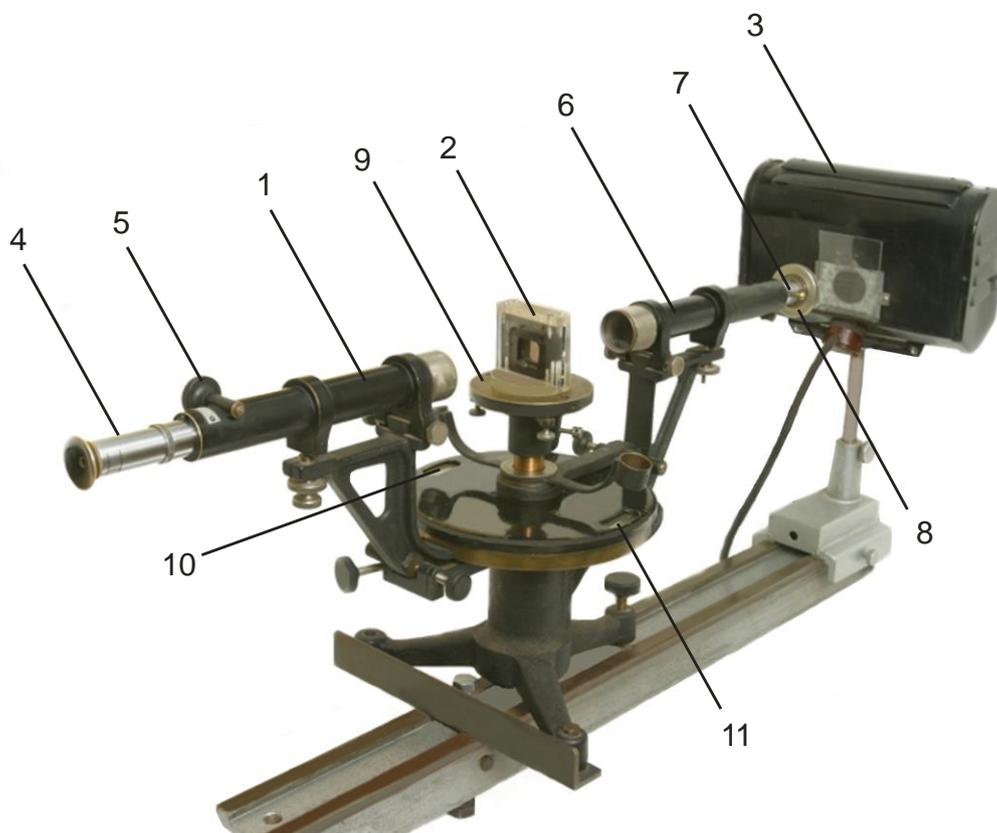


Рис. 3. Установка для изучения дифракционной решетки

решетки. Она состоит из гониометра 1, дифракционной решетки 2 и источника света 3 с блоком питания. Перед измерениями нужно произвести настройку установки. Для этого зрительную трубу 4 установить на бесконечность, рассматривая через нее удаленные предметы и получая резкое изображение их вращением винта 5. Затем зажечь источник света 3 (*ртутная лампа ПРК-2*) нажатием кнопки блока питания, предварительно подключив его к розетке. Совместить оптические оси коллиматора 6 и зрительной трубы 4 так, чтобы в поле зрения трубы появилось изображение щели коллиматора. Получить резкое изображение щели вращением барабана 7, и подобрать достаточно узкую щель вращением барабана 8. Поставить на столик 9 гониометра дифракционную

решетку перпендикулярно оптической оси, и при помощи зрительной трубы посмотреть появившийся дифракционный спектр справа и слева от изображения щели – спектра нулевого порядка, имеющего белый цвет, для чего поворачиваем зрительную трубу вправо и влево. После этого можно считать установку готовой к работе.

Угловые положения линий в спектре могут быть зафиксированы при помощи круговых нониусов 10 и 11 гониометра.

Порядок выполнения работы

1. Определение постоянной дифракционной решетки и ее угловой дисперсии

1. Совместить визирную нить зрительной трубы с серединой изображения щели в спектре нулевого порядка и сделать отсчет φ_0 по нониусу 1 (рис. 4), используя лупу 2.

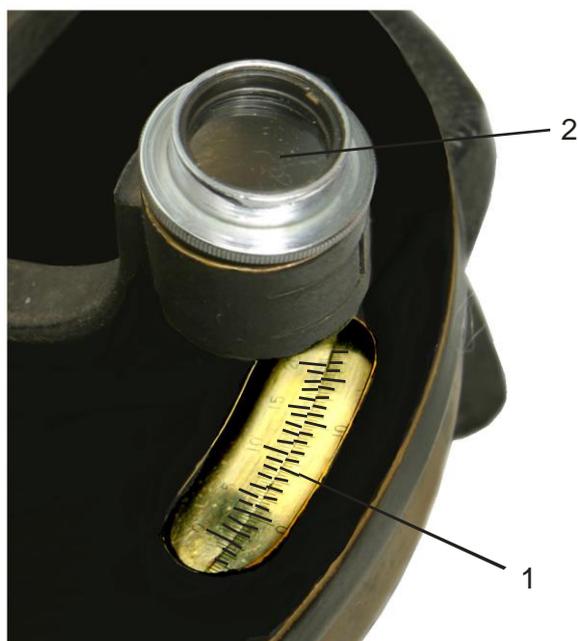


Рис. 4. Внешний вид шкалы нониуса у прибора

2. Вращают трубу влево до тех пор, пока не появится фиолетовая линия (4047 А) в спектре первого порядка. По нониусу снять показания и занести в таблицу. Подобные измерения сделать для всех линий спектра первого порядка ($k=1$), вращая трубу влево и вправо. Аналогичные измерения сделать для второго и третьего порядка ($k = 2, 3$) и занести в таблицу.

3. Вычислить $\varphi_k = \varphi_0 - \varphi'_k$ и $\varphi_k = \varphi_0 - \varphi''_k$ и занести их в таблицу. По формуле $d \sin \varphi_k = k\lambda$ вычислить постоянную решетки d , взяв для каждого φ_k соответствующую ему длину волны λ фиолетовой линии. Из всех вычисленных значений d взять среднее и найти погрешность.

4. Далее приступают к определению угловой дисперсии решетки. Для этого визирную нить наводят на желтую линию ($\lambda = 5780$ А) в спектре первого порядка и определяют φ'_{k1} . Затем визирную нить совмещают с зеленой линией ($\lambda = 5461$ А) в спектре первого порядка и определяют φ'_{k2} . Угловую дисперсию вычисляют по формуле

$$D = \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda}, \quad \text{где } \partial \varphi = \varphi'_{k1} - \varphi'_{k2}, \text{ а } \partial \lambda = \lambda_2 - \lambda_1.$$

То же проделывают в спектре первого порядка справа. За угловую дисперсию решетки в спектре первого порядка берут среднее значение. Аналогичным образом находят дисперсию в спектре второго порядка.

Результаты измерений записывают в таблицу.

Таблица

$\varphi_0 =$						
Цвет	Порядок	Длина волны $\lambda, \text{Å}$	Отсчет слева		Отсчет справа	
			φ'_k	$\varphi_k =$ $\varphi'_k - \varphi_0$	φ''_k	$\varphi_k =$ $\varphi''_k - \varphi_0$
Фиолетовая	1	4047				
Синяя	1	4358				
Зеленая	1	5461				
Желтая	1	5780				
Синяя	2	4358				
Зеленая	2	5461				
Желтая	2	5780				
Синяя	3	4358				
Зеленая	3	5461				
Желтая	3	5780				

2. Определение длины световой волны и разрешающей способности дифракционной решетки

Зная постоянную дифракционной решетки d (она определена ранее), легко измерить любую длину волны в спектре дифракционной решетки. В данном случае предлагается измерить длину волны зеленой линии ртути. Для этого берут результаты измерений для зеленой линии спектра ртути из таблицы 1 производят вычисления углов φ_k пункта 3 предыдущего упражнения и находят длину волны по формуле $d \sin \varphi_k = k\lambda$. Из всех найденных значений длины волны взять среднее и найти погрешность. Результат измерений сравнить с табличным значением.

Оценить разрешающую способность решетки можно следующим образом. Раскрыть максимально щель коллиматора и при помощи листа белой бумаги провести наблюдение за изображением щели (в виде освещенного плоского

круга) в плоскости дифракционной решетки. Если освещенный круг по своим размерам не перекрывает размеры рабочей части решетки, то за действующую часть решетки следует взять размеры освещенного круга в плоскости решетки. Измерив действующую часть решетки l миллиметровой линейкой, легко найти число щелей N , участвующих в дифракции ($N = \frac{l}{d}$), и, следовательно, оценить разрешающую способность решетки для соответствующего порядка по формуле $R = kN$.

Контрольные вопросы

1. Нарисуйте схему наблюдения дифракции Фраунгофера на решетке и объясните способ формирования дифракционной картины.
2. Получите формулу (1) для нахождения положения главных дифракционных максимумов.
3. Как изменяется условие (1) в случае наклонного падения плоской волны на дифракционную решетку?
4. Чему равен максимальный порядок дифракции и где он наблюдается? Изменяется ли максимальный порядок при наклонном падении плоской волны?
5. Что называют угловой дисперсией дифракционной решетки? Получите формулу для ее нахождения.
6. Что такое разрешающая способность дифракционной решетки? Получите формулу для ее нахождения.
7. Какой вид будет иметь дифракционная картина, если на решетку направить расходящийся пучок некогерентного света?
8. Поднесите дифракционную решетку к глазу и посмотрите через нее на ртутную лампу и лампу накаливания. Объясните наблюдаемые картины.

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Издательство МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.

Лабораторная работа № 11/15

ИЗУЧЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Приборы и принадлежности: поляриметр, источник света (лампа накаливания), растворы глюкозы известной концентрации.

Введение

На рис. 1 изображена *плоско поляризованная световая волна*. \vec{E} – вектор электрической напряженности, \vec{H} – вектор магнитной напряженности, Z – направление распространения света со скоростью \vec{V} .

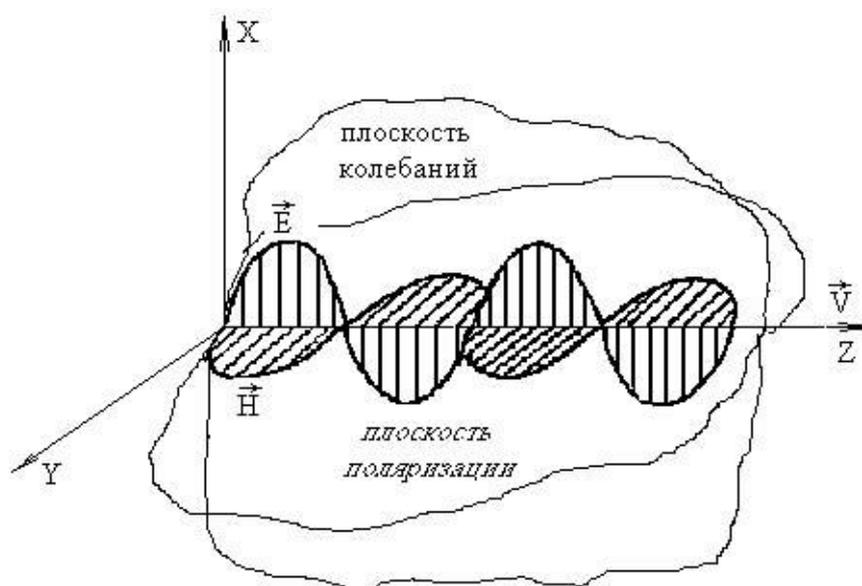


Рис. 1. Электромагнитная волна

Плоско поляризованный свет характеризуется тем, что колебания вектора \vec{E} у него происходят в одной определенной плоскости (на рис. 1 в плоскости XOZ). Эта плоскость называется *плоскостью колебаний*. Если смотреть навстречу лучу вдоль оси Z , то плоскость колебаний вектора \vec{E} плоско поляризованного луча схематично можно изобразить так, как показано на рис. 2, а. По старой терминологии плоскостью поляризации называлась плоскость YOZ (рис. 1), содержащая магнитный вектор \vec{H} . *От поляризованного света следует отличать естественный свет*. В нем в

каждый момент времени векторы \vec{E} , \vec{H} и \vec{V} , хотя и остаются взаимно перпендикулярными, но направления векторов \vec{E} и \vec{H} беспорядочно изменяются с течением времени. Поэтому естественный свет обладает (статистически) осевой симметрией относительно направления его распространения. Для линейно поляризованного света такой симметрии нет. Его свойства в различных плоскостях, проходящих через направление вектора скорости \vec{V} , различны.

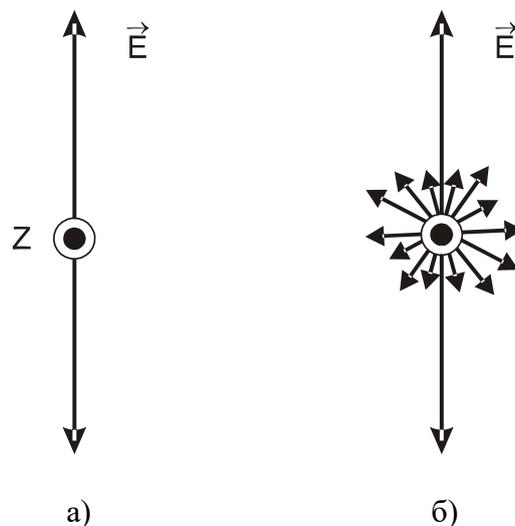


Рис. 2. Плоско поляризованный и частично поляризованный свет

Линейно или плоско поляризованный свет представляет собой световые волны с одним-единственным направлением колебаний \vec{E} и \vec{H} . Существуют и более сложные виды упорядоченных колебаний, которым соответствуют иные типы поляризации, например круговая или эллиптическая поляризация, при которых конец электрического (и магнитного) вектора описывает круг или эллипс с тем или иным эксцентриситетом. Частично поляризованный свет характеризуется тем, что одно из направлений колебаний оказывается преимущественным, но не исключительным. Частично поляризованный свет можно рассматривать как смесь естественного и поляризованного (рис. 2, б).

Плоско поляризованный свет можно получить, пропустив естественный свет через пластинку турмалина, вырезанную параллельно его кристаллографической (оптической) оси. Турмалин сильно поглощает световые

лучи, в которых электрический вектор \vec{E} перпендикулярен к оптической оси. Если электрический вектор параллелен оптической оси, то такие лучи проходят через турмалин почти без поглощения. Поэтому естественный свет, пройдя через пластинку турмалина, наполовину поглощается и становится линейно поляризованным с электрическим вектором \vec{E} , ориентированным параллельно оптической оси турмалина. Таким же свойством обладают другие поляроиды, представляющие собой, например, искусственно приготовляемые коллоидные пленки, и служащие для получения поляризованного света. Наиболее распространенным материалом для приготовления поляроидов является йодистый хинин. Всякий прибор, служащий для получения поляризованного света, называется **поляризатором**. Тот же прибор, применяемый для исследования поляризации света, называется **анализатором**. Таким образом, кристаллы турмалина или поляроиды могут служить и поляризаторами и анализаторами.

Если линейно поляризованный свет проходит через плоскопараллельный слой вещества, то в некоторых случаях плоскость поляризации света оказывается повернутой относительно своего исходного положения. Это явление называется **вращением плоскости поляризации** или **оптической активностью**. Если вещество не находится во внешнем магнитном поле, то оптическая активность и вращение плоскости поляризации называются **естественными**. В противном случае говорят о магнитном вращении плоскости поляризации или эффекте Фарадея. В данной лабораторной работе рассматривается естественное вращение плоскости поляризации. Существует целый ряд веществ, как твердых, так и жидких, которые поворачивают плоскость колебаний проходящего через них света на некоторый угол α (рис. 3 а, б). Такие вещества называются **оптически активными**. К ним относятся: кварц, нефть, белки, растворы сахаров, глюкозы, фруктозы и т.д. В 1815 г. Ж.-Б. Био экспериментально установил следующие основные законы явления вращения плоскости поляризации света:

1. Для растворов угол поворота прямо пропорционален толщине слоя раствора и концентрации оптически активного вещества:

$$\alpha = [\alpha] \cdot l \cdot c.$$

Коэффициент $[\alpha]$ называется *углом удельного вращения*. Он численно равен углу вращения для вещества с концентрацией $c=1$ и толщиной $l=10\text{см}=1\text{дм}$.

2. Удельное вращение зависит от длины волны света, согласно закону

$$[\alpha] = K \frac{1}{\lambda^2}.$$

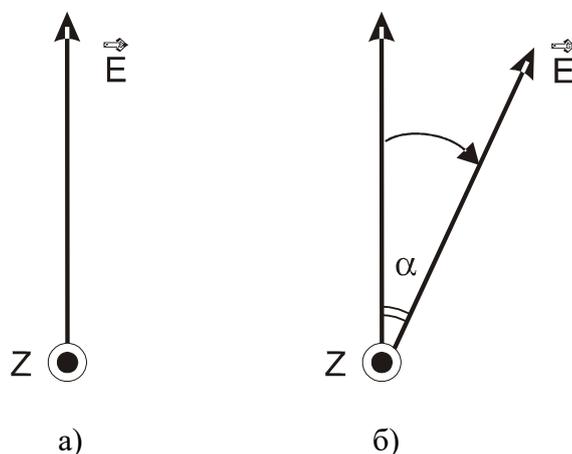


Рис. 3. Поворот плоскости колебаний вектора \vec{E}
а) исходное положение вектора \vec{E} ; б) положение плоскости колебания вектора \vec{E} при прохождении оптически активного вещества

Описание установки и методика измерений

Приборы, позволяющие измерить угол вращения плоскости поляризации, называются *поляриметрами*. Они находят широкое применение в научно-исследовательских учреждениях, в химической промышленности, используются для исследования различных минералов, органических веществ, а также для определения концентрации оптически активных веществ.

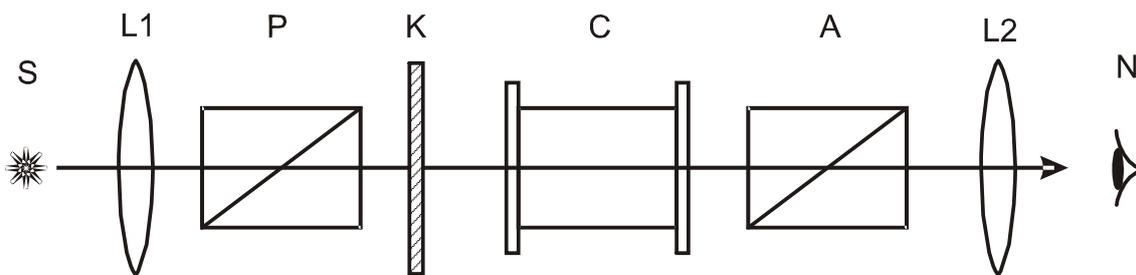


Рис. 4. Устройство поляриметра

Простейший поляриметр устроен следующим образом (рис. 4): источник света **S** помещается на фокусном расстоянии от линзы **L1**, при прохождении которой получается параллельный пучок света, проходящий через поляризатор **P**. **A** – анализатор, **N** – наблюдатель. Анализатор может вращаться около горизонтальной оси. При отсутствии активного вещества анализатор устанавливается «на темноту» так, чтобы плоскость колебаний анализатора стала перпендикулярна плоскости колебаний вектора \vec{E} , полученной после прохождения лучом поляризатора **P**. После введения оптически активного вещества **C** между **P** и **A**, анализатор пропускает некоторое количество света. Чтобы вновь установить прибор «на темноту», анализатор нужно повернуть на угол, равный углу поворота плоскости поляризации света в активном веществе. Уточним что, глаз человека не способен точно отметить то положение анализатора, при котором наблюдается наиболее затемненное поле зрения. Физиологически человеческий глаз видит дифференциальный, т.е. «разностный» сигнал, что позволяет сохранять цветопередачу при различных освещенностях, в связи с этим используется сравнение по интенсивности (дифференциальный сигнал), а не абсолютный сигнал. Поэтому существует второй тип поляриметров. В данной работе используется полутеневого поляриметр. Принципиально он отличается от простейшего тем, что на пути плоско поляризованного света, полученного после прохождения поляризатора **P**, ставится узкая кварцевая пластинка **K** так, чтобы она занимала лишь половину поля зрения (пучок света после поляризатора одной частью проходит через эту пластинку, а другой – мимо нее). Толщина кварцевой пластинки подбирается такой, чтобы свет по выходе из

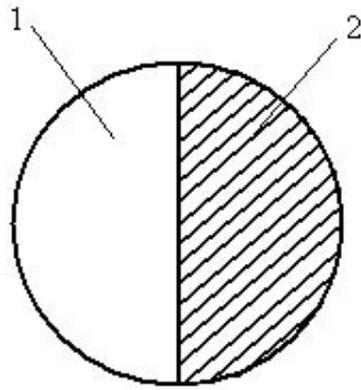


Рис. 5. Поле зрения поляриметра

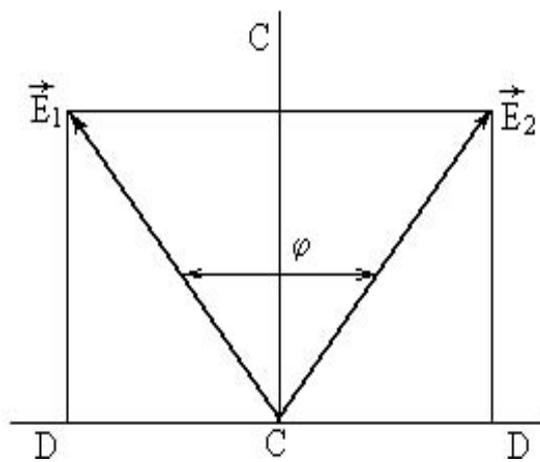


Рис. 6. Проекция векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 после анализатора

нее поворачивал свою плоскость поляризации на небольшой угол φ .

Таким образом, в поляриметре с кварцевой пластинкой поле зрения будет состоять из двух частей (рис. 5): левой 1 и правой 2. Плоскость колебаний в области 2 повернута на угол φ относительно плоскости колебаний в области 1. После прохождения такого светового пучка через анализатор области 1 и 2 будут иметь, вообще говоря, различную яркость, которая определяется величиной проекции векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 на плоскость колебаний, пропускаемых анализатором (рис. 6). Поля 1 и 2 будут одинаковыми по яркости в двух случаях: когда эта плоскость будет либо параллельна линии CC , либо перпендикулярна ей (т.е. совпадать с DD).

В первом случае поле зрения ярко освещено, во втором – слабо (полутень). Человеческий глаз наиболее чувствителен к изменениям малых интенсивностей,

поэтому анализатор устанавливается в положение, при котором пропускаемые им колебания располагаются по DD. Если теперь на пути света между кварцевой пластинкой и анализатором расположить вещество, вращающее плоскость поляризации, то яркость полей 1 и 2 станет различной, так как величины проекций повернувшихся векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 на DD будут различны. Равенство яркостей может быть вновь восстановлено поворотом анализатора на угол α .

Поляриметр типа «СМ» имеет следующие основные части (рис. 7): источник света, желтый светофильтр, линзы для создания параллельного пучка света, поляризатор, кварцевая пластинка, корпус с вращающейся шторкой, стеклянная трубка для раствора, головка анализатора, состоящая из неподвижного лимба и вращающихся одновременно с анализатором двух нониусов, и окулярной трубки. Поворот головки анализатора осуществляется вращением ручки 1 (рис. 7), наводка на резкость – перемещением втулки 2. С помощью двух отсчетных луп отсчитывают угол поворота по нониусам 3 с точностью до 0.02° . При перемещении прибора по столу или переносе нельзя брать за наблюдательную трубку 4, нужно брать прибор за основание 5.

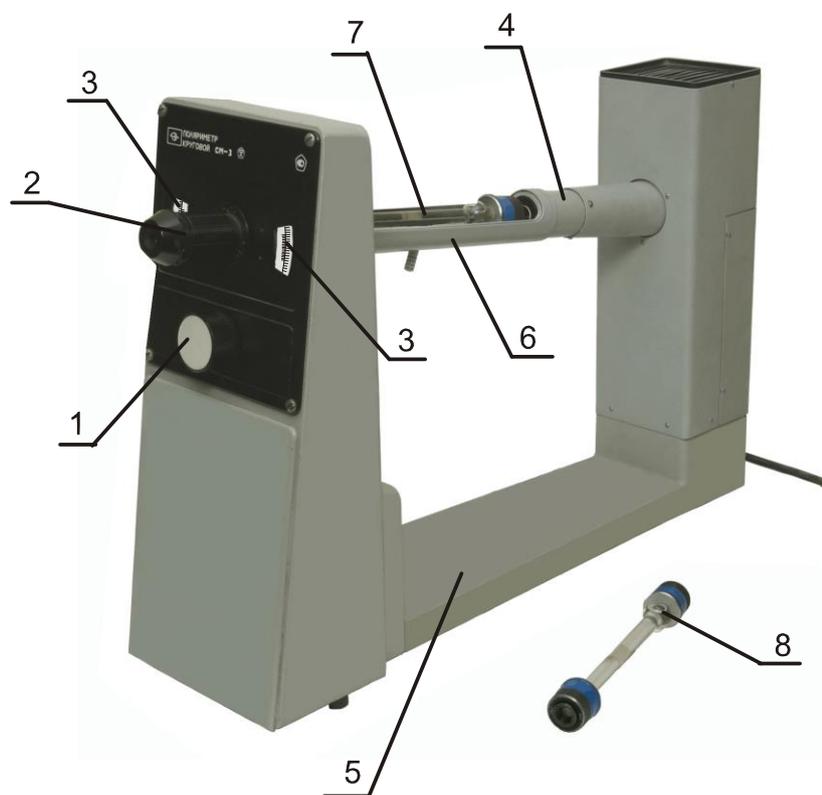


Рис. 7. Внешний вид поляриметра

Порядок выполнения работы

1. Для исследования зависимости угла вращения плоскости поляризации от концентрации раствора глюкозы вначале без стеклянной трубки (концентрация $c = 0\%$) и при закрытой крышке кюветного отделения 6 (рис. 7) устанавливается на резкость наблюдательная трубка. Устанавливают анализатор ручкой 1 на полутень (слабая одинаковая освещенность полей 1 и 2 на рис. 5) и снимают показания левого и правого нониусов 3 (рис. 7). Внешний вид нониуса приведен на рис. 8. Нулевое деление правой шкалы указывает на левой шкале с точностью до 0.5 градусов угол поворота анализатора. Затем необходимо найти такие риски левой шкалы, которые наилучшим образом совпадают с рисками правой шкалы, и тогда по правой шкале произвести расчеты с точностью до 0.02 градуса. Так, например, на рис. 8 правая нулевая риска указывает на левой шкале на 2.50 градуса. На правой шкале риска соответствующая 0.26 градуса наилучшим образом совпадает с риской на левой шкале. Таким образом, угол поворота анализатора составляет: $2.50 + 0.26 = 2.76$ градуса. Эта операция по установлению одинаковой освещенности и измерению угла поворота анализатора производится не менее трех раз. Затем аналогичные операции производятся с растворами другой концентрации. Для этого стеклянную трубку соответствующей длины и с известной концентрацией раствора устанавливают в кюветное отделение наблюдательной трубки 7 (рис. 7). При этом шарообразная выпуклость 8 на стеклянной трубке устанавливается выше, предварительно собрав туда пузырьки воздуха. Фактическая длина между торцами кюветы нанесена на стеклянной трубке. Кюветное отделение закрывают крышкой.

2. Данные измерений заносятся в таблицу 1.

Концентрация c , % Длина трубки l , мм	Измерения		Обработка результатов			
	№ П/П	отсчеты угла		угол поворота		Средний угол поворота
		по левому нониусу	по правому нониусу	по левому нониусу	по правому нониусу	
Среднее значение						

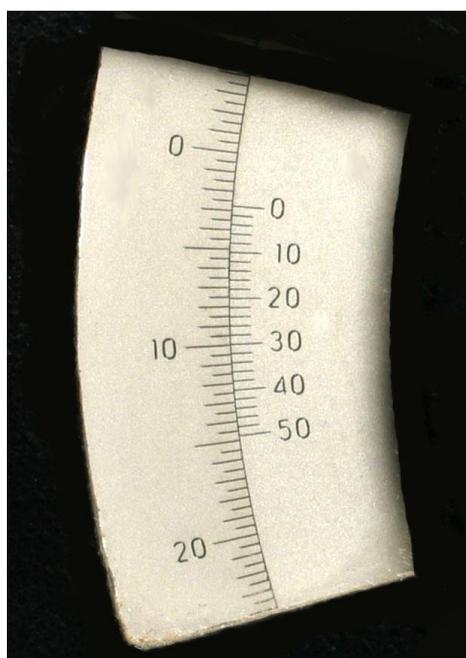


Рис. 8. Внешний вид шкалы нониуса

Находятся средние значения измерений по левому и правому нониусам при заданной концентрации. Вычисляют угол поворота плоскости поляризации, вычитая из среднего отсчета угла при данной концентрации c средний отсчет угла при нулевой концентрации ($c = 0\%$). Затем находят средний угол поворота плоскости поляризации (среднее между углом поворота по левому и правому нониусам), отсчитанным для каждой концентрации глюкозы по формуле

$$\alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}.$$

Строят график зависимости угла поворота от концентрации раствора. Для каждой концентрации рассчитывают угол удельного вращения по формуле

$$[\alpha] = \frac{\alpha \cdot 100\%}{l \cdot c},$$

где l есть длина трубки с исследуемым веществом, c – концентрация глюкозы в процентах.

3. Заполняют таблицу 2.

Таблица 2

№ п/п	$[\alpha]$	$[\alpha]_{cp} - [\alpha]$	$([\alpha]_{cp} - [\alpha])^2$
1			
...			
среднее значение			

4. Оценивают погрешность измерения удельного угла вращения плоскости поляризации.

Контрольные вопросы

1. В чём заключается отличие между линейно поляризованным и естественным светом?
2. Какую плоскость называют плоскостью поляризации света?
3. Какие вещества называют оптически активными?
4. Назовите основные части поляриметра.
5. Объясните принцип действия хроматической фазовой пластинки.
6. Как происходит измерение концентрации растворов поляриметрическим методом?

7. Как объясняется в теории Френеля явление вращения плоскости поляризации света в оптически активных веществах?

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Издательство МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.

Лабораторная работа № 12/18

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТЕЛ

Приборы и принадлежности: пирометр ЭОП-66, исследуемая пластина, источник питания пластины, источник питания пирометрической лампы, ваттметр.

Введение

Тела, нагретые до достаточно высокой температуры, приобретают способность светиться. Тепловое излучение имеет место при любой температуре, однако при невысоких температурах излучаются лишь невидимые глазом инфракрасные лучи.

Электромагнитное излучение, возникающее за счет внутренней энергии излучающего тела и зависящее только от температуры и оптических свойств этого тела, называется *тепловым (или температурным) излучением*.

Опыт показывает, что тепловое излучение – единственный вид излучения, которое может находиться в равновесии с окружающими телами. Все остальные виды излучения (люминесценция), оказываются неравновесными. Это свойство теплового излучения обусловлено тем, что его интенсивность возрастает с увеличением температуры. А также если энергия, расходуемая телом на тепловое излучение, не восполняется за счет соответствующего количества теплоты, подведенного к телу, то его температура постепенно понижается, а тепловое излучение уменьшается.

Для характеристики излучения используется величина потока энергии, испускаемого за единицу времени с единицы поверхности тела по всем направлениям (в пределах телесного угла 2π), который называют *энергетической светимостью тела* R_{Σ} . Обозначим поток энергии, испускаемого единицей поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, через dR_{ν} :

$$dR_{\nu} = r_{\nu, T} d\nu. \quad (1)$$

Величина $r_{\nu,T}$ называется **испускательной способностью тела**.

Испускательная способность зависит от частоты излучения и температуры тела. Соответственно, энергетическая светимость является функцией температуры. Зная испускательную способность, можно вычислить энергетическую светимость:

$$R_э = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu. \quad (2)$$

Индекс при $r_{\nu,T}$ показывает, что эта величина является функцией частоты и температуры.

Энергетическая светимость численно равна мощности излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот от 0 до ∞ .

Излучение можно характеризовать вместо частоты ν длиной волны λ . Эти величины связаны простым соотношением $\nu = \frac{c}{\lambda}$.

Дифференцирование дает $\frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2}$.

Таким образом,

$$r_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} r_\nu. \quad (3)$$

По аналогии с (1) доля энергетической светимости, приходящаяся на интервал $d\lambda$, может быть представлена в виде: $dR_\lambda = r_{\lambda,T} d\lambda$. С помощью (3) можно перейти от r_λ к r_ν и наоборот.

Установлено, что нагретые тела не только испускают, но и поглощают электромагнитные волны. В качестве спектральной характеристики поглощения принимают обычно поглощательную способность (монохроматический коэффициент поглощения).

Поглощательной способностью тела $a_{\nu,T}$ называют отношение количества поглощенной поверхностью тела энергии $dW_{\text{погл}}$ в интервале

частот от ν до $\nu + d\nu$ к общему количеству $dW_{над}$ падающего излучения в этом же интервале частот:

$$a_{\nu,T} = \frac{dW_{погл}}{dW_{над}}. \quad (4)$$

Поглощательная способность $a_{\nu,T}$ – величина безразмерная. Она зависит не только от частоты излучения и температуры тела, но и от природы тела, его формы и состояния поверхности. По определению $a_{\nu,T}$ не может быть больше единицы. Для тела, полностью поглощающего упавшее на него излучение всех частот, $a_{\nu,T} \equiv 1$. Такое тело называют **черным**.

Тело, способное поглощать всю энергию падающих на него электромагнитных волн независимо от их частоты, поляризации и направления распространения и при любой температуре, называется черным (абсолютно черным) телом.

Абсолютно черных тел, как и других идеализированных объектов, в природе не существует. Некоторые реальные тела (например, сажа, платиновая чернь, черный бархат и др.) имеют поглощательную способность, близкую к единице, но только в ограниченном интервале частот. Однако искусственно можно создать устройства, излучение которых практически не отличается от излучения абсолютно черного тела.

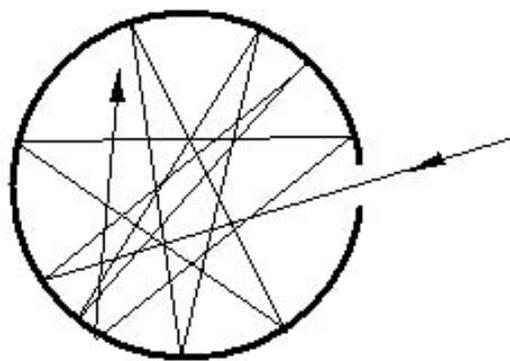


Рис. 1. Модель абсолютно черного тела

Наиболее совершенной моделью абсолютно черной поверхности может служить небольшое отверстие в непрозрачной стенке замкнутой полости (см. рис. 1). Электромагнитное излучение, проникшее извне в полость, прежде чем выйти обратно через отверстие, испытывает многократные отражения. При каждом отражении часть энергии поглощается, в результате чего практически все излучение любой частоты поглощается такой полостью.

В теории теплового излучения часто используют еще одну тепловую абстракцию: серое тело.

Тело называют «серым», если его поглощательная способность меньше единицы, но не зависит от частоты излучения, т.е. $a_{\nu,T} \equiv a_T = \text{const} < 1$.

В природе не существует тел, в точности совпадающих по своим свойствам с серыми телами, но для ограниченной области частот (длин волн) тела могут быть близки к серым. Практически «серым» является пламя углеводородов, например ацетилена. Для серого тела распределение энергии излучения совпадает с распределением в спектре абсолютно черного тела, взятого при той же температуре, только мощность излучения с единицы поверхности меньше. Для всех же реальных тел, являющихся не черными и не серыми, поглощательная способность $a_{\nu,T}$ зависит от частоты (длины) волны, от температуры, а также от состояния поляризации лучей и от угла их падения.

Основные законы теплового излучения

Закон Кирхгофа

Между испускательной и поглощательной способностью любого тела имеется определенная связь. Опыт показывает, что тело, обладающее большей испускательной способностью, теряет в единицу времени с единицы поверхности больше энергии, чем тело с меньшим значением $r_{\nu,T}$. Следовательно, тело, испускающее больше энергии, должно и больше поглощать, т.е. обладать большей $a_{\nu,T}$. Таким образом, чем больше

испускающая способность $r_{\nu,T}$ тела, тем больше и его поглощательная способность $a_{\nu,T}$.

Г.Р. Кирхгоф сформулировал следующий закон: отношение испускающей и поглощательной способностей не зависит от природы тела, оно является для всех тел одной и той же (универсальной) функцией частоты (длины волны) и температуры:

$$\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = f(\nu, T). \quad (5)$$

Для абсолютно черного тела $a_{\nu,T} \equiv 1$. Следовательно, из формулы (5) вытекает, что $r_{\nu,T}$ для такого тела равна $f(\nu, T)$. Таким образом, универсальная функция Кирхгофа $f(\nu, T)$ есть не что иное, как испускающая способность абсолютно черного тела – $r_{\nu,T}^0$. Тогда по закону Кирхгофа для нечерного тела испускающая способность $r_{\nu,T}$, отнесенная к единичному интервалу частоты волны, равна

$$r_{\nu,T} = a_{\nu,T} \cdot r_{\nu,T}^0$$

где $a_{\nu,T}$ – поглощательная способность рассматриваемого тела, а $r_{\nu,T}^0$ – испускающая способность абсолютно черного тела при той же температуре и отнесенная к тому же интервалу частот.

Для всех нечерных тел $a_{\nu,T} < 1$ и поэтому: испускающая способность всех нечерных тел меньше, чем испускающая способность абсолютно черного тела при той же температуре. Абсолютно черное тело имеет при данной температуре максимально возможную испускающую способность.

Закон Стефана–Больцмана

Й. Стефан экспериментально в 1879 г., а Л. Больцман в 1884 г. установили, что энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры:

$$R_T^0 = \sigma T^4. \quad (6)$$

На основе опытных данных был определен и коэффициент пропорциональности: $\sigma = 5.672 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}^4}$. Выражение (6) получило название закона Стефана–Больцмана.

Формула Планка

Основная проблема теории теплового излучения – установление явного вида зависимости испускательной способности абсолютно черного тела от частоты и температуры была решена М. Планком в 1900 г. Для этого оказалось необходимым привлечь статистические методы и учесть квантовые свойства вещества и излучения. Согласно квантовым представлениям, излучение и поглощение света веществом происходит не непрерывно, а конечными порциями, называемыми **квантами света** или **квантами энергии**. Окончательная формула определения испускательной способности абсолютно черного тела имеет вид:

$$r_{\nu, T}^0 = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (7)$$

где $h = 1.055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, T – абсолютная температура, k – постоянная Больцмана. Формула Планка прекрасно согласуется с опытом.

Оптическая пирометрия

Методы измерения температур на основе законов теплового излучения называются **оптической пирометрией**. Методы оптической пирометрии пригодны для решения многих практических задач, но, строго говоря, они позволяют измерить истинную (термодинамическую) температуру только для абсолютно черных тел. При измерении оптическим методом температур нечерных тел, излучающих в условиях отсутствия равновесия, необходимо вводить поправки, учитывающие их свойства.

Яркостный метод

Температура абсолютно черного тела может быть определена по характеру его излучения исходя из любого закона теплового излучения. Наибольшее распространение получил метод определения температур, основанный на сравнении излучения (яркости) светящегося тела с излучением (яркостью) абсолютно черного тела на одном и том же фиксированном участке спектра $d\lambda$. Обычно для этого используется участок спектра, лежащий в окрестности $\lambda = 0.66$ мкм (красная часть спектра). Приборы, применяемые для этой цели, называют **яркостными пирометрами**. При изготовлении пирометра его калибруют по излучению абсолютно черного тела, нагретого до известных температур.

Для нечерного тела яркостной пирометр дает значение температуры, отличающееся от действительной (термодинамической) величины. Такая температура получила название **яркостной**.

Яркостной температурой тела T_j называют температуру абсолютно черного тела, испускательная способность которого для длины волны λ равна испускательной способности исследуемого тела для той же длины волны, т.е.

$$r^0(\lambda, T_j) = r(\lambda, T), \quad (8)$$

где T – истинная температура тела. Для всех нечерных тел $T > T_j$.

Из закона Кирхгофа

$$\frac{r_{\nu, T}}{a_{\nu, T}} = f(\nu, T) = r_{\nu, T}^0,$$

с учетом (8) получим поглощательную способность исследуемого тела:

$$a_{\nu, T} = \frac{r^0(\nu, T_j)}{r^0(\nu, T)}.$$

Учитывая, что $r_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} r_\nu$, запишем формулу Планка в виде

$$r_{\lambda,T}^0 = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1},$$

тогда

$$a_{\lambda,T} = \frac{r^0(\lambda, T_{\text{я}})}{r^0(\lambda, T)} = \frac{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T_{\text{я}}}\right) - 1}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1}. \quad (9)$$

Значение $a_{\lambda,T}$ для разных тел можно найти в справочниках или определить экспериментально. Из уравнения (9) можно найти для данной длины волны абсолютную температуру исследуемого тела.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Принципиальная электрическая схема лабораторной установки для определения постоянной Стефана–Больцмана показана на рис. 2.

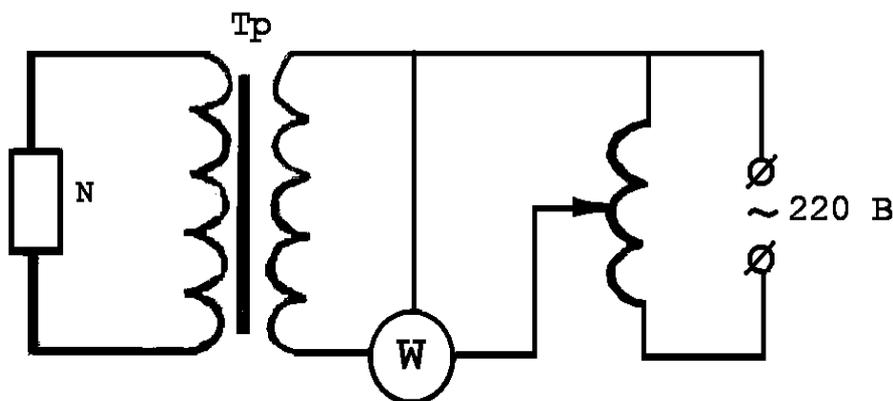


Рис. 2. Электрическая схема установки

В качестве теплового излучателя используется серое тело – никелевая пластинка, нагреваемая электрическим током. Излучатель **N** включается во вторичную обмотку понижающего трансформатора **Тр**. На первичную обмотку трансформатора подается переменное напряжение от лабораторного автотрансформатора ЛАТРа, который включается непосредственно в сеть 220 В.

Изменяя ЛАТРОм ток в цепи исследуемого тела, получают различную степень его нагретости.

Мощность электрического тока, которая расходуется на поддержание излучателя в накаленном состоянии, измеряется с помощью ваттметра W . Зная эту мощность P , можно было бы рассчитать энергетическую светимость накаленного тела:

$$R_T = \frac{P}{S},$$

где S – площадь поверхности. Но не вся электрическая мощность P , измеряемая с помощью ваттметра, идет на излучение. Часть ее отводится в виде тепла вследствие теплопроводности токопроводящих проводов и среды, окружающей накаленное тело.

Мощность P_1 , которая непосредственно расходуется на излучение накаленного тела, можно вычислить, умножив P на коэффициент K_1 ($K_1 < 1$), учитывающий потери на теплопроводность:

$$P_1 = K_1 P.$$

Следовательно: $R_T = \frac{P_1}{S}.$

Согласно закону Стефана–Больцмана мощность, идущая на излучение абсолютно черным телом с поверхности площадью S , равна

$$S R_T^0 = S \sigma T^4.$$

С учетом того, что исследуемое тело не является абсолютно черным, оно ежесекундно теряет мощность:

$$P^* = K \sigma S (T^4 - T_0^4),$$

где K – степень черноты исследуемого тела.

Приравнивая эту мощность мощности, излучаемой никелевой лентой, получим

$$K_1 P = K \sigma S (T^4 - T_0^4). \quad (10)$$

Для исследуемого серого тела степень черноты K численно равна коэффициенту тепловых потерь K_1 . Тогда постоянную в законе Стефана–Больцмана можно определить так:

$$\sigma = \frac{P}{S (T^4 - T_0^4)}.$$

Описание оптического пирометра

Для измерения температуры накаливаемого тела в данной лабораторной работе используется оптический пирометр ЭОП-66. Работа пирометра основана на измерении квазимонохроматической яркости излучения нагретого объекта путем уравнивания ее с яркостью эталона. В качестве эталона яркости в пирометре используется специальная пирометрическая лампа, для которой дана зависимость температуры нити от тока, протекающего по ней. Изображение источника излучения, температуру которого необходимо измерить, с помощью объектива проецируется в плоскости нити пирометрической лампы. Наблюдатель, смотрящий в окулярный микроскоп, видит нить пирометрической лампы на фоне изображения источника излучения. Изменяя силу тока в пирометрической лампе, уравнивают яркость нити лампы с яркостью измеряемого объекта. Температура объекта определяется по градуировке величины тока, протекающего по нити пирометрической лампы в момент уравнивания яркостей нити и изображения объекта. В оптическую схему пирометра (рис. 3) входит двухлинзовый объектив 1, микроскоп 2, являющийся окуляром пирометра, и пирометрическая лампа 3. Поглощающее стекло 4 установлено на пути светового потока и предназначено для расширения диапазона измеряемых температур. Красные светофильтры 5 служат для монохроматизации светового потока.

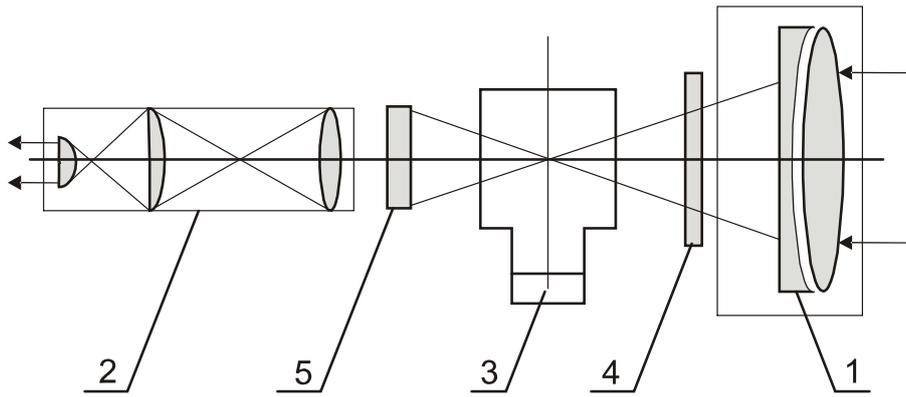


Рис. 3. Схема оптического пирометра

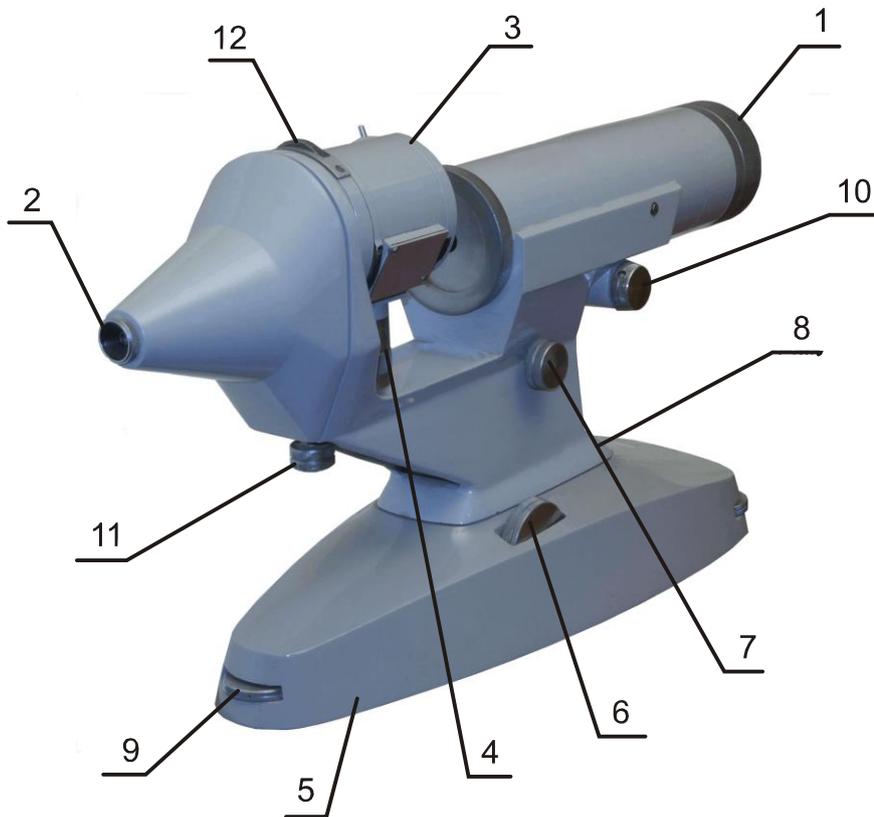


Рис. 4. Общий вид пирометра ЭОП-66

Пирометр ЭОП-66 представляет собой телескоп (рис. 4), состоящий из линзового объектива 1 и окулярного микроскопа 2, оправы которых закреплены в кронштейне. К кронштейну крепится блок ламп 3, в котором помещены три патрона с лампами 4. Телескоп пирометра установлен на массивном основании 5. С помощью барабана 6, при затянутом стопоре 7, телескоп пирометра плавно поворачивается на угол до 25° в горизонтальной плоскости, а ручкой 8 фиксируется в выбранном положении. При необходимости быстрого поворота в горизонтальной плоскости следует ослабить стопор 7 и ручку фиксатора 8, после чего вручную повернуть кронштейн. Основание пирометра 5 имеет винтовые опоры 9, позволяющие наклонять оптическую ось прибора в пределах $\pm 3^\circ$. Для получения четкого изображения объектов, расположенных на различных расстояниях от прибора, объектив пирометра с помощью ручки 10 перемещается вдоль оптической оси. Перемещение окуляра микроскопа 2 вдоль оптической оси обеспечивает необходимую диоптрийную наводку. Поворотом ручки 11 лампы поочередно вводятся в поле зрения окуляра пирометра. Контактная система обеспечивает подключение напряжения только к лампе, находящейся в поле зрения окуляра пирометра. Поворотный механизм кассеты светофильтров 12 обеспечивает введение соответствующих стекол в поле зрения окуляра пирометра, чем обеспечивается монохроматизация светового потока. Положение кассеты обозначается индексами (точками) по окружности кассеты. В первом окне кассеты светофильтров (•) установлено бесцветное стекло, во втором (••) и третьем (•••) окне – красные светофильтры с эффективной длиной волны (0.65 ± 0.01) мкм, в четвертом – зеленое стекло.

Определение температуры пирометром сводится к субъективному сравнению яркости излучения исследуемого источника с яркостью эталона – нити пирометрической лампы. Если в результате измерений будет достигнуто равенство яркостей, то нить накаливания пирометрической лампы исчезнет (перестанет быть видна) на фоне изображения источника измеряемого излучения.

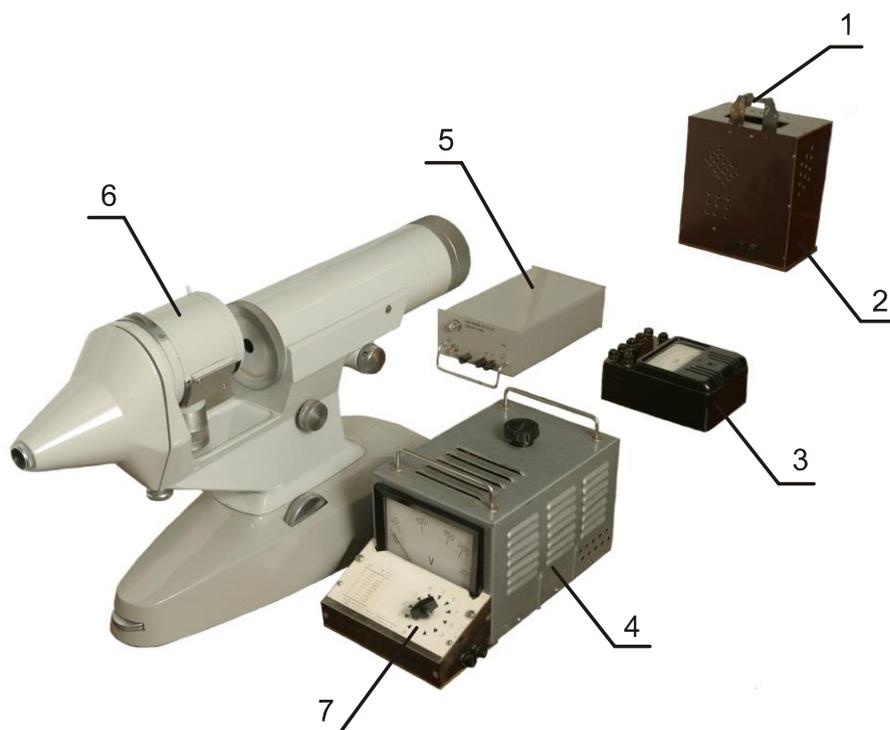


Рис. 5. Общий вид лабораторной установки:

1 – никелевая пластинка; 2 – понижающий трансформатор; 3 – ваттметр; 4 – ЛАТР;
5 – источник питания пирометрической лампы; 6 – пирометр; 7 – переключатель температур

Мощность нагрева нити накаливания пирометрической лампы является показателем оптической (яркостной) температуры измеряемого объекта N . Ее можно определить по градуировочной кривой, либо непосредственно отсчитать по температурной шкале прибора.

Общий вид лабораторной установки показан на рис. 5.

Порядок выполнения работы

1. Визуально ознакомиться с установкой. Обратит внимание на то, чтобы рукоятка ЛАТРа была выведена в крайнее левое положение (против часовой стрелки), а переключатель блока фиксированных температур был установлен в положение «0».

2. Ввести в поле зрения окуляра пирометра среднюю (из трех) пирометрическую лампу и, вращая механизм диоптрийной установки, добиться

четкого изображения ее нити. Светофильтр в этом случае из поля зрения окуляра лучше вывести (индекс •).

С помощью рукояток горизонтального и вертикального перемещения пирометра направить телескоп прибора на измеряемый объект и перемещая объектив (ручка 10, рис. 4), добиться резкого изображения объекта. Это можно сделать, если расстояние от телескопа до исследуемого тела не менее 0.7 м.

Внимание! Телескоп прибора, как правило, уже направлен на измеряемый объект и сфокусирован. Если это не так, то лучше обратиться к лаборantu или преподавателю.

4. Ввести в поле зрения красный светофильтр (индекс ••).

5. Включить ЛАТР и источник питания пирометрической лампы в сеть 220 В.

6. Установить переключатель блока фиксированных температур в положение «1» и, наблюдая в окуляр, постепенно изменять с помощью ЛАТРа накал никелевой пластинки, до тех пор, пока средний участок (вершина дуги) нити лампы не исчезнет на фоне изображения раскаленной пластинки. В этот момент отсчитать по ваттметру значение излучаемой мощности. Этот результат и значение температуры нити пирометрической лампы записать в таблицу.

Внимание! Так как никелевая пластинка обладает тепловой инерцией, т.е. не сразу достигается равномерный накал, изменять силу тока накала нужно достаточно медленно, чтобы к моменту измерения успевало возникнуть равновесное состояние теплового режима пластинки.

7. Изменить температуру нити пирометрической лампы (переключатель блока фиксированных температур установить в положение «2», «3» и т.д.) и произвести сравнение яркостей и измерение мощности излучения исследуемого тела аналогично описанному в п. 6. Результаты измерений записать в таблицу.

8. По окончании измерений вывести рукоятку ЛАТРа в крайнее левое (против часовой стрелки) положение, установить переключатель фиксированных температур в положении «0», выключить ЛАТР и источник питания пирометрической лампы.

9. Измерить с точностью до 1 мм ширину излучающей пластинки и ее длину L , т.е. расстояние между зажимами, в которых она укреплена. По этим данным рассчитать площадь излучающей поверхности:

$$S \approx 2aL.$$

Толщина пластинки незначительна, поэтому площадью ее торцов можно пренебречь.

10. Для каждой из фиксированных температур вычислить постоянную σ в законе Стефана–Больцмана:

$$\sigma_i = \frac{P_i}{S(T^4 - T_0^4)}.$$

Найти среднее значение σ и погрешность измерения $\Delta\sigma$:

$$\Delta\sigma = t_{p,n} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{\sigma} - \sigma_i)^2}{n(n-1)}},$$

где $t_{p,n}$ – коэффициент Стьюдента, $p = 0.95$ – надежность измерения, n – количество независимых значений.

11. Окончательный результат измерений представить в виде:

$$\sigma = \bar{\sigma} \pm \Delta\sigma$$

с указанием единиц измерения.

Таблица для записи результатов экспериментов:

Таблица

№, п/п	$t, ^\circ\text{C}$	T, K	$W, \text{Вт}$	$\sigma, \text{Вт/м}^2 \times \text{град}^4$
1				
2				
...				

Контрольные вопросы

1. Что называется энергетической светимостью тела, испускательной способностью и поглощательной способностью? Каков физический смысл этих понятий?
2. Сформулируйте закон Кирхгофа.
3. Дайте определение абсолютно черного тела. Что понимают под термином «серое тело»?
4. Перечислите основные законы излучения абсолютно черного тела.
5. Сформулируйте основные принципы пирометрии.
6. Как устроен оптический пирометр с исчезающей нитью и каков принцип его действия?
7. Почему яркостная температура тел всегда меньше термодинамической?
8. Почему окна домов в солнечную погоду кажутся темнее стен?

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Издательство МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.

Лабораторная работа № 13/19

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА

Приборы и принадлежности: монохроматор УМ-2, ртутная и водородная трубки с источниками питания.

Введение

Вся совокупность наших сведений об оптических явлениях свидетельствует, что излучение света обусловлено процессами, в которых принимают участие электроны, входящие в состав атома. Излучение света атомом подчиняется квантовым законам, в основу которых положены два постулата Бора:

1. Атом характеризуется известными состояниями, в которых излучение не имеет места, даже если заряженные частицы атома находятся во взаимном движении. Эти состояния можно назвать стационарными, момент количества движения электронов на которых удовлетворяет условию

$$m v r = n \hbar, \quad (1)$$

где m – масса электрона, v – модуль линейной скорости электрона, r – радиус орбиты электрона, n – номер стационарной орбиты ($n = 1, 2, \dots$), \hbar – постоянная Планка.

2. Всякое излучение или поглощение энергии атомом должно соответствовать переходу из одного стационарного состояния в другое. При таких переходах испускается или поглощается монохроматическое излучение, частота которого ν определяется соотношением:

$$h\nu = E_n - E_m \quad (2)$$

$$\hbar\omega = E_n - E_m,$$

где E_n и E_m – это энергии системы в первом и во втором стационарных состояниях, h – постоянная Планка, ν и ω – линейная и круговая частота электромагнитного излучения.

Последовательно применяя постулаты Бора к излучению атома водорода, можно показать, что линии в спектре атома водорода укладываются в простое соотношение:

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (3)$$

где $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ – волновое число (величина, обратная длине волны λ), измеряемая в обратных сантиметрах (см^{-1}), R – постоянная Ридберга, n и m – квантовые числа, принимающие целочисленные значения, причем всегда $m > n$.

Соотношение (3) было получено опытным путем *Бальмером* при $n = 2$, а $m = 3, 4, \dots$, впервые исследовавшим видимую область спектра атома водорода. Позднее было показано, что линии водорода, лежащие в ультрафиолетовой и инфракрасной частях спектра, также укладываются в аналогичные формы, а именно: серия *Лаймана* (в далекой ультрафиолетовой области) в формулу:

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad \text{при } n = 1 \quad m = 2, 3, \dots,$$

серия *Пашена* (в близкой инфракрасной области) в формулу:

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad \text{при } n = 3 \quad m = 4, 5, \dots,$$

серия *Брекетта* (в более удаленной инфракрасной области)

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad \text{при } n = 4 \quad m = 5, 6, \dots,$$

серия *Пфунда* (еще дальше в инфракрасной области)

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad \text{при } n = 5 \quad m = 6, 7, \dots$$

Формулу (3), описывающую все наблюдаемые линии в спектре атома водорода, называют ***обобщенной формулой Бальмера***.

Целью настоящей работы является определение постоянной Ридберга R , измерением длин волн в видимой области спектра атома водорода при использовании формулы Бальмера

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ при } n = 2 \quad m = 3, 4. \quad (4)$$

Видимая часть линейчатого спектра водорода (серия Бальмера) состоит из ряда линий, наиболее яркими из которых являются следующие четыре: красная H_α ($m=3$), голубая H_β ($m=4$), фиолетовые H_γ ($m=5$), H_δ ($m=6$).

Описание установки и методика измерений

Для получения линейчатого спектра атома водорода в работе используется монохроматор УМ-2. Схема установки и ее общий вид изображены на рис. 1 и 2.

Она состоит из монохроматора 1, ртутной лампы 2 с пускателем 3 и водородной лампы 4 с блоком питания 5.

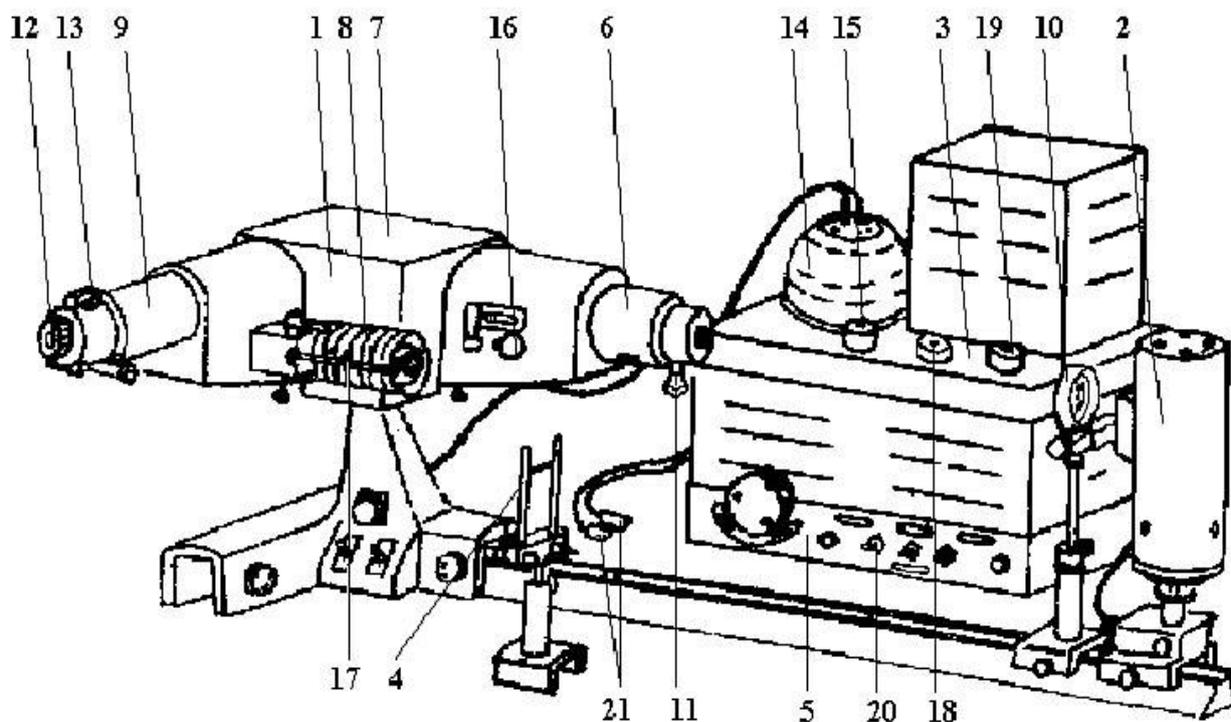


Рис. 1. Схема установки

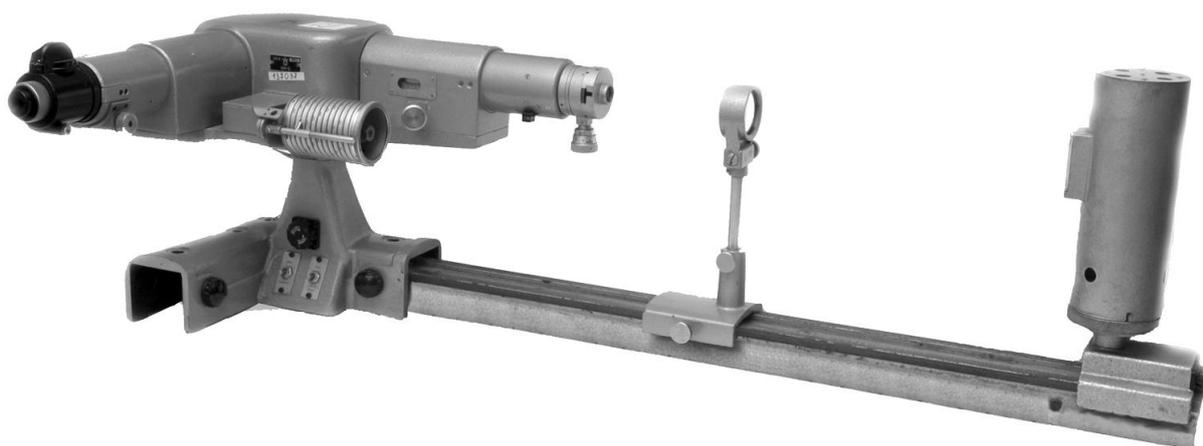


Рис. 2. Общий вид лабораторной установки

Основными частями монохроматора являются коллиматор 6, призмный столик 7 с поворотным механизмом 8 и выходная труба 9.

Свет от источника фокусируется конденсором 10 на щели коллиматора, ширина которой регулируется винтом 11.

При этом источник, конденсор и щель должны быть расположены соосно. Далее свет, проходя через диспергирующую систему призмного столика 7, разлагается в спектр, и отдельные его участки могут быть введены в поле зрения выходной трубы 9 поворотным механизмом 8. Наблюдение за спектром осуществляется через окуляр 12 выходной трубы. В фокальной плоскости выходной трубы 9 имеется указатель, резкого изображения которого на фоне спектра добиваются поворотом окулярного барабана 12. Указатель освещается лампочкой через сменные светофильтры в револьверной оправе 13, которая питается от трансформатора 14 пускового устройства 3 через выключатель 15. Для получения резкого изображения линий спектра в фокальной плоскости выходной трубы 9 в монохроматоре предусмотрено фокусирующее устройство, вращая барабан 16 которого, можно сфокусировать любую линию спектра. Таким образом, совместив указатель выходной трубы с соответствующей линией спектра вращением поворотного механизма 8, можно зафиксировать положение линии в спектре по шкале поворотного механизма против индекса 17,

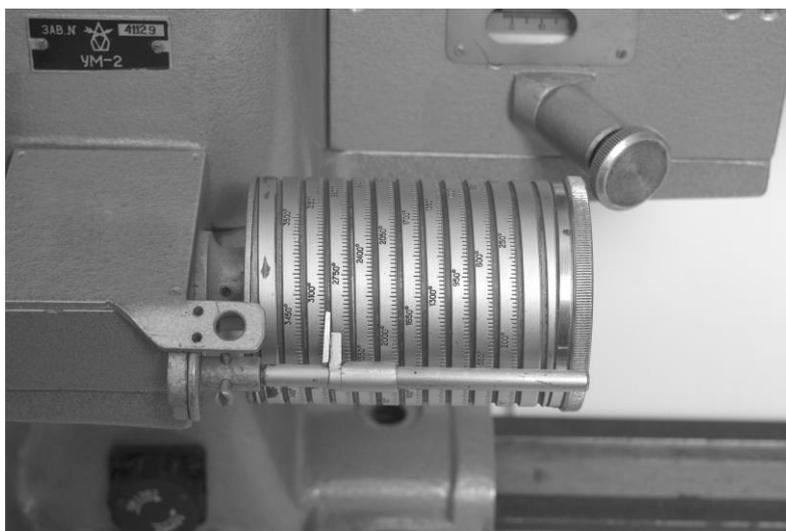


Рис. 3. Вид шкалы поворотного механизма

скользящего по спиральной канавке. Вид шкалы поворотного механизма представлен на рис. 3.

Прежде чем измерить длины волн нужных линий в спектре водорода, необходимо сделать градуировку монохроматора по известному спектру ртути. Для этого перед конденсором 10 (рис. 1) помещают ртутную лампу 2 и подключают её к пусковому устройству 3. Подав напряжение 220 В на пусковое устройство 3, зажигают лампу нажатием кнопки 18, предварительно поставив выключатель 19 в положение «включено». Устанавливают ширину щели порядка (0.01–0.02) мм поворотом винта 11, получают резкое изображение указателя и линий ртутного спектра в фокальной плоскости выходной трубы 9 по выше описанной методике и приступают к определению положения по шкале поворотного механизма 8 против индекса 17. Для градуировки монохроматора достаточно найти положение самых ярких линий спектра ртути, значение длин волн которых даны в табл. 1. С тем, чтобы обеспечить более точное построение градуировочного графика, линии спектра ртути необходимо подводить к указателю всегда с одной стороны: либо слева, либо справа. Полученные данные используют для построения градуировочной кривой монохроматора, откладывая по оси абсцисс показания по шкале поворотного механизма, а по оси ординат – соответствующие им значения длин волн линий ртути.

Спектр ртути

№ п/п	Длина волны (Å)	Цвет	Яркость
1	6907	темно-красный	Средняя
2	6716	Темно-красный	Слабая
3	6234	Красный	Средняя
4	6123	Красный	Слабая
5	6073	Красно-оранжевый	Слабая
6	5790.7	Желтый	Яркая
7	5769.6	Желтый	Яркая
8	5460.7	Зеленый	Очень яркая
9	4960	Голубо-зеленый	Средняя
10	4916.4	Голубо-зеленый	Средняя
11	4358.3	Синий	Очень яркая
12	4347.5	Синий	Средняя
13	4339	Синий	Средняя
14	4078.1	Фиолетовый	Средняя
15	4046.8	Фиолетовый	Яркая

Для измерения длин волн линий в спектре атома водорода необходимо перед щелью монохроматора поставить водородную лампу 4 (см. рис. 1), соединить ее с блоком питания 5 при помощи щупов 21 и подключить блок питания к сети 220 В. Лампа включается выключателем 20. Внешний вид лабораторной установки для изучения спектра водорода представлен на рис. 4.



Рис. 4. Вид установки для изучения спектра водорода

Положение линий спектра водорода по шкале поворотного механизма 8 необходимо определять так, как это было сделано для линий спектра ртути. Начинать поиск нужных линий надо с красной H_α интенсивной линии водорода. Ее легко найти и она не может быть спутана с молекулярными полосами в спектре. Вторая линия H_β – зелено-голубая. В промежутке между H_α и H_β лежит ряд красно-желтых молекулярных полос, слабых по сравнению с обеими нужными линиями. Перед линией H_β лежат еще слабые, размытые темно-зеленые молекулярные полосы. Третья линия H_γ – фиолетовая. Этой линии предшествуют еще слабые, размазанные фиолетовые полосы. Определив положение указанных линий водорода по шкале поворотного механизма, находят значения их длин волн по градуировочному графику. Найденные значения длин волн (λ_α , λ_β , λ_γ) линий водорода позволяют по формуле (4) найти значение постоянной Ридберга для каждой из них.

Порядок выполнения работы

Работу нужно выполнять в следующей последовательности:

1. Тщательно ознакомиться с описанием установки и методикой измерения на ней.

2. Зажечь ртутную лампу, сфокусировать ее спектр излучения и указатель окуляра в фокальной плоскости выходной трубы.

3. Произвести измерения положения основных линий (указанных в табл. 1) спектра ртути по шкале поворотного механизма и представить их в виде таблицы.

4. Построить градуировочный график монохроматора по данным пункта 3, выбрав для этого подходящий масштаб.

5. Зажечь водородную лампу и определить положение линий (H_α , H_β , H_γ) спектра водорода по шкале поворотного механизма монохроматора.

6. Пользуясь градуировочным графиком и данными пункта 5, найти длины волн (λ_α , λ_β , λ_γ) соответствующих линий водорода, и по формуле (4) вычислить постоянную Ридберга для каждой из них.

7. Найти среднее значение постоянной Ридберга и оценить погрешность в ее определении.

Контрольные вопросы

1. Что называют оптическим спектром?
2. Что такое линейчатый и сплошной спектр? Какой спектр мы наблюдаем в этом опыте?
3. Назовите способы получения и наблюдения спектров.
4. Почему спектр водорода и других газов линейчатый, а спектр лампы накаливания – сплошной?
5. Сформулируйте основные законы квантовой теории света, описывающие излучение света атомами.
6. С помощью квазиклассической теории Бора получите формулу для энергии электрона E_n в однократно ионизированном атоме гелия. В чем, как вам кажется, основной недостаток теории Бора?

Рекомендуемая литература (обязательная)

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И. Физика. Часть 2. Оптика. Квантовая физика. Строение и физические свойства вещества: Учебник. Минск: Вышэйшая школа, 2014. С. 232.

Рекомендуемая литература (дополнительная)

1. Тиморева А.В., Фриш С.Э. Курс общей физики. СПб.: Изд. «Лань», 2006. Т.3. С. 470.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Физматлит; Издательство МФТИ, 2002. Т.4. С. 791.

Учебное издание

Бабушкин Игорь Аркадьевич
Сидоров Александр Сергеевич

ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ ПО ОПТИКЕ

Учебное пособие

Редактор *Е. В. Шумилова*
Корректор *В. Е. Пирожкова*
Техническая подготовка материалов: *А. С. Сидоров*

Объем данных 4,95 Мб
Подписано к использованию 02.03.2020

Размещено в открытом доступе
на сайте www.psu.ru
в разделе НАУКА / Электронные публикации
и в электронной мультимедийной библиотеке ELiS

Издательский центр
Пермского государственного
национального исследовательского университета
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15