

0-733



Министерство высшего и
среднего специального
образования БССР

Брестский
инженерно-строительный
институт

Кафедра физики

Лабораторные
Работы

по курсу ~~проверка фонда~~ физики

Часть VIII

„Волновая оптика“

(№ 7,8,9)

Брест

1986

БРЕСТСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-СТРОИТЕЛЬНЫЙ ИНСТИТУТ

Кафедра физики

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

по курсу физики

Часть VIII. Волновая оптика.

/ №№ 7,8,9/

Утверждены советом
механического факультета
от 23.X.1986г. протокол №2.

Брест, 1986

УДК 53 (076.5)

Лабораторные работы № 7,8,9 по разделу курса общей физики "Волновая оптика".

В описаниях работ приведены теоретические сведения, описания лабораторных установок, методики проведения опытов и измерений, задания для самостоятельной работы, а также контрольные вопросы и литература. Для обработки и интерпретации полученных результатов применены метод наименьших квадратов и критерий Пирсона.

Методические пособия составлены в соответствии с программой курса физики для инженерно-технических специальностей вузов от 26 июня 1982 года (индекс УМУ-9/1). Предназначены для студентов всех форм обучения БИСИ.

Авторы работ: 7 - Гладышук А.А., Нозикова Т.А., Чопчиц Н.И.
8 - Гладышук А.А., Швец М.И.
9 - Луценко Е.В., Кандилян Г.С., Чопчиц Н.И.

Установки изготовили: инженеры кафедры физики Юхнович А.А., Луценко Е.В.

Под общей редакцией старшего преподавателя кафедры физики Гладышука А.А.

Рекомендованы к изданию научно-методическим семинаром кафедры физики БИСИ и Советом механического факультета БИСИ.

Рецензенты: кафедра физики Брестского государственного педагогического института им. А.С.Пушкина; доцент БГПИ, к.ф.-м.н. Косарев В.М.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №7

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ
БИПРИЗМА ФРЕНЕЛЯ

- I. Цель работы: изучение методов получения когерентных источников света искусственным делением фронта световой волны (бипризма Френеля); изучение явления интерференции света; определение длины волны источника света и расстояний между когерентными источниками света.
- II. Приборы и принадлежности: источник света, светофильтры, раздвижная щель, бипризма Френеля, микроскоп с отсчетной шкалой, оптические рейтеры.
- III. Введение.

Явление, при котором происходит усиление и ослабление света в результате сложения когерентных волн, называется интерференцией света.

Необходимым условием интерференции света является их когерентность; равенство частот (длин волн) складываемых колебаний, постоянная за время наблюдения разность хода (разность фаз) между складываемыми волнами и, наконец, складываемые колебания должны быть одинаково поляризованы, т.е. иметь одинаковую пространственную ориентацию. При выполнении этих условий можно наблюдать интерференцию не только световых волн, а любых электромагнитных, акустических, механических и т.д. колебаний. Другими словами, явление интерференции света — это волновое явление.

Для световых волн, также как и для любых других, справедлив принцип суперпозиции. Так как свет имеет электромагнитную природу, то применение этого принципа означает, что результирующая напряженность электрического (магнитного) поля двух световых волн, проходящих через одну точку пространства, равна векторной сумме напряженностей электрических (магнитных) полей каждой из волн в отдельности.

В частном случае, когда напряженности составляющих полей равны, но противоположно направлены (рис. 1а), напряженность результирующего поля будет равна нулю: свет гасится светом. И наоборот, если направления векторов напряженностей электричес-

ких полей слагаемых волн одинаково направлены (рис.1б), то происходит увеличение интенсивности света.

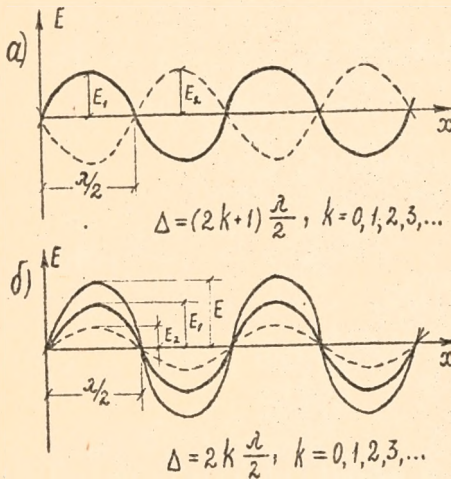


Рис. I. Схема сложения когерентных колебаний, соответствующая минимуму (а) и максимуму (б) интерференционной картины.

исходных колебаний, т.е.

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (7.1)$$

где φ_1 и φ_2 - начальные фазы складываемых колебаний.

Анализируя выражение (7.1), нетрудно убедиться, что

- 1) если $\varphi_2 - \varphi_1 = 0; 2\pi; 4\pi; \dots; 2k\pi$, где $k=0,1,2,3,\dots$,
то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 1$ и $E = E_1 + E_2$, происходит усиление результирующего колебания (рис.1б);
- 2) если $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi; 3\pi; 5\pi; \dots; (2k+1)\pi$, где $k=0,1,2,3,\dots$,
то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = -1$ и $E = E_1 - E_2$, происходит наоборот, ослабление света, а при равенстве $E_1 = E_2$ его полное гашение (рис.1а).

На рис. I приняты во внимание только колебания электрического поля электромагнитной волны, а колебания магнитного поля здесь просто не изображены. Это оправдано тем, что свет мы зрительно воспринимаем благодаря электрическому полю электромагнитной волны (для глаза $\epsilon > 1$), а магнитное поле почти не взаимодействует с веществом глаза ($\mu \approx 1$). Амплитуду результирующего колебания можно найти известным методом сложения колебаний одинакового направления: путем геометрического сложения амплитуд

Обычно эти условия формулируются не через разность фаз, а через разность хода Δ . Известно, что фазе $\varphi = \pi$ соответствует пройденный волной путь, равный половине длины волны $\frac{\lambda}{2}$. Тогда условие интерференционного максимума можно сформулировать так: максимальное усиление результирующего колебания наступает, если разность хода слагаемых волн равна четному числу полуволн или целому числу длин волн, т.е.

$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda. \quad (7.2)$$

Условие интерференционного минимума: ослабление результирующего колебания будет максимальным, если разность хода слагаемых волн равна нечетному числу полуволн, т.е.

$$\Delta = (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (7.3)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ называется порядком интерференционного максимума или минимума.

Если разность фаз ($\varphi_2 - \varphi_1$) хаотически изменяется во времени (некогерентные волны), то среднее значение -

$$\langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle = \frac{1}{t} \int_0^t \cos(\varphi_2 - \varphi_1) dt = 0.$$

Тогда $\langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle. \quad (7.4)$

Поскольку интенсивность света $\mathcal{I} \propto E^2$, то $\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2$.

Значит, наблюдается обычное усредненное сложение интенсивности света, а явления интерференции, т.е. перераспределения освещенностей, нет.

Если $(\varphi_2 - \varphi_1) = \text{const}$, т.е. не изменяется во времени, то

$$\langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle = \frac{1}{t} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \int_0^t dt = \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \text{const}$$

и $\langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + 2\langle E_1 \rangle \langle E_2 \rangle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + \langle E_2^2 \rangle, \quad (7.5)$

т.е. результирующая интенсивность света не равна сумме интенсивностей, а зависит от разности фаз, значит, возникает явление интерференции.

Ширина интерференционных полос. Пусть имеем два когерентных точечных источника (рис.2) S_1 и S_2 , расположенных друг

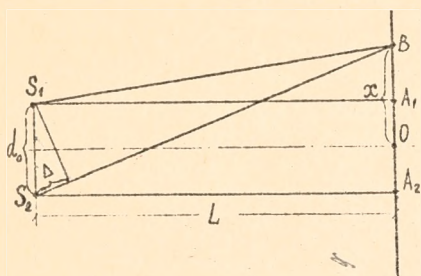


Рис. 2. К расчету ширины интерференционных полос.

от друга на расстоянии d_0 . Рассмотрим интерференцию волн, исходящих от этих источников на экране, параллельной линии расположения источников $S_1 S_2$ и отстоящем на расстоянии L во много раз большем d_0 ($L \gg d_0$). Интенсивность света в точке B , расстояние до которой от центра экрана O равно x , как следует из у-

словий (7.2) и (7.3), зависит от разности хода лучей $S_2 B - S_1 B = \Delta$.

Из прямоугольных треугольников $\Delta S_1 A_1 B$ и $\Delta S_2 A_2 B$ имеем: $(S_2 B)^2 = L^2 + (x + \frac{d_0}{2})^2$ и $(S_1 B)^2 = L^2 + (x - \frac{d_0}{2})^2$.

Разность $(S_2 B)^2 - (S_1 B)^2 = (S_2 B - S_1 B)(S_2 B + S_1 B)$.

Так как $L \gg d_0$, то $(S_2 B + S_1 B) \approx 2L$, а $(S_2 B - S_1 B) = \Delta$.

Раскрывая скобки правых частей, получим: $2L \cdot \Delta = 2d_0 x$, откуда

$$x = \frac{L \cdot \Delta}{d_0} \quad (7.6)$$

Если предположить, что в точке B наблюдается максимум k го порядка, то согласно (7.2) $\Delta = k \cdot \lambda$, поэтому

$$x = \frac{k L \lambda}{d_0} \quad (7.7)$$

Разделив x на k , получим ширину интерференционной полосы:

$$\Delta x = \frac{L \cdot \lambda}{d_0} \quad (7.8)$$

Как видно из выражения (7.8), ширина интерференционной полосы Δx будет тем больше, чем меньше расстояние между когерентными источниками. Увеличение Δx с ростом Δ ограничено так называемой временной когерентностью, под которой понимают согласованное протекание складываемых колебаний в данной точке пространства в разные моменты времени. Как известно, у

традиционных источников света время когерентности составляет $\tau_{\text{ког}} \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ с, а для лазерного излучения оно может быть $\tau_{\text{ког}} \sim 10^{-5}$ с.

Поэтому, зная время когерентности $\tau_{\text{ког}}$, можно оценить длину когерентности

$$l_{\text{ког}} = \tau_{\text{ког}} \cdot v, \quad (7.9)$$

где v — скорость света в данной среде.

Значит, для возникновения интерференции необходимо, чтобы разность хода между световыми пучками не превышала длины когерентности:

$$\Delta < l_{\text{ког}} = v \cdot \tau_{\text{ког}}. \quad (7.10)$$

В случае использования протяженных источников света необходимо помнить о пространственной когерентности, т.е. согласованном протекании световых колебаний, излучаемых разными точками светящегося тела в один и тот же момент времени.

Если представить протяженный источник света как совокупность точечных источников, то интерференционные картины, локализованные в некоторой области пространства от каждого из них, должны совпадать, т.е. максимумы одних приходится на максимумы других так, что возникает интерференция от протяженного источника. Максимальное расстояние между точками протяженного источника света, для которого выполняется это условие когерентности, называется радиусом когерентности.

Наблюдение интерференции света возможно при выполнении условий как временной, так и пространственной когерентности.

IV. Описание установки.

Установка для определения длины волны (рис.3) состоит из осветителя (1), раздвижной щели (3), бипризмы Френеля (4), вспомогательной линзы (5), отсчетного микроскопа (6), установленных на оптической скамье на одной высоте. Осветитель снабжен светофильтрами (2), которые позволяют выделить определенный участок спектра. Регулируемая щель и бипризма закреплены на оптической скамье постоянно. Вспомогательная линза и микроскоп свободно передвигаются вдоль оптической скамьи, снабженной сантиметровыми делениями.

Указатели, прикрепленные к рейтерам, позволяют измерить расстояние между щелью, бипризмой, вспомогательной линзой и

микроскопом.

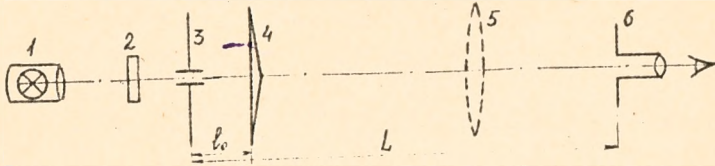


Рис. 3. Схема лабораторной установки.

При центровке системы по высоте широко раскрывают щель и наблюдают положение световых пучков в фокальной плоскости отсчетного микроскопа при помощи листа белой бумаги.

Бипризма Френеля (рис. 4, 5) представляет собой две призмы с малыми углами преломления θ , склеенные друг с другом основаниями.

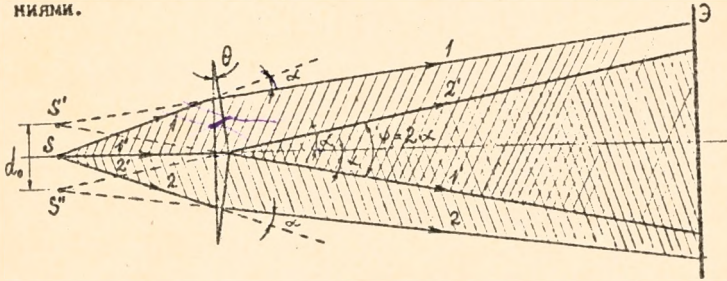


Рис. 4. Схема реализации интерференции с помощью бипризмы Френеля.

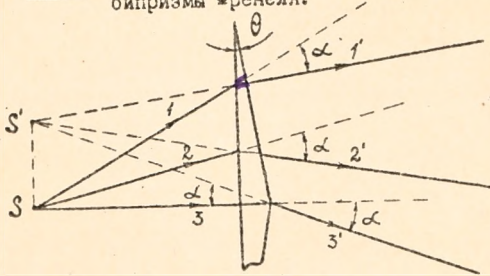


Рис. 5. Ход лучей в призме с малым углом преломления θ .

Призма с малым углом преломления θ (горядка 40 - 50 минут) обладает свойством отклонять все падающие на нее лучи на одинаковый малый угол $\mathcal{L} = (n-1)\theta$, где n - показатель преломления вещества призмы, поэтому световой конус, ограниченный лучами 1, 2, 3 (рис. 5), преломившись в призме, повернется на угол \mathcal{L} к основанию призмы (лучи 1', 2', 3'). Поэтому лучи пересекаются в одной точке (при обратном продолжении) и призма дает мнимое стигматическое изображение источника света. Если условие малости угла θ не выполняется, свет, падающий на различные части призмы, преломившись в ней, будет отклоняться на разные углы; мнимое изображение источника света будет теперь астигматическим, интерференционная картина потеряет четкость, а при определенном угле θ вовсе наблюдаться не будет.

С другой стороны, малый угол θ обеспечивает малость расстояния между мнимыми изображениями источника света, т.к.

$SS_1 \sim tg \alpha$, что в свою очередь необходимо для того, чтобы ширина интерференционной полосы была достаточной для наблюдения. Интерференционная картина получается при наложении когерентных волн, излучаемых мнимыми источниками S_1 и S_2 . Угол $\varphi = 2\mathcal{L}$ называется угловой шириной зоны интерференции.

У. Теория метода.

Для определения расстояния d_0 между мнимыми изображениями щели, получаемыми с помощью бипризмы Френеля, между отсчетным микроскопом 6 и бипризмой 4 помещают вспомогательную линзу 5 с известным фокусным расстоянием f . Линзу располагают так, что указанные мнимые изображения щели в бипризме располагаются за фокусом линзы (т.е. $v > f$). При этих условиях линза дает действительное изображение источников S_1 и S_2 . Это изображение двойной щели рассматривается в отсчетный микроскоп, что позволяет найти расстояние d между ними по шкале в поле зрения микроскопа.

Пусть при положении линзы 5, ближайшем к бипризме, расстояние между изображениями равно d (рис. 6а), а при некотором другом - d_i (рис. 6б, индекс i нумерует возможные варианты положения линзы).

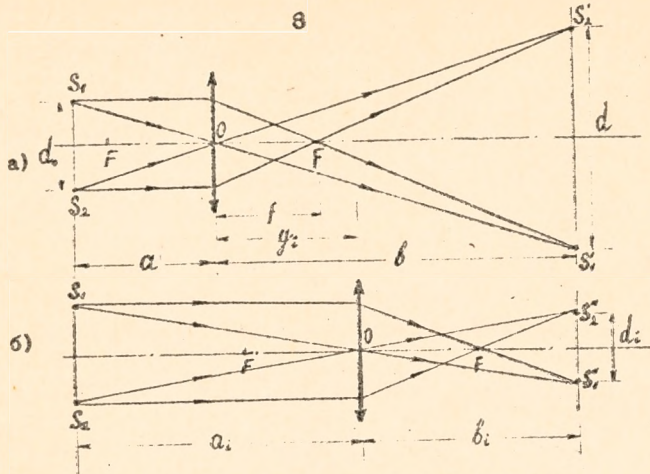


Рис. 6. Код лучей в вспомогательной линзе.

Тогда, используя формулу линзы и подобие соответствующих треугольников, получим

$$\frac{d_c}{d} = \frac{a}{b} = \frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}, \quad (7.11)$$

$$\frac{d_c}{d_i} = \frac{a_i}{b_i} = \frac{1}{f} = \frac{1}{a_i} + \frac{1}{b_i}. \quad (7.12)$$

Из (7.11) и (7.12) имеем соответственно:

$$a = \left(\frac{d_c}{d} + 1\right)f \quad \text{и} \quad a_i = \left(\frac{d_c}{d} + 1\right)f. \quad (7.13)$$

Обозначим через y_i величину смещения вспомогательной линзы в i -м положении по отношению к положению, ближайшему к би-призме: $y_i = a_i - a$. Тогда получим $y_i = d_c f \left(\frac{1}{d_i} - \frac{1}{d}\right)$.

$$\text{откуда} \quad y_i = \frac{f(d-d_i)}{dd_i} d_c. \quad (7.14)$$

$$\text{Вводя обозначения} \quad Z_i = \frac{f(d-d_i)}{dd_i}, \quad (7.15)$$

$$\text{запишем (7.14) в виде} \quad Z_i = \frac{1}{d_c} y_i. \quad (7.16)$$

В формуле (7.16) величина y_i задается экспериментатором, а Z_i вычисляется по формуле (7.15) по измеренным d ,

d_i и известному фокусному расстоянию f , так что величина d_0 сразу может быть вычислена по формуле $d_0 = \frac{y_i}{z_i}$. По

вполне понятным причинам ограничиться однократным измерением величины y и z при каком-либо одном, кроме начального, ближайшего к бипризме, положении вспомогательной линзы нельзя. Поэтому необходимо провести серию измерений, задавая ряд значений y_i и вычисляя соответствующие z_i , найти затем $d_{0i} = \frac{y_i}{z_i}$. В качестве значения d_0 можно было бы принять среднее арифметическое найденных значений d_{0i} , однако анализ показывает, что лучшие результаты дает обработка по методу наименьших квадратов. Идея метода заключается в следующем. Пусть при заданных экспериментатором значениях y_i вычислены значения z_i (на рис. 7 они показаны точками на координатной плоскости

YOZ). В соответствии с формулой (7.16) зависимость между z и y должна быть линейной: $z = \frac{1}{d_0} y$. Задача, следовательно, состоит в том, чтобы подобрать такое значение d_0 , при котором прямая

$z = \frac{1}{d_0} y$ наилучшим, в некотором смысле, образом аппроксимировала экспериментальные результаты, т.е. так сказать, наиболее близко проходила к

получаемым в эксперименте точкам. В методе наименьших квадратов значение d_0 подбирается

таким образом, что сумма квадратов разностей экспериментальных значений z_i и значений z'_i , вычисленных по формуле $z'_i = \frac{1}{d_0} y_i$, была минимальной:

$$\Phi = \sum_i (z_i - \frac{1}{d_0} y_i)^2 \rightarrow \min.$$

Условие минимума

$$\frac{\partial \Phi}{\partial d_0} = 0 \quad \text{дает} \quad \sum z_i y_i - \frac{1}{d_0} \sum y_i^2 = 0,$$

откуда

$$d_0 = \frac{\sum y_i^2}{\sum y_i z_i}. \quad (7.17)$$

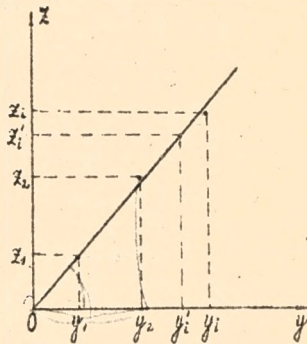


Рис. 7. К методу наименьших квадратов

Вычисления по методу наименьших квадратов удобно организовать в виде таблицы:

Таблица I.

y_i	d_i	$z_i = \frac{f(d_i)}{d_i}$	y_i^2	$z_i y_i$
y_1	d_1	z_1	y_1^2	$z_1 y_1$
y_2	d_2	z_2	y_2^2	$z_2 y_2$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
y_i	d_i	z_i	y_i^2	$z_i y_i$
			$\sum y_i^2$	$\sum z_i y_i$

$$d_c = \frac{\sum y_i^2}{\sum z_i y_i}$$

Используя результаты суммирования по (7.17) определим d_c .

VI. Задания для самостоятельной работы.

1. Измерение ширины интерференционных полос.

Ознакомиться с установкой. Изменяя ширину щели и слегка поворачивая оправу бипризмы, получить в поле зрения отсчетного микроскопа отчетливую интерференционную картину (чередование темных и светлых полос). Щель и бипризма закреплены постоянно! Сфокусировав микроскоп на отсчетную шкалу, измерить ширину интерференционной картины X , включающую в себя максимальное число интерференционных полос (число светлых и темных полос должно быть одинаковым). Вычислить ширину одной интерференционной полосы ΔX , разделив X на количество темных или светлых полос. Измерить расстояние L (рис.3) между щелью и фокальной плоскостью отсчетного микроскопа. Повторить все измерения не менее 3 раз для каждого светофильтра.

Примечание: каждый студент производит измерения и вычисления для указанного ему преподавателем светофильтра.

2. Измерение расстояния между мнимыми источниками.

Не изменяя положения щели и бипризмы, установить между бипризой и отсчетным микроскопом вспомогательную линзу. Придвинув ее непосредственно к бипризме, найти такое положение отсчетного микроскопа, при котором в его поле зрения получится резкое двойное изображение щели. Измерить расстояние a между серединами этих изображений не менее 3 раз. Передвинуть вспомогательную линзу на $y_1 = 1$ см от бипризмы, перемещением

отсчетного микроскопа вновь получить в его поле зрения резкое двойное изображение щели и измерить расстояние между серединами этих изображений d_1 . Затем опять передвинуть вспомогательную линзу на 1 см от бипризмы, что соответствует $y_2 = 2$ см и, повторив измерения, найти d_2 и т.д. Измерения всех d_i повторить не менее 3 раз, сбивая, а затем вновь устанавливая значение y_i и наводку на резкость отсчетного микроскопа. Перемещение вспомогательной линзы закончить, когда расстояние между изображениями щелей в поле зрения отсчетного микроскопа практически перестанет изменяться. Полученные данные занести в таблицу метода наименьших квадратов и вычислить d_0 - расстояние между мнимыми изображениями щели в бипризме. В координатных осях y отметить экспериментальные точки и нарисовать прямую, соответствующую найденному значению d_0 (рис.7).

3. Определение длины волны источника света.

$$\text{Из (7.8) определить длину } \lambda = \frac{\Delta x d_0}{L} \quad (7.18)$$

световой волны, используя полученные значения Δx , d_0 , L . Вычислить абсолютную погрешность измерения длины волны $\Delta \lambda$ методом дифференцирования и записать конечный результат.

4. Определение преломляющего угла бипризмы Френеля.

Вычислить угловую ширину (в угловых минутах) зоны интерференции ψ (рис.4), которая вследствие малости может быть определена по формуле:

$$\psi = \frac{d_0}{l_0} \quad (\text{в радианах}), \quad (7.19)$$

где l_0 - расстояние между щелью и бипризмой Френеля.

Преломляющий угол бипризмы Френеля (рис.4,5)

$\theta = \frac{\psi}{2(n-1)}$, так как $\Delta = (n-1)\theta$, где $n = 1,52$ - показатель преломления вещества бипризмы. Вычислить преломляющий угол θ .

Сравнить (для каждого светофильтра) полное число видимых полос интерференции с максимально возможным для данной ширины зоны интерференции

$$N_{\text{max}} = \frac{L\psi}{\Delta x}; \quad (7.20)$$

где L - расстояние между бипризмой и плоскостью наблюдения отсчетного микроскопа; ψ - угловая ширина зоны интерференции, Δx - ширина интерференционной полосы.

Объяснить причину возможных расхождений.

5. Определение ширины спектрального интервала пропускания светофильтра.

Немонохроматичность света приводит к размытию полос по мере удаления от центрального максимума. Это связано с тем, что ширина полосы $\Delta\lambda \sim \lambda$, и поэтому при наличии спектрального интервала максимумы одних длин волн будут постепенно накладываться на минимумы других длин волн. Полосы исчезнут совсем, когда максимумы k -го порядка для $\lambda + \Delta\lambda$ совпадет с максимумом $(k+1)$ -го порядка для λ . В этом случае минимум между максимумами k -го и $(k+1)$ -го порядков для λ будет заполнен максимумами k -го порядка промежуточных длин волн данного спектрального интервала $\Delta\lambda$. Итак, условие исчезновения полос имеет вид $(k+1)\lambda = k(\lambda + \Delta\lambda)$, откуда

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{k}. \quad (7.21)$$

Наблюдая k -ый порядок интерференции, при котором полосы пропадают (размываются), можно найти область пропускания $\Delta\lambda$ для светофильтра.

Примечание: задание 5 выполняется по заданию преподавателя.

УП. Контрольные вопросы.

1. Объяснить явление интерференции света.
2. Условия возникновения интерференционных минимумов и максимумов.
3. Как рассчитать ширину интерференционной полосы?
4. Определение расстояния между мнимыми источниками света методом наименьших квадратов.
5. Почему нельзя наблюдать интерференцию от двух независимых источников света?
6. Почему бипризму делают с очень малым преломляющим углом?
7. Будет ли наблюдаться интерференционная картина, если одну половину бипризмы закрыть красным светофильтром, другую — зеленым?
8. Объяснить, как влияет на интерференционную картину ширина щели источника, немонхроматичность света (меняя ширину щели, вывода и ввода светофильтр убедиться, что влияет).

Литература.

1. Савельев И. В. Курс физики. М.: Наука, 1978, т. 2, стр. 333–352.
2. Годжаев Н. М. Оптика. М., Высшая школа, 1977, стр. 67–85.
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1980, стр. 188–212.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 8

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРА

- I. Цель работы: изучение явления дифракции света в параллельных лучах (дифракция Фраунгофера); практическое знакомство с работой газового лазера непрерывного действия.
- II. Приборы и принадлежности: газовый лазер непрерывного действия ЛГ-75 или ЛЛМ-II, рейтер с дифракционными объектами (раздвижная щель, тонкая нить, две взаимно перпендикулярные нити), экран с отсчетными линиями.
- III. Введение.

Дифракция света - огибание световой волной границ непрозрачных тел с образованием интерференционного перераспределения световой энергии по различным направлениям. Явление дифракции, так же как и явление интерференции, подтверждает волновую природу света. Дифракция света всегда сопровождается интерференцией дифрагированных световых волн. Этим объясняется, что при дифракции свет, огибая препятствия, заходит в область геометрической тени и, так называемая, дифракционная картина наблюдается в виде чередующихся максимумов и минимумов интенсивностей света.

Дифракция возникает в том случае, когда фронт волны не является безграничным, а частично экранирован. Явление дифракции света может быть объяснено с помощью принципа Гюйгенса-Френеля.

Согласно принципу Гюйгенса, каждую точку фронта волны можно рассматривать как самостоятельный источник колебаний. Френель дополнил этот принцип, введя представление о том, что волновое возмущение в любой точке пространства можно рассматривать как результат интерференции вторичных волн от фиктивных источников, на которые условно разбивается волновой фронт, Френель впервые высказал предположение, что эти фиктивные источники когерентны и потому могут интерферировать в любой точке пространства, в результате чего элементарные волны могут либо гасить, либо усиливать друг друга.

Принцип Гюйгенса-Френеля позволяет рассмотреть многие случаи дифракции света и часто дает результаты, вполне удовлетворительно согласующиеся с опытом.

Различают дифракцию Френеля - дифракцию сферической световой волны и дифракцию Фраунгофера - дифракцию плоской световой волны.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от одной узкой прямоугольной щели (рис. 1а). Пусть щель шириной a освещается пучком параллельных лучей, т.е. на щель падает плоская монохроматическая световая волна с длиной λ перпендикулярно к плоскости щели. В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля освещенную щель можно рассматривать, как множество точечных источников света. Поместим за щелью на расстоянии, во много раз большем по сравнению с шириной щели ($L \gg a$), экран. В точке O , лежащей на перпендикуляре к плоскости щели, восстановленном из середины щели, будут встречаться световые пучки, длина пути которых от всех условных точечных источников щели до данной точки почти одинакова, т.е. разность хода Δ практически равна нулю. Следовательно, по этой линии будет наблюдаться нулевой максимум, который имеет вид ярко освещенной полосы, идущей параллельно щели.

Далее рассмотрим некоторую точку P , находящуюся сбоку от средней линии. Так как расстояние от щели до экрана во много раз больше ширины щели a , то пути лучей из крайних точек щели A и C в точку P практически можно считать параллельными и они теперь уже не будут одинаковы. Из рис. 1б видно, что разность

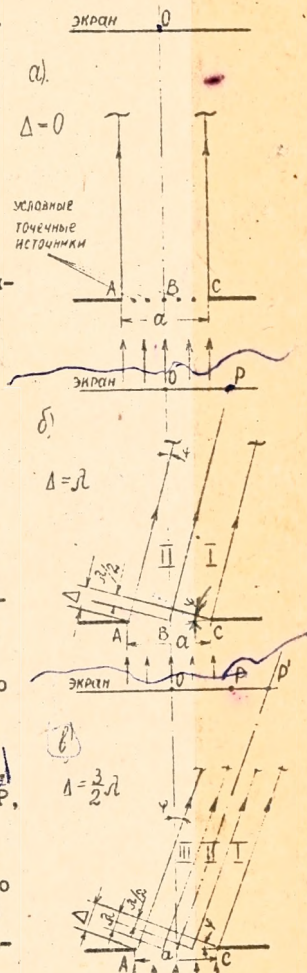


Рис. I. Дифракция света от щели.

— хода между крайними лучами составит

$$\Delta = a \sin \varphi_1, \quad (8.1)$$

где φ_1 — угол между плоскостью щели и направлением на точку Р. Лучи, пришедшие от других условных точечных источников щели в точку Р на экране, также будут иметь некоторую разность хода. В результате интерференции света от множества точечных когерентных источников щели в точке Р может произойти либо усиление (максимум), либо ослабление (минимум) света. Это определяется величиной разности хода Δ .

Предположим, что разность хода для крайних лучей АР и СР равна длине волны света, падающего на щель, тогда

$$\Delta = a \sin \varphi_1 = \lambda. \quad (8.2)$$

Лучи, приходящие в точку Р из точек В и С, принадлежащих щели, будут тогда иметь разность хода $\frac{\lambda}{2}$, как это видно из рис. 1б, и гасить друг друга, потому что данное условие соответствует минимуму интерференции, т.е. колебания от точечных источников В и С в точку Р приходят в противофазе. Аналогичное условие будет выполняться для всех попарно взятых точечных источников, расположенных левее точек С и В. Следовательно, если условно разбить фронт световой волны, ограниченный щелью в направлении, соответствующем углу φ_1 , на две зоны, то для любого фиктивного точечного источника света в зоне I найдется соответствующий фиктивный точечный источник в зоне II, такой, что колебания от них будут приходить в точку Р в противофазе. Это означает, что в направлении φ_1 (точка Р) будет наблюдаться первый дифракционный минимум, условия которого можно записать в виде:

$$a \sin \varphi_1 = 2 \frac{\lambda}{2}. \quad (8.3)$$

Если теперь увеличить угол φ между плоскостью щели и направлением на экран (точка Р' на рис. 1в) так, чтобы разность хода крайних лучей равнялась $\frac{3}{2} \lambda$, т.е.

$$a \sin \varphi_2 = 3 \frac{\lambda}{2}, \quad (8.4)$$

то ширину щели можно условно разделить на 3 зоны. Световые колебания от точечных источников I и II зон в точке Р' по причине, изло-

женной выше, будут взаимно гасить друг друга, а оставшийся нескомпенсированным пучок света, распространяющийся в III зоне в направлении ψ_2 (точка P') даст первый дифракционный максимум (условие 8.4).

Дальнейшее увеличение угла ψ приведет к тому, что разность хода между крайними лучами возрастет до 2λ , что позволяет пучок света в данном направлении разбить на 4 зоны, в которых он будет попарно гасить друг друга и на экране будет наблюдаться дифракционный минимум второго порядка. Еще больший рост угла ψ , при котором $\Delta = \frac{3}{2}\lambda$, приводит к появлению дифракционного максимума второго порядка за счет нескомпенсированной пятой части светового пучка в заданном направлении и т.д.

Таким образом, в общем случае условие дифракционных минимумов имеет вид

$$a \sin \psi = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (8.5)$$

а условие дифракционных максимумов

$$a \sin \psi = (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (8.6)$$

где k — порядковый номер дифракционно минимума или максимума.

Заметим, что дифракционная картина, наблюдаемая от щели, всегда симметрична относительно средней линии, т.е. по обе стороны от нулевого максимума на экране располагаются минимумы и максимумы I, 2, 3 и т.д. порядков.

Из выражений (8.5) и (8.6) следует, что угол, на который отклонится от средней линии первый и последующий максимумы зависит как от ширины щели (чем меньше ширина щели a при неизменной λ , тем большим будет угол ψ), так и от длины волны падающего на щель света (красный свет при неизменной ширине щели a отклонится на больший угол, чем синий). Каждый последующий дифракционный максимум по интенсивности слабее предыдущего, так как в направлении нулевого максимума посылает свет вся щель, в направлении второго — $1/3$ ширины щели, в направлении третьего — $1/7$ и т.д. В действительности интенсивность этих максимумов значительно меньше. Дело в том, что амплитуда волн, посылаемых в данном направлении зоной, зависит не только от площади зоны, но и от угла между нормалью к зоне и этим направлением, убывая при увеличении этого угла. Для нулевого дифракционного максимума этот угол равен нулю и возрастает с увеличением номера максимума.

Задача расчета дифракции от щели может быть решена методом графического сложения амплитуд. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля щель может быть условно разбита на точечные источники световых волн одинаковой амплитуды и фазы. Выражая амплитуду световых колебаний каждого такого источника векторами равной длины, можно найти результирующую амплитуду, пользуясь графическим методом сложения амплитуд. На рис. 2 представлены результаты такого сложения.

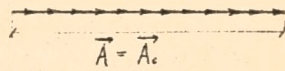
При угле дифракции $\varphi = 0$ (рис. 2а), результирующая амплитуда будет максимальной ($\vec{A} = \vec{A}_0$), т.к. амплитуды колебаний от всех когерентных источников света щели в данном случае совпадают, потому что разность хода между ними, а значит, и разность фаз равна нулю (нулевой максимум). Если угол φ увеличить так, что разность хода для крайних лучей щели составит $\lambda/2$, то из условия (8.6)

$\sin \varphi = \frac{\lambda}{2a}$ (рис. 2б). Если пренебречь зависимостью амплитуды от угла φ , то тогда результирующий вектор амплитуды $\vec{A} =$

$= \frac{2A_0}{\pi}$, т.к. крайние колебания должны совпасть в противофазе ($\Delta = \frac{\lambda}{2}$), а длина полуокружности равна \vec{A}_0 (вся длина $2A_0$) и результирующий вектор \vec{A} равен диаметру окружности ($\pi \vec{A} = 2A_0$).

При разности хода между крайними лучами $\Delta = \lambda$ (рис. 2в) $\sin \varphi = \frac{\lambda}{a}$. В этом случае колебания крайних точечных источников щели совершаются в одинаковой фазе, но со смещением на целую длину волны. При сложении векторов это соответствует окружности длиной $|\vec{A}_0|$, поэтому результирующая амплитуда $\vec{A} = 0$ (первый дифракционный минимум). Дальнейшее увеличение разности хода до $\frac{3}{2}\lambda$ (рис. 2г, $\sin \varphi = \frac{3\lambda}{2a}$) приводит

$$a) \Delta = 0, \sin \varphi = 0.$$

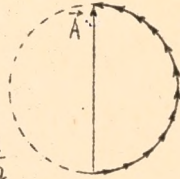


б)

$$\vec{A} = \frac{2A_0}{\pi}$$

$$\Delta = \frac{\lambda}{2}$$

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{2a}$$

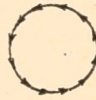


в)

$$\vec{A} = 0$$

$$\Delta = \lambda$$

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{a}$$



г)

$$\vec{A} = \frac{2A_0}{3\pi}$$

$$\Delta = \frac{3}{2}\lambda$$

$$\sin \varphi = \frac{3\lambda}{2a}$$



Рис. 2. Графическое вычисление результирующей амплитуды при дифракции света от щели для различных направлений φ .

к тому, что результирующая амплитуда \vec{A} равна диаметру окружности, образованной $1/3 \vec{A}_c$, т.е. $A = \frac{2A_c}{3}$ (первый дифракционный максимум).

IV. Описание установки.

В данной работе в качестве источников света используются газовые лазеры непрерывного действия. Любой оптический квантовый генератор (лазер или ОКГ) состоит из активного вещества (рубиновый стержень, трубка с гелий-неоновым газом и т.д.), системы накачки (ксеноновая лампа-вспышка, высоковольтный источник напряжения и т.д.) и двух резонаторов-зеркал.

ОКГ — это совершенно новый источник света. Его излучение обладает свойствами, резко отличающимися от свойств традиционных источников света: малой угловой расходимостью, высокой монохроматичностью, большой временной и пространственной когерентностью.

Более подробно о принципе работы оптических квантовых генераторов и свойствах лазерного излучения можно прочитать в отдельном приложении к данной работе "Газовые лазеры".

Установка, на которой выполняется работа, состоит из ОКГ, специального рейтера с дифракционными объектами (передвижная щель, тонкие нити разной толщины) и экрана с миллиметровыми линейками. Для выполнения работы может включаться гелий-неоновый лазер ЛГ-75 ($\lambda = 632,8$ нм) или гелий-кадмиевый ЛКМ-II ($\lambda = 441,2$ нм), а также сразу оба.

V. Техника безопасности.

ПОПАДАНИЕ В ГЛАЗА ПРЯМОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ОПАСНО ДЛЯ ЗРЕНИЯ. ПРИ РАБОТЕ С ЛАЗЕРОМ ЕГО СВЕТ МОЖНО НАБЛЮДАТЬ ТОЛЬКО ПОСЛЕ ОТРАЖЕНИЯ ОТ РАССЕИВАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ.

ВКЛЮЧЕНИЕ ЛАЗЕРОВ И РАБОТА С НИМИ РАЗРЕШАЕТСЯ ТОЛЬКО В ПРИСУТСТВИИ ПРЕПОДАВАТЕЛЯ.

ЭЛЕКТРОПИТАНИЕ ЛАЗЕРОВ ОСУЩЕСТВЛЯЕТСЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫМИ ГЕНЕРАТОРАМИ, ПОЭТОМУ ВО ВРЕМЯ РАБОТЫ ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКИ ЗАПРЕЩАЕТСЯ ПРИКАСАТЬСЯ К ТОКОПРОВОДЯЩИМ ЭЛЕМЕНТАМ УСТАНОВКИ.

VI. Изучение дифракции света от щели и нитей.

Если на пути лазерного пучка поставить щель, то на экране за щелью будет наблюдаться дифракционная картина в виде центрального (наиболее яркого) максимума и системы симметричных относительно него максимумов различных порядков, разделенных минимумами.

Так как в нашем случае расстояние между щелью и экраном L во много раз превышает ширину дифракционной картины на экране, то углы дифракции φ_k малы. Поэтому условие минимума дифракции (8.5) $a \sin \varphi_k = k\lambda$, где k — порядковый номер дифракционного минимума, можно записать через тангенс угла φ_k . Т.е. $\sin \varphi_k = \tan \varphi_k = \frac{x_k}{L}$, где x_k — расстояние на экране между центрами нулевого порядка и наблюдаемым k -ым минимумом дифракции. Поэтому формулу (8.5) можно привести к виду:

$$x_k = \frac{k\lambda L}{a}. \quad (8.7)$$

При переходе k -го минимума дифракции к $(k+1)$ -му не трудно убедиться, что x_k меняется на Δx :

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{\lambda L}{a}, \quad (8.8)$$

где Δx называется шириной дифракционной полосы.

Теперь рассмотрим дифракцию от нити. Воспользуемся с этой целью так называемой теоремой Бабиня. Согласно этой теореме [дифракционные картины от препятствия и от равного ему отверстия (дополнительного экрана) должны быть совершенно одинаковы вне области свободного (прямого) пучка]. Убедимся, что это действительно так.

Возьмем два непрозрачных экрана, для которых непрозрачная часть одного совпадает с прозрачной частью другого (рис. 4). В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля амплитуда волны, дифрагировавшей в данном направлении, определяется действием вторичных источников части волнового фронта, незакрытой экраном.

Пусть \vec{A} — амплитуда дифрагировавшей волны от первого экрана в направлении, не совпадающем с направлением первоначального распространения волны, \vec{B} — та же амплитуда для второго экрана.

Если оба экрана отсутствуют, то волновой фронт полностью открыт и результирующая амплитуда будет равна $\vec{A} + \vec{B}$. С другой стороны, она равна нулю (в отсутствии экранов дифракции нет и волна не распространяется в направлениях, отличных от направления первоначального распространения). Следовательно, $\vec{A} + \vec{B} = 0$. Отсюда $|\vec{A}| = |\vec{B}|$, а, значит, и равны их интенсивности.

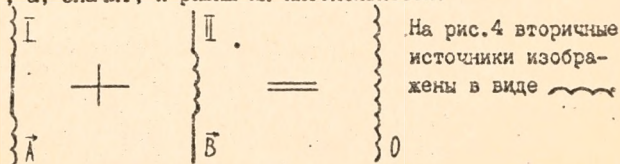


Рис. 4. К теореме Бабиня.

Таким образом, дифракционная картина от нити (вне области прямого пучка) будет такой же, как и от щели, ширина которой равна толщине нити. Раз так, то для расчета дифракции от нити можно воспользоваться той же формулой (8.8), что и для щели.

УП. Задания для самостоятельной работы.

1. Определение длины световой волны.

Ознакомившись с правилами техники безопасности, необходимо включить один из лазеров и ввести в его пучок раскрытую щель так, чтобы на экране была четко видна дифракционная картина. Отъюстировав установку, необходимо перейти к измерениям.

Рекомендуется измерения начинать с минимально открытой щели, при которой хорошо наблюдаются дифракционные минимумы и максимумы. С этой целью щель полностью закрывают и, медленно вращая микровинт по часовой стрелке, следят за картиной на экране (МИКРОВИНТ ВРАЩАТЬ БЕЗ ПРИМЕНЕНИЯ УСИЛИЙ).

При фиксированных значениях L (расстояние от щели до экрана) и a (ширина щели) измерить ширину максимально наблюдаемой на экране дифракционной картины X_k , включающей в себя одинаковое число k максимумов и минимумов. Разделив X_k на число k максимумов или минимумов, получить ширину дифракционной полосы ΔX .

В выражении (8.8) $\Delta X_i = \frac{\lambda L}{a_i}$ обозначим через $X_i = \Delta X_i$, а $y_i = \frac{L}{a_i}$ и запишем его в виде

$$X_i = y_i \lambda \quad (8.9)$$

В формуле (8.9) величина y_i задается экспериментатором, а измеряется по методике, изложенной выше, поэтому величина λ может быть вычислена из формулы (8.9) $\lambda = \frac{X_i}{y_i}$. По вполне понятным причинам ограничиваться однократным измерением величин y и X нельзя. Поэтому необходимо провести серию измерений, задавая ряд значений y_i и измеряя соответствующие X_i . Найти затем $\lambda = \frac{X_i}{y_i}$. В качестве значения λ , но было бы принять среднее арифметическое найденных значений, однако анализ показывает, что лучшие результаты дает обработка по методу наименьших квадратов. Идея метода изложена в описании работы №7 (см. стр. 9).

Вычисления по методу наименьших квадратов удобно организовать в виде таблицы

N/№	$y_i = L/a_i$	$X_i = \Delta X_i$	$y_i^2 = L^2/a_i^2$	$X_i y_i$
1				
2				
⋮				
10				
		$\sum y_i^2$		$\sum X_i y_i$

$$\lambda = \frac{\sum X_i y_i}{\sum y_i^2}$$

Используя результаты суммирования определяем λ .
 Число измерений i должно быть не менее 10. Каждое измерение повторять не менее трех раз. Полученные результаты сравнить с паспортной длиной волны источника света (лазера).

2. Измерение диаметров тонких нитей.

Введя в лазерный пучок перемещением рейтера две тонкие нити одинаковой или различной толщины, пересекающиеся под прямым углом, получить на экране четкую дифракционную картину. На основании теоремы Бабине дифракционная картина от нити будет такой же, как и от щели, ширина которой равна диаметру нити. Для расчета дифракции от нити можно воспользоваться той же формулой (8.8).

Измерив ширину дифракционных полос Δx двух взаимно перпендикулярных направлений по методике, изложенной в задании I, вычислить диаметр нити a из формулы $\Delta x = \frac{\lambda L}{a}$, используя значение L и λ из упражнения I. Измерения повторить (по указанию преподавателя) на лазере с другой λ , сравнив полученные результаты. Вычислить абсолютную погрешность измерений диаметра нити, обсудив предварительно метод вычисления погрешности с преподавателем.

Примечание: по предложению преподавателя набор дифракционных объектов, например, тонких волокон или нитей, может быть расширен. Студентам может быть поставлена отдельная задача, например, экспресс-контроль диаметра стеклянных волокон, идущих на изготовление световодов и т.д.

У3. Контрольные вопросы.

1. Явление дифракции света и принцип Гюйгенса-Френеля.
2. Дифракция в параллельных лучах от щели.
3. Графический метод сложения амплитуд.
4. Принцип действия оптического квантового генератора (ОКГ) на примере гелий-неонового лазера.
5. Теорема Бабине.
6. Методика измерения ширины дифракционной полосы.
7. Как изменяется дифракционная картина при увеличении ширины щели, толщины нити?
8. От чего зависят нижний и верхний пределы измерения диаметров нитей?

IX. Литература.

1. Шубин А. С. Курс общей физики. М.: Высшая школа, 1976, с. 332-337.
2. Савельев И. В. Курс общей физики. М.: Наука, 1979, т. 3, с. 144-151.
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1980, с. 722-725.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №9

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОТРАЖЕННОГО ОТ ДИЭЛЕКТРИКОВ СВЕТА.

- I. Цель работы: изучение свойств света, поляризованного при отражении от диэлектриков; изучение законов поляризации света при отражении от прозрачной среды; изучение методов определения показателя преломления диэлектрика по степени поляризации отраженного света.
- II. Приборы и принадлежности: источник света; коллиматор; исследуемые образцы; анализатор; фотоэлемент; собирающая линза; миллиамперметр; транспортир.
- III. Введение.

Подробно явление поляризации света рассмотрено в лабораторной работе КЗ, где введены понятия линейно и циклически (эллиптически) поляризованного света. Качественно объясняется различие между естественным и поляризованным светом. Напомним лишь, что частично поляризованный свет можно рассматривать как совокупность одновременно распространяющихся в одном и том же направлении естественного и линейно поляризованного света.

Рассмотрим случай, когда на анализатор (в качестве анализатора может быть использована призма Николя или поляризатор) перпендикулярно плоскости рисунка (рис. I) падает линейно поляризованный свет, световой вектор которого \vec{E}_p направлен вдоль линии $p - p'$. Пусть электрический вектор \vec{E}_a света, пропускаемого анализатором, направлен вдоль линии $a - a'$, составляющий с $p - p'$ угол φ . Падающий свет в плоскости $p - p'$ можно представить в виде двух волн, линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Волна, электрический вектор которой \vec{E}_s перпендикулярен $a - a'$, не может пройти через анализатор. Вторая волна, электрический вектор которой \vec{E}_a которой лежит в плоскости $a - a'$, полностью проходит через анализатор. Из рис. I видно, что $|\vec{E}_a| = |\vec{E}_p| \cos \varphi$, где φ - угол между электрическим вектором падающей волны и осью анализатора.

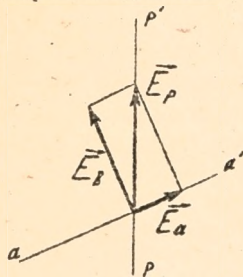


Рис. I. К выводу закона Малюса.

Как известно, интенсивность электромагнитной волны пропорциональна квадрату амплитуды электрического вектора ($\vec{I} \sim E^2$). Следовательно, интенсивность света I_a , прошедшего через анализатор, будет прямопропорциональна интенсивности падающего линейно поляризованного света I_p и $\cos^2 \varphi$.

$$I_a = I_p \cos^2 \varphi. \quad (9.1)$$

Это соотношение называется законом Малюса.

Рассмотрим теперь, что происходит при отражении естественного света от диэлектрика. Естественный свет можно представить в каждый момент времени как суперпозицию двух линейно поляризованных волн. В нашем случае удобно выбрать направление электрического вектора одной электромагнитной волны в плоскости падения, а второй — перпендикулярно плоскости падения.

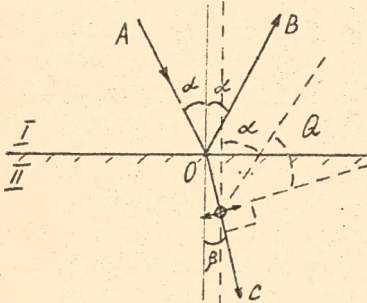


Рис. 2. К закону Брюстера.

Падающая на границу раздела двух диэлектрических сред, свет возбуждает во второй среде колебания диполей, которые являются источниками вторичных волн, формирующих отраженную волну (рис. 2). Если молекулы изотропны, направление колебаний диполей совпадает с электрическим вектором световой волны, т.е. для второй среды оно перпендикулярно оси ОС. Колебания диполей во второй среде рассмотрим как суперпозицию ко-

лебаний двух диполей, один из которых перпендикулярен плоскости падения, а другой параллелен. Интенсивность излучения диполя $\sim \sin^2 \alpha$, где α — угол между направлением колебания диполя и направлением наблюдения.

Из рис. 2 видно, что угол между направлением колебания диполя, колеблющегося в плоскости падения, и направлением отражения света составляет $\alpha = \frac{\pi}{2} - \alpha - \beta$, следовательно, интенсивность отраженной волны, поляризованной в плоскости падения $\sim \cos^2(\alpha + \beta)$.

Рассмотрим случай, когда выполняется условие $\alpha + \beta = 90^\circ$, т.е. угол между преломленной и отраженной волной составляет 90° , которое известно как условие Брюстера. В этом случае волна, поляризованная в плоскости падения, отражаться не будет, т.к. диполь

в направлении своих колебаний не излучает ($\cos 90^\circ = 0$).

Количественной мерой поляризации света при отражении служит степень поляризации

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}, \quad (9.2)$$

где I_{\perp} и I_{\parallel} - интенсивности отраженных волн, поляризованных соответственно перпендикулярно и в плоскости падения.

При выполнении условия Брюстера отраженный свет будет полностью поляризован $P = 1$, потому что $I_{\parallel} = 0$. Тогда закон преломления переписывается в следующем виде: $n = \frac{\sin \delta}{\sin \beta} = \frac{\sin \delta}{\sin(\frac{\pi}{2} - \delta)} = \frac{\sin \delta}{\cos \delta}$, т.е.

$$\operatorname{tg} \delta = n. \quad (9.3)$$

Здесь δ - называют углом Брюстера, а n - относительный показатель преломления диэлектрической среды. Т.о. естественный свет, падающий на диэлектрик, при отражении от него частично линейно поляризуется в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Максимальная поляризация отраженного света достигается при падении его на диэлектрик под углом Брюстера (δ). Полной поляризации наблюдаться не будет из-за некогерентности излучения, расходимости пучка, неидеальной поверхности образца, наличия поглощения в диэлектрике и т.д. В этом случае выполняется условие $\delta + \beta = 90^\circ$ и $\operatorname{tg} \delta = n$. Сказанное составляет содержание закона Брюстера.

IV. Описание установки.

Установка, используемая для проведения настоящей работы (рис.3) состоит из источника света (1), коллиматора (2), исследуемого образца (3), анализатора (4), линзы (5), фотоприемника (6) и миллиамперметра (7).

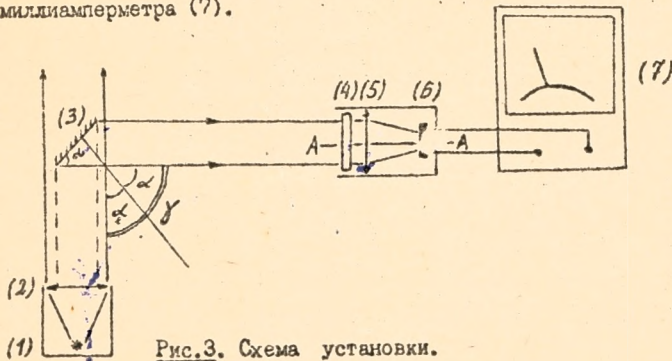


Рис.3. Схема установки.

Свет от источника (1), проходя через коллиматор (2), параллельным пучком падает на исследуемый образец (3), имеющий ось вращения перпендикулярную плоскости падения луча. Отраженный пучок, проходя через анализатор (4), собирается линзой (5) на фотозлементе (6), электрический сигнал с которого регистрируется миллиамперметром (7). Анализатор может вращаться вокруг оси AA. Угол поворота анализатора определяется по шкале. Величина фототока, регистрируемая миллиамперметром (7), пропорциональна интенсивности светового потока, падающего на фотозлемент.

У. Методика измерений.

С целью проведения лабораторной работы, нам необходимо снять зависимость интенсивностей I_{\perp} и I_{\parallel} от угла падения (угол между падающим пучком и нормалью к отражающей поверхности). Для этого устанавливаем между источником и фотозлементом какой-либо угол γ (рис. 3). Вращая образец вокруг оси, перпендикулярной плоскости падения, добиваемся, чтобы отраженный луч попал в фотоприемник. В этом случае фототок, показываемый прибором, будет максимален. После этого вращением поляризатора относительно оси AA находим такие его положения, при которых сила фототока была бы максимальной и минимальной. Минимальное значение фототока соответствует I_{\parallel}' , максимальное — I_{\perp}' . Измерение компонент интенсивностей I_{\parallel} и I_{\perp} отраженного света проводим в интервале $\gamma = 20 \pm 160^{\circ}$ с шагом 10° ; вблизи угла Брюстера (I_{\parallel}' принимает минимальные значения) измерения проводим через градус.

Пучок естественного света, направленный на образец, для нашей установки является широким. Следовательно, интенсивность отраженного света будет обратно пропорциональна косинусу угла падения, т.к. количество светового потока, падающего на пластину, пропорционально проекции площади пластины на плоскость, перпендикулярную направлению светового потока (рис. 3). Значит, интенсивности компонент отраженного света соответственно равны:

$$I_{\parallel} = I_0 \cos^2 \alpha, \quad I_{\perp} = I_0 / \cos^2 \alpha, \quad \text{где } \alpha = \gamma/2 - \text{угол падения, а } I_{\parallel}', I_{\perp}' - \text{измеренные интенсивности отраженного света.}$$

Результаты измерений, пересчитанные на $\cos^2 \alpha$ удобно занести в таблицу, составленную самостоятельно.

УІ. Задания для самостоятельной работы.

І. Определение показателя преломления по углу Брюстера.

Установлено, что при увеличении угла падения интенсивность

перпендикулярной составляющей отраженного света непрерывно увеличивается. Следовательно, так как степень поляризации связана с компонентами отраженного света соотношением (9.2), то поляризация принимает максимальное значение при минимальном значении I_{\parallel} . Таким образом, угол Брюстера можно найти как по минимуму значения I_{\parallel} , так и по максимуму значения степени поляризации P .

а) Для определения значения угла Брюстера по степени поляризации, проводим измерения интенсивности отраженного света, как было описано в методике измерений. Используя полученные значения, вычисляем степень поляризации (9.2), зависимость которой от угла падения удобно организовать в виде таблицы. При угле падения, равном углу Брюстера, степень поляризации будет максимальной.

б) Для определения значения угла Брюстера по компоненте интенсивности отраженного света, параллельной плоскости падения, проводим измерения I_{\parallel} в области ее минимальных значений, изменяя значения угла φ с шагом 1° . Зависимость интенсивности компоненты отраженного света параллельной плоскости падения от угла падения удобно занести в таблицу. Минимальное значение I_{\parallel} соответствует углу падения, равному углу Брюстера.

Определив угол Брюстера одним из указанных методов, с помощью формулы (9.3) рассчитаем показатель преломления данного вещества. Повернув кассету с исследуемыми образцами на 180° , аналогичные измерения проводим со вторым образцом.

Найдя показатели преломления и сопоставляя их с табличными данными, (таблица 9.1 - находится на рабочем месте), определим из какого вещества изготовлены диэлектрики.

Примечание: порядок выполнения задания каждому студенту определяет преподаватель.

2. Исследование поляризации света отраженного от диэлектрика под углом Брюстера

В данном задании предлагается опытная проверка закона Малюса: $I_a = I_p \cos^2 \varphi$, где I_a - интенсивность света, прошедшего через анализатор, I_p - интенсивность плоско поляризованного света, падающего на анализатор, φ - угол между плоскостью пропускания анализатора и плоскостью, в которой колеблется световой вектор плоско поляризованной волны, падающей на анализатор.

При отражении света от диэлектрика под углом Брюстера имеет

место максимальная, но частичная поляризация света (см. введение), поэтому зависимость интенсивности прошедшего через анализатор света правильно представить в виде:

$$I_a = I_p(1-k)\cos^2\psi + I_i = I_p'\cos^2\psi + I_i, \quad (9.4)$$

где k - коэффициент поглощения анализатора, $I_p' = I_p(1-k)$, I_i - интенсивность поляризованной составляющей, прошедшей через анализатор. Обозначив $\cos^2\psi = x$, запишем теоретическую зависимость в виде

$$I_a = I_p'x + I_i. \quad (9.5)$$

Теоретическая зависимость (9.5) показана на рис. 4: она имеет вид прямой линии. Экспериментальные точки, ввиду различного рода погрешностей измерений, уклоняются в той или иной мере от этой прямой. В связи с этим возникают две задачи. Первая состоит в том, чтобы найти наилучшую в некотором смысле прямую вида (9.5), отвечающую экспериментальным точкам, около которой они располагаются, так сказать, теснее всего.

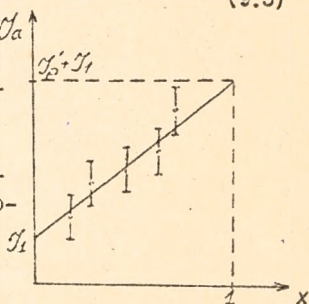


Рис. 4. Закон Малюса.

Эта задача решается на основе метода наименьших квадратов. Вторая задача состоит в том, чтобы установить, насколько можно быть уверенным в том, что экспериментальные результаты подтверждают зависимость вида (9.5). Ведь если отклонения экспериментальных точек от прямой вида (9.5) велики, то это может указывать на то, что истинная зависимость I_a от x не выражается формулой (9.5), а имеет другой, более сложный вид. Следует заметить, что эксперимент, сколь угодно точный, не может подтвердить теорию, как говорят на 100%. Речь может идти о подтверждении, например, на уровне 95% или 99% и т.д.

Уяснение точного смысла этого высказывания, достаточно прозрачного на интуитивном уровне, требует, однако, серьезной математической подготовки. Для целей лабораторного физпрактикума можно ограничиться весьма приблизительным пониманием смысла сказанного состоящего в том, что, например, на уровне надежности 99% только 1% экспериментальных точек в среднем будет отклоняться от теорети-

ческой прямой вида (9.5) больше, чем на ошибку измерения.

Порядок решения первой задачи подробно обсуждается в работе №7 (см. стр. 9). Приведем, поэтому, только окончательный результат. Значение параметров T_p' и T_1 , определяющих прямую вида (9.5) и наилучшим образом аппроксимирующих результаты экспериментальных измерений интенсивности T_{ai} при значениях $X_i = \cos^2 \varphi_i$, вычисляются по формулам:

$$T_p' = \frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \langle X \rangle)(T_{ai} - \langle T_a \rangle)}{\sum_{i=1}^n (X_i - \langle X \rangle)^2}; \quad T_1 = \langle T_a \rangle - T_p' \langle X \rangle. \quad (9.6)$$

Здесь $\langle X \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i$, $\langle T_a \rangle = \frac{1}{n}$, n - число измерений.

Решение второй задачи, состоящей в том, совместима ли с экспериментальными данными гипотеза о том, что искомая зависимость имеет вид (9.5), или экспериментальные данные указывают на другую, более сложную зависимость, основывается на так называемых критериях значимости. Одним из наиболее удобных критериев является, так называемый, критерий χ^2 или критерий Пирсона. В критерии χ^2 за меру отклонения экспериментальных точек от предполагаемой теоретической зависимости принимается следующая величина:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{T_{ai} - T_{a, теор}}{\delta_i} \right)^2 \quad (9.7)$$

где $T_{a, теор}$ рассчитаны по формуле (9.5) с найденными методом наименьших квадратов значениями T_p' и T_1 , δ_i - стандартная ошибка i -го измерения. Найденное экспериментальное значение χ^2 должно быть сопоставимо с теорией. Это делается с помощью таблицы 9.2 (таблица находится на рабочем месте).

В таблице 9.2 N - число так называемых степеней свободы распределения χ^2 . Оно в данном случае равно $(S - 1)$ минус число определяемых из опыта коэффициентов (T_p' , T_1), т.е. равно $(S - 3)$, где S - число значений $\cos^2 \varphi$. Таблицей пользуются следующим образом. Предположим, проведены измерения для 15 измерений $\cos^2 \varphi$ и по (9.7) найдено $\chi^2 = 5,0$. В таблице для $N=12$ видим, что близкое значение $\chi^2 = 5,2$ имеет место при $p = 95\%$. Это означает, что если гипотеза о том, что зависимость T_a от $\cos^2 \varphi$ имеет вид (9.5) справедлива, то найденные значения $\chi^2 \approx 5,0$ будут наблюдаться более чем в 95% случаев и отклонение результатов наших наблюдений от ожидаемой прямолинейной зависимости является в этом случае совершенно не существенным. С известной долей допущения можно ска-

зять, что экспериментальные данные подтверждают теоретическую зависимость (9.5) с надежностью более 95%.

Если, например, было бы найдено значение $\chi^2 = 25,0$, то по таблице 9.2 находим, что близкое значение $\chi^2 = 26,2$ и имеет место при $p = 1\%$. Это означает, что гипотеза о прямолинейной зависимости I_a от $\cos^2 \varphi$ описывает экспериментальные значения с надежностью $\approx 1\%$, так что вероятнее всего, гипотеза неверна и истинная зависимость является более сложной.

При выполнении данного задания следует все измерения проводить при угле падения света на диэлектрик, равном углу Брюстера (задание I). Вращая анализатор, добиться максимального значения фототока. Это значение угла анализатора φ_0 принять равным нулю. Изменяя угол φ с шагом $\Delta\varphi = 10^\circ$, измерить значения фототока, приняв их разными интенсивности света, прошедшего через анализатор I_{a_i} . Число значений $X_i = \cos^2 \varphi_i$ (S) должно быть в пределах 7+ +18 (согласовать с преподавателем). Значения I_{a_i} , соответствующие X_i , усреднить. На миллиметровку нанести результаты измерений, откладывая по оси абсцисс X_i , а по оси ординат — I_{a_i} .

Для I_{a_i} необходимо вычислить стандартную погрешность измерений и показать ее в виде интервалов на экспериментальных точках.

Стандартная погрешность вычисляется по формуле

$$\delta_i = \sqrt{\delta_{i,a}^2 + \delta_{i,m}^2 + \delta_{i,\varphi}^2}$$
, где $\delta_{i,m}$ — стандартная ошибка электроизмерительного прибора: $\delta_{i,m} = \frac{k \cdot I_{a_i}}{100}$, где k — класс точности прибора. Величина $\delta_{i,\varphi}$ — стандартная ошибка, обусловленная неточностью в отсчете угла φ . Она имеет значение равное $\delta_{i,\varphi} = 0,07 I_p \sin \varphi \cos \varphi$ поскольку погрешность отсчета составляет около 2° . Случайная погрешность $\delta_{i,a}$ вычисляется по формуле $\delta_{i,a}^2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (I_{a_i} - I_{a,p})^2$,

где m — число измерений фототока при одинаковом значении X , а $I_{a,p} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m I_{a_i}$. Величина $\delta_{i,a}^2$ будет равной для всех измерений при одинаковом значении X . Например: при значении $X = 0,5$ измерено 4 значения интенсивностей 120, 118, 121, 123 света, прошедшего через анализатор I_{a_i} . В этом случае $I_{a,p} = \frac{120+118+121+123}{4}$

$= 120,5$, следовательно $\delta_{i,a}^2 = \frac{1}{4}((-0,5)^2 + (-1,5)^2 + (0,5)^2 + (2,5)^2) = 4,6$

Используя полученные экспериментальные результаты по формулам (9.6) найти параметры I_p и I_s наилучшей прямой и провести ее на координатной плоскости (I_a , X). По формуле (9.7) рассчитать

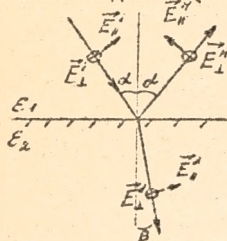
χ^2 . Используя таблицу 9.2 сделать выводы относительно экспериментального подтверждения закона Малюса. Результаты и вычисления удобно организовать в виде таблиц (формы и количество таблиц обсудить с преподавателем).

3. Определение показателя преломления с помощью формул Френеля.

Проходя через границу раздела двух сред, часть электромагнитного излучения отражается и возвращается в первую среду, а часть входит во вторую. Рассмотрим случай, когда плоская электромагнитная волна падает под углом α на границу раздела двух сред, диэлектрические проницаемости которых ϵ_1, ϵ_2 (рис.5).

Если падающий свет является естественным, т.е. ориентация векторов электрического и магнитного полей меняется со временем, то в любой момент времени каждый из этих векторов можно разложить на две взаимно перпендикулярные компоненты. В нашем случае удобно выбрать направление этих компонент параллельно и перпендикулярно плоскости падения луча. Если известно по какому закону меняется каждая из составляющих, то легко определить, как меняется произвольный вектор \vec{E} , приняв его за суперпозицию \vec{E}_1 и \vec{E}_2 .

Поэтому рассмотрим два случая: 1) электрический вектор лежит в плоскости падения; 2) электрический вектор перпендикулярен плоскости падения (рис.5).



i - падающий луч
 r - отраженный луч
 d - преломленный луч

Рис.5. К формулам Френеля.

Т.к. для диэлектриков $\mu \approx 1$ электрический и магнитный векторы связаны между собой соотношением $\vec{H} = TE'[\vec{s} \times \vec{E}']$, где \vec{s} - единичный вектор направления распространения луча.

На границе раздела двух сред граничные условия таковы, что тангенциальные компоненты векторов \vec{E} и \vec{H} равны между собой $E_{t1} = E_{t2}$ и $H_{t1} = H_{t2}$, а для нормальных выполняется следующее условие $\epsilon_1 E_{n1} = \epsilon_2 E_{n2}$ и $H_{n1} = H_{n2}$ для любой точки поверхности и в любой момент времени.

Решая уравнение электромагнитного поля для данных условий, можно получить соотношения между амплитудами падающей и отраженной волны (преломленный свет не рассматривается).

Тогда для первого случая, когда электрический вектор падающей

волны лежит в плоскости падения

$$\frac{E_{\parallel}^{\text{от}}}{E_{\parallel}^{\text{пад}}} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)}, \quad (9.8)$$

а для второго случая, когда электрический вектор падающей волны перпендикулярен плоскости падения

$$\frac{E_{\perp}^{\text{от}}}{E_{\perp}^{\text{пад}}} = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}. \quad (9.9)$$

Соотношения (9.8 и 9.9) известны под названием формул Френеля.

Рассмотрим изменение компонент интенсивности падающего света при отражении. Как отмечалось ранее $\mathcal{I} \sim F^2$, следовательно,

$$\frac{\mathcal{I}_{\parallel}^{\text{от}}}{\mathcal{I}_{\parallel}^{\text{пад}}} = \left(-\frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)} \right)^2, \quad (9.10)$$

$$\frac{\mathcal{I}_{\perp}^{\text{от}}}{\mathcal{I}_{\perp}^{\text{пад}}} = \left(-\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right)^2. \quad (9.11)$$

В случае, если $\alpha + \beta = \pi/2$, тангенс $\operatorname{tg}(\alpha + \beta)$ равен бесконечности. Следовательно $\mathcal{I}_{\parallel}^{\text{от}}/\mathcal{I}_{\parallel}^{\text{пад}} = 0$, т.е. отражение света, поляризованного в плоскости падения, отсутствует и, следовательно, степень поляризации равна 1. Это явление выполняется при падении света на отражающую плоскость под углом Брюстера (9.3).

Но определение показателя преломления диэлектриков по углу Брюстера сопряжено с определенными трудностями: вблизи угла Брюстера относительное изменение интенсивности \mathcal{I}_{\parallel} мало, поэтому нельзя измерить угол с большой степенью точности. Более точно показатель преломления, что имеет большое значение в оптоэлектронике, оптике и т.д. можно определить с помощью методики, изложенной ниже.

Для этого производим снятие показаний фототока по методике измерений (пункт У). Используя значения \mathcal{I}_{\parallel} и \mathcal{I}_{\perp} , найдем величину интенсивности неполяризованного света \mathcal{I}_0 . Согласно формуле Френеля (9.10) при угле Брюстера \mathcal{I}_{\parallel} должно равняться нулю. Таким образом, значение интенсивности \mathcal{I}_{\parallel} , измеряемое на опыте при угле Брюстера и будет ничем иным, как интенсивностью света, неполяризованного при отражении от диэлектрика \mathcal{I}_0 (физические причины этого явления обсуждались во введении).

Теперь произведем пересчет величин интенсивностей отраженного света поляризованного параллельно и перпендикулярно плоскости падения: $\mathcal{I}'_{\perp} = \mathcal{I}_{\perp} - \mathcal{I}_0$, $\mathcal{I}'_{\parallel} = \mathcal{I}_{\parallel} - \mathcal{I}_0$, где \mathcal{I}_{\perp} , \mathcal{I}_{\parallel} — интенсивности компонент отраженного света, пересчитанные на $\cos \alpha$ (см. методику измерений).

Результаты вычислений представить графически: по оси абсцисс откладываем α , а по оси ординат \mathcal{I}'_H и \mathcal{I}'_L . Из полученного графика экстраполяцией определяем значение силы фототока при $\alpha = 0$.

С другой стороны, из формул Френеля следует, что если падающий пучок нормален к поверхности диэлектрика, то

$$\mathcal{I}_L = \mathcal{I}_H = \mathcal{I}_0 = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \mathcal{I}, \quad (9.12)$$

где \mathcal{I} — интенсивность естественного света, падающего на диэлектрик. Используя это выражение, с также формулы (9.10 и 9.11), мы получим:

$$\mathcal{I}'_H = \mathcal{I}_0 \left(\frac{n_1 + n_2}{n_2 - n_1} \right)^2 \left(- \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\cos(\alpha + \beta)} \right)^2, \quad (9.13)$$

$$\mathcal{I}'_L = \mathcal{I}_0 \left(\frac{n_1 + n_2}{n_2 - n_1} \right)^2 \left(- \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right)^2. \quad (9.14)$$

Правая часть уравнений (9.13, 9.14) является функцией угла падения и коэффициента преломления. Следовательно, изменяя показатель преломления в расчетных формулах мы можем добиться того, чтобы теоретическая кривая как можно ближе подходила к экспериментальным результатам.

Показатель преломления отражающей среды находим по отношению \mathcal{I}'_H , измеренную при $\alpha = 75^\circ$ к \mathcal{I}_0 . Для этого находим величину $\mathcal{I}'_H / \mathcal{I}_0$ и по ее значениям из графика (имеется на рабочем месте) находим показатель преломления вещества. Это отношение выбрано не случайно, т.к. при $\alpha = 75^\circ$ малому изменению показателя преломления соответствует большое изменение \mathcal{I}'_H .

По найденному показателю преломления, используя формулы 9.13 и 9.14, построим теоретический график зависимости \mathcal{I}'_H , \mathcal{I}'_L от угла падения и сравним его с экспериментальным.

Примечание: задание 3 выполняется по указанию преподавателя.

Контрольные вопросы.

1. Естественный и линейно поляризованный свет.
2. Закон Малюса.
3. Закон Брюстера.
4. Почему при отражении от диэлектрика нельзя практически найти такой угол, при котором отраженный свет поляризуется полностью?
5. Методика измерений интенсивностей отраженного света \mathcal{I}'_H и \mathcal{I}'_L .
6. Метод наименьших квадратов.
7. Применение критерия Пирсона (χ^2) и проверка гипотез.

Литература.

1. Ландеберг Г.С. Оптика.- М.:Наука, 1976, 470-482 с.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика.-Н.:Наука, 1980, 395-412с.
3. Савельев И.В. Курс общей физики.-М.:Наука, 1979, т.2, 419-426с.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Лабораторная работа №7
Изучение явления интерференции света с помощью бипризмы
Френеля.....I
2. Лабораторная работа №8
Изучение явления дифракции света с помощью лазера.....I3
3. Лабораторная работа №9
Изучение поляризации отраженного от диэлектриков света....22

Составители:

Анатолий Антонович Гладышук
Генрик Сережаевич Кандилян
Таисия Антоновна Новикова
Евгений Викторович Луценко
Мария Ивановна Швец
Николай Игнатьевич Чопчиц

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО КУРСУ ФИЗИКИ.
ЧАСТЬ УШ. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА (№№ 7,8,9).

Методические указания. Под общей редакцией А.А.Гладышука.

Подписано к печати 1986.10.23. Бумага писчая №1.

Офсетная печать. Формат 60х84/16. Усл. печ. л. 2,0.

Заказ № 586. Тир. 500 экз. Бесплатно.

Отпечатано на роталпринте Брестского инженерно-строительного
института. 224017. Брест, ул.Московская, 267.