

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ СВЕТА
С ПОМОЩЬЮ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ**

Методические указания
для выполнения лабораторных работ

Томск
2018

РАССМОТРЕНО И УТВЕРЖДЕНО учебно-методической комиссией
физического факультета ТГУ
Протокол № 06-18 от «28» июня 2018 г.

Председатель комиссии



М.А. Баньщикова

В методическом пособии рассматривается явление интерференции света. Приводится методика эксперимента по определению длины волны света с помощью бипризмы Френеля.

Методические указания предназначены для студентов физических специальностей дневной формы обучения.

СОСТАВИТЕЛЬ: *Н.И. Федяйнова*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ БИПРИМЫ ФРЕНЕЛЯ

Цель работы: ознакомиться с явлением интерференции света. Экспериментально определить длину волны света, используя бипризму Френеля.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Рассмотрим идеализированный случай, когда в пространстве складываются две монохроматические волны. Монохроматическая волна – это строго синусоидальная волна с постоянными во времени частотой, амплитудой и начальной фазой. При распространении монохроматической волны в каждой точке пространства возникают гармонические колебания, которые длятся бесконечно долго, не имея ни начала, ни конца во времени. Поэтому строго монохроматические волны никогда не могут быть точно реализованы в действительности. Однако в изучении колебаний и волн эта идеализация имеет большое значение. В математике доказывается теорема Фурье, согласно которой любую конечную и интегрируемую функцию можно представить:

$$F(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega)e^{i\omega t} d\omega.$$

Стоящая под знаком интеграла функция $A(\omega)$ представляет собой амплитуду соответствующей монохроматической составляющей.

Предположим, что в пространстве распространяются две плоские монохроматические волны, в которых колебания вектора напряжённости электрического поля параллельны. Если рассматривать фиксированную точку пространства, то в ней наблюдается сложение двух колебаний одинакового направления с различными начальными фазами:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos(\omega t + \alpha_1) \\ E_2 &= E_{02} \cos(\omega t + \alpha_2) \end{aligned}$$

Согласно принципу суперпозиции, амплитуда результирующего колебания в данной точке определяется выражением:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \delta(r),$$

где $\delta(r) = \alpha_2 - \alpha_1$ – разность начальных фаз колебаний в данной точке пространства.

Поскольку интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды напряжённости электрического поля, получаем:

$$I(\delta) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (1)$$

Таким образом, в точках пространства, где $\cos \delta = +1$ ($\delta = 2\pi m$) интенсивность света имеет максимальное значение, а если $\cos \delta = -1$ ($\delta = (2m + 1)\pi$) – минимальное значение. При этом в данных точках наблюдается **устойчивое во времени перераспределение интенсивности света в пространстве – явление интерференции**. Волны, для которых разность фаз возбуждаемых колебаний остаётся постоянной во времени, называются когерентными. Монохроматические волны всегда когерентны.

Естественные источники излучают некогерентные волны, поскольку излучение светящегося тела складывается из волн, испускаемых многими атомами. Процесс излучения отдельного атома продолжается порядка 10^{-8} с. Возникающую при этом волну наиболее наглядно можно рассматривать в модели цуга – последовательности горбов и впадин, ограниченной в пространстве. При этом колебания светового вектора в каждой точке пространства внутри цуга можно считать гармоническими. «Погаснув», атом через некоторое время «вспыхивает» вновь. Одновременно излучают много атомов, абсолютно не коррелировано друг с другом. Возбуждённые ими цуги волн, налагаясь друг на друга, образуют испускаемую телом световую волну, в которой фазы возбуждаемых в каждой точке пространства колебаний изменяются со временем случайным образом. Поэтому картина распределения интенсивности света в пространстве изменяется во времени с большой частотой и регистрирующие приборы (в том числе и наши глаза) фиксируют картину, усреднённую по времени инерционности прибора ($\tau_{\text{пр}}$):

$$\langle I(t) \rangle = \frac{1}{\tau_{\text{пр}}} \int_0^{\tau_{\text{пр}}} I(t) dt.$$

Следовательно, при наложении двух волн от естественных источников света, любой прибор зафиксирует в пространстве световую волну с интенсивностью, равной сумме интенсивностей двух источников, так как разность фаз возбуждаемых ими колебаний в точках схождения изменяется во времени, принимая с равной вероятностью любые значения, и усреднённое значение косинуса равно нулю.

Однако можно получить интерференционную картину от естественного источника, разделив (с помощью отражений или преломлений) излучаемую им волну на две части, а затем, заставив эти волны пройти разные пути, наложить их друг на друга. В модели цуга это означает, что мы каждый цуг разделяем на две когерентные части и, соединив их, получаем в каждой точке интенсивность в соответствии с формулой (1), если после разделения и последующего наложения в рассматриваемую точку приходят колебания, соответствующие одному и тому же цугу. При этом, поскольку отдельные цуги не когерентны, интенсивности (1) от каждого цуга просто суммируются в результирующую интенсивность, соответствующую разности фаз колебаний, наблюдаемых в данной точке пространства.

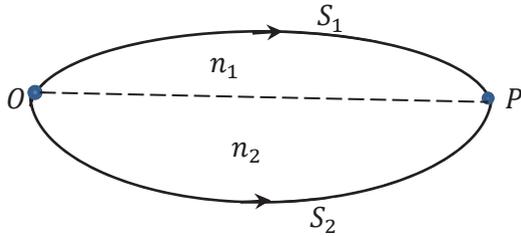


Рис. 1. Разделение пуга на две когерентные волны

Предположим, что разделение на две когерентные волны, принадлежащие одному пугу, происходит в точке O (рис. 1). До точки P первая волна проходит путь S_1 в среде с показателем преломления n_1 , вторая волна проходит в среде с показателем преломления n_2 путь S_2 . При этом к данному моменту времени t до точки P дойдут колебания, вышедшие из точки O τ времени назад, то есть фаза которых определялась моментом времени $(t - \tau)$.

$$\tau = \frac{S}{V},$$

где V – фазовая скорость.

Таким образом, первая волна возбуждит в точке P колебание

$$E_1 = E_{01} \cos \left[\omega \left(t - \frac{S_1}{V_1} \right) \right],$$

а вторая волна – колебание

$$E_2 = E_{02} \cos \left[\omega \left(t - \frac{S_2}{V_2} \right) \right].$$

Следовательно, разность фаз, возбуждаемых волнами в точке P , будет равна:

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{V_2} - \frac{S_1}{V_1} \right)$$

Выразим фазовые скорости через показатели преломления среды:

$$V_1 = \frac{C}{n_1}; \quad V_2 = \frac{C}{n_2} \Rightarrow$$

$$\delta = \frac{\omega}{c}(n_2 S_2 - n_1 S_1).$$

Произведение $nS = L$ называется оптическим путём, а разность оптических путей $(L_2 - L_1) = \Delta$ называется **оптической разностью хода**. Кроме того,

$$\frac{\omega}{c} = \frac{\omega \cdot T}{c \cdot T} = \frac{2\pi}{\lambda_0},$$

где λ_0 – длина волны в вакууме.

В результате получаем зависимость разности фаз от оптической разности хода и длины волны в вакууме:

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

Следовательно, для сложения в данной точке пространства когерентных колебаний, оптическая разность не должна превышать половину длины цуга.

Рассмотрим условия интерференционных максимумов и минимумов для оптической разности хода:

$$\delta = 2\pi m = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \Rightarrow$$

$$\Delta_{(max)} = \pm m \lambda_0, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3)$$

$$\delta = (2m + 1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \Rightarrow$$

$$\Delta_{(min)} = \pm (m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (4)$$

Таким образом, если в оптической разности хода укладывается целое число длин волн λ_0 , соответствующих вакууму (или чётное число полуволн), то в данной точке пространства наблюдается максимум интенсивности (3).

Если же в оптической разности хода укладывается нечётное число полуволн, соответствующих вакууму, то в рассматриваемой точке пространства наблюдается минимум интенсивности (4).

Одним из методов получения интерференционной картины от естественного источника является разделение волнового фронта с помощью бипризмы Френеля.

БИПРИЗМА ФРЕНЕЛЯ

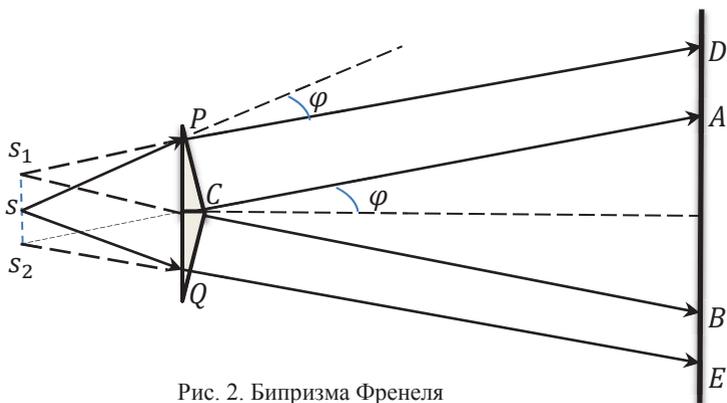


Рис. 2. Бипризма Френеля

Бипризма Френеля представляет собой две призмы с очень малым преломляющим углом θ , сложенные своими основаниями (рис. 1). Практически она обычно изготавливается из цельного куска стекла. Источником света служит ярко освещённая щель, устанавливаемая параллельно ребру бипризмы. Можно показать, что в случае, когда преломляющий угол призмы очень мал (7 – 10 минут) и углы падения лучей на грань призмы не очень велики, все лучи отклоняются призмой практически на одинаковый угол, равный $\varphi = (n - 1)\theta$.

Луч света, падающий на призму, на выходе из неё отклоняется к основанию. Следовательно, за верхней призмой наблюдается световое поле $BCPD$, а за нижней – $ACQE$. Эти волны можно рассматривать исходящими из мнимых источников S_1 и S_2 . При этом в области ACB наложения волн от этих источников на экране может наблюдаться система интерференционных полос.

Рассмотрим, какие условия должны соблюдаться для наблюдения чёткой интерференционной картины с помощью бипризмы Френеля. Предположим, что два точечных источника излучают монохроматические волны, наложение которых создаёт

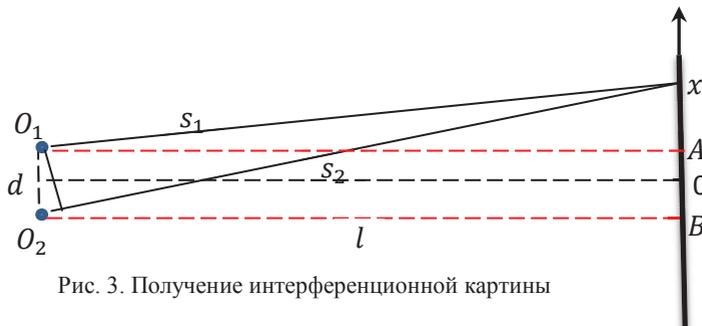


Рис. 3. Получение интерференционной картины

на экране интерференционную картину (рис. 3). Определим условия максимумов и минимумов в различных точках экрана, характеризуемых координатой x . Начало отсчёта выберем на экране в точке 0 , относительно которой источники O_1 и O_2 расположены симметрично. Расстояние между источниками равно d . Расстояние от источников до экрана равно l . Рассмотрим треугольники O_1xA и O_2xB . Из рисунка видно, что

$$s_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 ; s_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 \Rightarrow$$

$$s_2^2 - s_1^2 = (s_2 - s_1)(s_2 + s_1).$$

Позднее мы выясним, что для получения отчётливой интерференционной картины, необходимо выполнение условий: $d \ll l$ и $x \ll l$. Следовательно, можно положить $s_2 + s_1 \cong 2l$. Тогда

$$s_2 - s_1 = \frac{xd}{l}.$$

Поскольку оба луча распространяются в одной среде, то, умножив $s_2 - s_1$ на показатель преломления этой среды n , мы получим оптическую разность хода:

$$\Delta = n \frac{xd}{l} \quad (5)$$

Подставляя выражение (5) в условия для максимумов (3) и минимумов (4) интенсивности, получаем распределение интенсивности вдоль экрана. Максимумы m -ого порядка наблюдается в точках

$$x_{m(max)} = \pm m \frac{l \lambda_0}{d n} = \pm m \frac{l}{d} \lambda,$$

минимумы m -ого порядка наблюдаются в точках

$$x_{m(min)} = \pm (2m + 1) \frac{l \lambda_0}{d 2n} = \pm (2m + 1) \frac{l \lambda}{d 2},$$

где λ – длина волны в среде, заполняющей пространство между источником и экраном.

Расстояние между двумя соседними максимумами или минимумами ($\Delta x = x_{m+1} - x_m$) называется шириной интерференционной полосы.

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda \quad (6)$$

Таким образом, ширина интерференционной полосы зависит от длины волны и соотношения расстояний до экрана и между источниками. Поэтому, если $d \cong l$, то $\Delta x \cong \lambda \cong 5 \cdot 10^{-5}$ см, и полосы становятся неразличимы. Следовательно, для получения чёткой интерференционной картины на экране, всегда должно выполняться условие $d \ll l$. Кроме того, при использовании источника белого света, положение максимумов одного и того же порядка для разных длин волн оказывается сдвинутым относительно друг друга, что приводит к размыванию полос и интерференционные полосы более высоких порядков не видны.

Для количественной формулировки условий наблюдения чёткой интерференционной картины вводится понятие временной когерентности. Когерентные свойства волн определяются временем когерентности $\tau_{\text{ког}}$ – время, за которое случайные изменения фазы волны в данной точке достигают значения порядка π . В этом случае при усреднении по времени инерционности прибора слагаемое в формуле (1)

$\langle 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \rangle_{\tau_{\text{пр}}} \neq 0$. Таким образом, должно выполняться условие $\tau_{\text{пр}} \ll \tau_{\text{ког}}$.

Время когерентности связано с интервалом частот $\Delta\nu$, представленных в данной световой волне

$$\tau_{\text{ког}} \sim \frac{1}{\Delta\nu}.$$

При применении светофильтра, интерференционная картина тем лучше, чем уже его спектральная полоса пропускания.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Установка для проведения эксперимента представлена на рисунке 3. На оптической скамье на подвижных подставках расположены: источник света ИС, щелевая диафрагма Д, светофильтр Ф, бипризма Б, и окулярный микрометр ОМ. Интерференционная картина наблюдается в фокальной плоскости окулярного микрометра.

Бипризма на подставке устанавливается на подвижный столик. Винты 1 и 2 перемещают столик в продольном и поперечном направлении в горизонтальной плоскости. **Внимание!** При закреплённых стопорных винтах 2 крутить винты 1 **нельзя**, чтобы не сорвать резьбу и не вывести столик из строя. Винт 3 позволяет поднимать и опускать столик относительно горизонтальной оси и осуществлять его вращение относительно вертикальной оси.

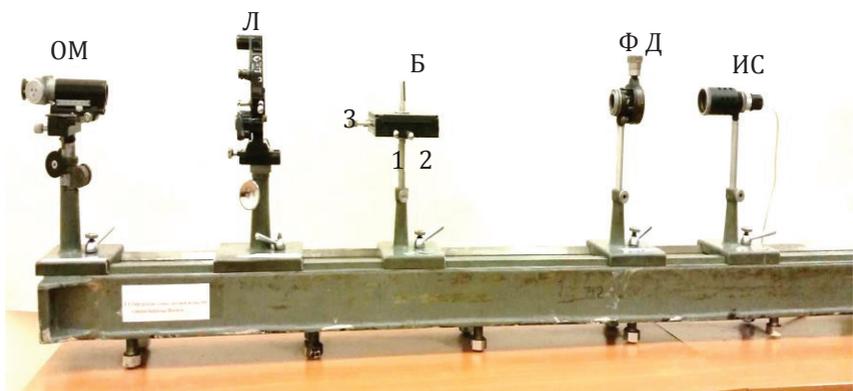


Рис.4. Установка для проведения эксперимента

Определение ширины полосы

1. Произвести настройку приборов на оптической скамье: убрать подставку с собирающей линзой (Л), выставить окно осветителя, середину щели, центр бипризмы и окулярный микрометр на одну линию параллельно оптической скамье. При этом расстояние между щелью и бипризмой, а также между бипризмой и окулярным микрометром должно быть не менее 55 см.

2. В продольном направлении установить столик с бипризмой так, чтобы боковой индекс находился напротив нулевого деления продольной шкалы, которая должна быть параллельна основной шкале оптической скамьи. **В этом положении столика закрепить винт 1 стопорным винтом, и во время всего эксперимента продольных перемещений столика не допускать!**

3. В белом свете настроить интерференционную картину, используя поперечные перемещения столика.

4. Вставить один из светофильтров и приступить к измерению ширины интерференционной полосы.

5. При помощи микрометрического винта совместить перекрестье миллиметровой шкалы окулярного микрометра с одним из максимумов интерференционной картины

6. Произвести отсчёт n_1 по лимбу головки микрометрического винта (сотые доли миллиметра как у обычного микрометра). Результат занести в таблицу 1.

7. Отсчитать целое число полос k_1 от рассмотренного максимума и произвести отсчёт n_2 . Результат занести в таблицу.

8. Поделив расстояние $(n_2 - n_1)$ между m -ым и $(m + k_1)$ -ым максимумами на число полос k_1 , определить ширину полосы Δx_1 . Результат занести в таблицу.

9. Прodelать не менее пяти измерений по пунктам 5 – 9 для различного числа k_i полос. Все результаты занести в таблицу.

10. Определить среднее значение ширины интерференционной полосы для данного светофильтра и занести его в таблицу.

11. Прodelать пункты 4 – 10 для различных светофильтров.

Таблица 1

Определение ширины полосы

светофильтр	n_1 , мм	n_2 , мм	k_i	Δx_i	$\langle \Delta x \rangle$

Измерение расстояния между мнимыми источниками

1. Снять светофильтр и поместить между призмой и окулярным микрометром собирающую линзу в специальной подставке.

2. Перемещая подставку с линзой, получить в поле зрения окулярного микрометра чёткое двойное изображение щели. Это произойдёт, если источник света и фокальная плоскость окулярного микрометра являются сопряжёнными точками.

3. По индексу, закреплённому в нижней части подставок, определить положения подставок окулярного микрометра, линзы и щели по шкале оптической скамьи.

4. Определить положение фокальной плоскости окулярного микрометра l_1 . Для этого необходимо к полученному в пункте 3 значению положения подставки прибавить расстояние, определяющее положение фокальной плоскости относительно подставки. Это расстояние нанесено на основание подставки.

5. Аналогичным образом определить положение линзы l_2 и положение щели l_3 . Результаты занести в таблицу 2.

6. По найденным значениям l_1, l_2, l_3 , определить расстояние a от фокальной плоскости окулярного микрометра до линзы и расстояние от линзы до щели – b . Результаты занести в таблицу.

7. Совместив перекрестье шкалы окулярного микрометра с изображением одной и второй щели, произвести отсчёты m_1 и m_2 . Результат занести в таблицу.

8. Определить расстояние между изображениями щели: $d' = m_2 - m_1$.

9. По формуле увеличения линзы, найти расстояние d_1 между мнимыми источниками и занести результат в таблицу.

$$d_1 = \frac{d'b}{a}.$$

10. Повторить измерения 1 – 9 не менее пяти раз и определить среднее значение расстояния между мнимыми источниками. При каждом измерении заново осуществляется фокусировка и немного смещается окулярный микрометр, чтобы отсчёт был на новом участке шкалы окулярного микроскопа. При этом положение окулярного микрометра, призмы и щели на скамье не изменяется.

11. Найти расстояние от фокальной плоскости микрометра до щели $L = l_3 - l_1$ и рассчитать среднее значение длины волны для данного светофильтра:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{\langle d \rangle}{L} \langle \Delta x \rangle$$

12. Прodelать пункты 1 – 11 для каждого светофильтра.

13. Подсчитать погрешность измерений для каждой длины волны и сравнить (в пределах погрешности измерений)

полученные результаты с известными значениями длин волн света, пропускаемого каждым из использованных светофильтров.

Таблица 2

Определение расстояния между мнимыми источниками

$l_1,$ см	$l_2,$ см	$l_3,$ см	a	b	m_1	m_2	d'_i	d_i	$\langle d \rangle$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чём заключается явление интерференции света?
2. Ввести понятие оптической разности хода и получить условия максимумов и минимумов для оптической разности хода.
3. Объяснить в модели цуга, каким образом с помощью бипризмы Френеля можно получить интерференционную картину от естественного источника.
4. Получить выражение для ширины интерференционной полосы.
5. Почему расстояние d между мнимыми источниками должно быть много меньше расстояния L от источника излучения до экрана?
6. Какие ещё условия должны выполняться для получения чёткой интерференционной картины?

ЛИТЕРАТУРА

1. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Оптика.- Изд. - во МИФИ, 2005
2. Савельев И. В. Курс общей физики. – М.: Наука, 2009
3. Бутиков Б. И. Оптика. – М.: Высшая школа, 1986

Издание подготовлено в авторской редакции.

Подписано в печать 07.11.2018 г.

Отпечатано на оборудовании Издательского Дома Томского государственного университета,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, тел. (3822) 529-849. E-mail: rio.tsu@mail.ru
Заказ 3504. Тираж 50 экз.