

**МИНОБРНАУКИ РОССИИ**  
**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ**  
**ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
**«ЛЭТИ» ИМ. В.И. УЛЬЯНОВА (ЛЕНИНА)**  
**Кафедра физики**

**ОТЧЕТ**  
**по лабораторной работе №2**  
**по дисциплине «Физика»**  
**Тема: ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ**  
**С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИПРИЗМЫ**

Студент гр. 1302

Новиков Г.В.

Преподаватель

Лоскутников В.С.

Санкт-Петербург

2022

## Лабораторная работа 2.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИПРИЗМЫ

**Цель работы:** определение длины световой волны интерференционным методом.

**Экспериментальная установка** состоит из оптической скамьи с мерной линейкой; бипризмы Френеля, закреплённой в держателе; источника света со светофильтром; раздвижной щели; окуляра со шкалой. Взаимное расположение элементов установки соответствует схеме, приведенной на рис. 2.1. Источником света служит лампа накаливания. Светофильтр, расположенный перед лампой, пропускает определенную часть спектра излучения лампы, которую и надлежит изучить.

На оптической скамье, снабженной линейкой с миллиметровой шкалой, помещены укрепленные на держателях вертикальная щель  $S$ , бипризма  $P$  и окуляр  $O$ . Ширину щели можно изменять с помощью винта, находящегося в верхней части его оправы. Щель и бипризма могут быть повернуты вокруг горизонтальной оси, а бипризма также и вокруг вертикальной оси. Для получения отчетливых интерференционных полос необходимо, чтобы плоскости щели и основания бипризмы были параллельны. Это достигается соответствующим поворотом бипризмы и/или щели. Окуляр  $O$  служит для наблюдения интерференционной картины. Для измерения расстояния между полосами он снабжен шкалой, цена малого деления которой составляет 0.1 мм.

#### Общие сведения

Один из способов наблюдения интерференции световых волн основан на использовании бипризмы Френеля. Бипризма Френеля представляет собой две призмы с очень *малым преломляющим углом*  $\theta$ , сложенные основаниями. Схема наблюдения интерференционной картины с помощью бипризмы показана на рис. 2.1. От источника света  $S$  (щели) лучи падают на обе половины бипризмы  $P$ , преломляются в ней и за призмой распространяются так, как если бы исходили из двух *мнимых* источников  $S_1$  и  $S_2$ . Действительно, если смотреть через верхнюю половину бипризмы, то светящаяся щель  $S$  будет казаться расположенной в точке  $S_1$ , а если смотреть через нижнюю половину бипризмы, то расположенной в точке  $S_2$ . За призмой имеется область пространства, в которой световые волны, преломлённые верхней и нижней половинами бипризмы, перекрываются (на рис. 2.1 эта область заштрихована).

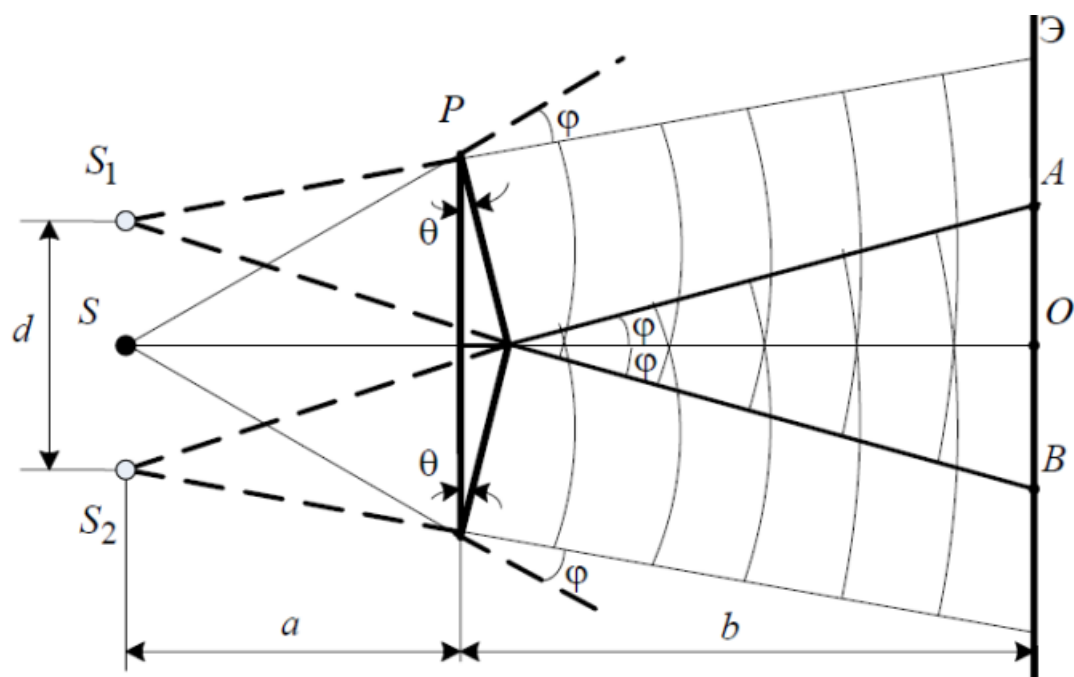


Рис. 2.1. Получение интерференционной картины с использованием бипризмы Френеля

В этой области пространства сводятся воедино две части *каждого* *цуга* волн от источника  $S$ , прошедшие разные оптические пути, способные при выполнении условия  $\Delta < l_{\text{ког}} \approx \lambda^2 / \Delta\lambda$  интерферировать, где  $\Delta$  – оптическая разность хода лучей,  $l_{\text{ког}}$  – длина когерентности,  $\lambda$  – средняя длина волны излучения,  $\Delta\lambda$  – интервал длин волн, представленных в данной волне. При этом колебания в точках, удалённых на расстояние большее  $l_{\text{ког}}$  вдоль распространения волны, оказываются некогерентными. Для обычных источников в оптике длина когерентности составляет 3–30 см.

Интерференционная картина, получающаяся при этом, соответствует интерференции волн, исходящих из двух когерентных источников, расположенных в точках  $S_1$  и  $S_2$ , и на экране  $\mathcal{E}$  в области  $AB$  наблюдается тогда ряд светлых и тёмных полос, параллельных ребру бипризмы. Светлые полосы лежат в тех местах экрана, куда приходят волны от источников  $S_1$  и  $S_2$  с разностью хода, равному чётному числу длин полуволн, тёмные — в тех местах, куда приходят волны с разностью хода, равной нечётному числу полуволн. Расстояние  $\Delta x$  между светлыми (или тёмными) полосами интерференционной картины составляет

$$\Delta x = (a + b)\lambda_0 / d = l\lambda_0 / d, \quad (2.1)$$

где  $a$  и  $b$  — соответственно расстояния от щели до бипризмы и от бипризмы до экрана;  $l = a + b$ ;  $\lambda_0$  — длина волны излучения источника в вакууме;  $d$  — расстояние между мнимыми источниками, равное (см. рис. 2.1)  $d = 2atg\varphi \cong 2a\varphi$ . Докажите, что в случае, когда преломляющий угол  $\theta$  призмы мал, и углы падения на грань призмы не очень велики, все лучи отклоняются каждой из половин бипризмы на практически одинаковый угол  $\varphi$ , равный  $\varphi = \theta(n-1)$  ( $n$  — показатель преломления материала призмы (стекла)). Тогда для расстояния  $d$  получаем

$$d = 2a\theta(n-1). \quad (2.2)$$

С учётом этого соотношения вместо выражения (2.1) имеем

$$\Delta x = l\lambda_0 / 2a\theta(n-1), \quad (2.3)$$

или

$$\lambda_0 = 2a\theta(n-1)\Delta x / l. \quad (2.4)$$

Выражения (2.3) или (2.4) устанавливают связь между длиной световой волны и геометрическими размерами системы (т. е. источник света — бипризма Френеля — экран), в которой реализуется явление интерференции.

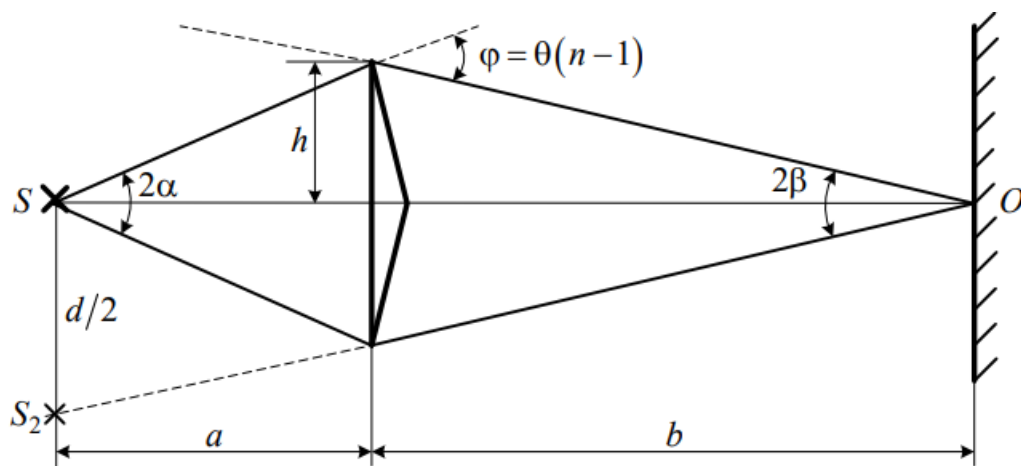


Рис. 2.2. Определение апертуры и угла схождения лучей в опыте с бипризмой Френеля

Видимость интерференционной картины зависит от размеров источника света, в чём нетрудно убедиться, изменяя ширину щели. Существенным являются, однако, не сами по себе размеры щели, а угол  $2\alpha$  (рис. 2.2). Угол  $2\alpha$  между соответствующими лучами, идущими от  $S$  через каждую из двух ветвей интерферометра к  $O$ , представляет собой угол раскрытия лучей, определяющий интерференционный эффект в точке  $O$ . Практически то же значение



имеет этот угол и для любой другой точки интерференционного поля. Этот угол называется *апертурой интерференции*. Ему соответствует в поле интерференции *угол схождения лучей*  $2\beta$ , величина которого связана с углом  $2\alpha$  правилами построения изображений. При неизменном расстоянии до экрана  $2\beta$  тем больше, чем больше  $2\alpha$ .

Из рис. 2.2 видно, что

$$2\beta \cong d/(a+b). \quad (2.5)$$

Подставляя выражение (2.5) в (2.1), получаем для расстояния между интерференционными полосами

$$\Delta x = \lambda/(2\beta). \quad (2.6)$$

Из рис. 2.2 видно также, что

$$\alpha + \beta = \varphi = \theta(n-1) \quad (2.7)$$

и, кроме того,  $h/a \cong \alpha$ ,  $h/b \cong \beta$ . Исключая из двух последних выражений величину  $h$ , получаем

$$\beta = \alpha a/b. \quad (2.8)$$

Из совместного рассмотрения выражений (2.7) и (2.8) для углов  $\alpha$  и  $\beta$  находим

$$\alpha = \theta(n-1)b/(a+b), \quad (2.9)$$

$$\beta = \theta(n-1)a/(a+b). \quad (2.10)$$

Эти соотношения используются в последующем для расчётов.

Величина апертуры интерференции  $2\alpha$  тесно связана с допустимыми размерами источника. Теория и опыт показывают, что с увеличением апертуры интерференции уменьшаются допустимые размеры ширины источника, при которых ещё имеет место отчётливая интерференционная картина. Условие хорошего наблюдения интерференции от протяжённого источника ширины  $s$  можно записать в виде:

$$\text{stg}\alpha \leq \lambda/4. \quad (2.11)$$

Это условие, несмотря на его приближенный характер, можно положить в основу расчётов допустимых размеров монохроматического источника.

В данной работе монохроматизация света осуществляется с помощью светофильтра. Нетрудно найти связь между порядком интерференции  $m$  и шириной спектрального интервала  $\Delta\lambda$ , пропускаемого светофильтром. Действительно, интерференция не будет наблюдаться, если максимум  $m$ -го по-

рядка для  $(\lambda + \Delta\lambda)$  совпадёт с максимумом  $(m + 1)$ -го порядка для  $\lambda$ :  $(m + 1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda)$ , т. е.  $\Delta\lambda = \lambda/m$ . Для того, чтобы интерференционная картина при данных значениях  $\Delta\lambda$  и  $\lambda$  обладала высокой видимостью, приходится ограничиваться наблюдением интерференционных полос, порядок которых много меньше предельного  $m_{\max}$ , определяемого условием

$$m_{\max} \approx \lambda/\Delta\lambda. \quad (2.12)$$

Экспериментально определяемая ширина полос рассчитывается по формуле

$$\Delta x = \frac{(N_2 - N_1)c}{m - 1}, \quad (2.13)$$

где  $m$  — число полос, которые по яркости хорошо видны на экране,  $N_1$  и  $N_2$  — положения первой и последней полосы этого набора в делениях шкалы окуляра,  $c = 0.1$  мм/дел — масштабный множитель.

Ширина области перекрытия волн на экране (рис. 2.1) имеет протяженность  $AB = 2btg\varphi = 2b\varphi = 2b(n - 1)\theta$ . Тогда максимальное число интерференционных полос, которое можно наблюдать на экране с учетом формулы (2.13) равно

$$N_{\max} = \frac{AB}{\Delta x} = \frac{2b(n - 1)\theta}{\Delta x}. \quad (2.14)$$

Подставляя выражение для  $\Delta x$  из формулы (2.13), получим

$$N_{\max} = \frac{4ab(n - 1)^2 \theta^2}{l\lambda_0}. \quad (2.15)$$