

Отчет по лабораторной работе №999

## **Изучение интерференции в схеме с бипризмой Френеля**

Выполнили студенты 420 группы  
Понур К.А., Сарафанов Ф.Г., Сидоров Д.А.

Нижний Новгород, 2018

# Содержание

<b>1</b>	.....	<b>2</b>
1.1	Введение .....	2
1.2	Теоретическая часть .....	2
1.3	Собственные колебания в электрическом контуре .....	5
<b>2</b>	<b>Заключение</b> .....	<b>5</b>

# 1.

## 1.1. Введение

Цель работы – целью данной работы является получение интерференционной картины, проверка некоторых теоретических формул и определение средней длины волны света, пропускаемого красным и зеленым светофильтрами. В данной работе для получения когерентных источников света применяется способ, предложенный Френелем и связанный с использованием бипризмы.

## 1.2. Теоретическая часть

В произвольной точке экрана результирующая интенсивность  $I(x)$  есть усредненное за время регистрации  $\tau$  значение квадрата напряженности суммарного электрического поля:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(r, t) &= \mathbf{E}_1(r_1, t) + \mathbf{E}_2(r_2, t) = \\ &= -\mathbf{A}_1(r_1) \cos(\omega t - kr_1 + \varphi_1) + \mathbf{A}_2(r_2) \cos(\omega t - kr_2 + \varphi_2), \text{ то есть} \end{aligned} \quad (1)$$

$$I(x) = A_1^2 + A_2^2 + 2(\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2) \cos[k(r_2 - r_1 - (\varphi_2 - \varphi_1))] \quad (2)$$

Бипризма представляет собой две соединенные своими основаниями призмы с одинаковыми и очень малыми (порядка долей градуса) преломляющими углами.

Каждая из половинок бипризмы отклоняет падающие на неё лучи к своему основанию и поворачивает тем самым фронт волны. Продолжения лучей, отклоненных первой половиной бипризмы, пересекаются в точке  $S_1$ , которую можно рассматривать как мнимый источник света. Продолжения всех лучей, отклоненных второй половиной бипризмы, пересекаются в точке  $S_2$ , которую можно рассматривать как другой мнимый источник света. Так как лучи, отклоненные обеими половинками бипризмы, падают на неё от одного и того же источника света, то мнимые источники света  $S_1$  и  $S_2$  будут когерентны.

Та область, в которой распространяется волна, отклоненная одной только первой половиной бипризмы, на рис. 3 заштрихована линиями, параллельными  $OA$ . Та область, в которой распространяется волна, отклоненная одной только второй половиной бипризмы, заштрихована линиями, параллельными  $OB$ . В области  $OMN$ , покрытой на рис. 3 двойной штриховкой, происходит наложение двух когерентных волн от двух мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$ . В этой области пространства имеют место явления интерференции и на участке  $MN$  экрана наблюдения мы увидим ряд светлых и темных (при освещении белым светом - окрашенных) интерференционных полос.

При построении хода лучей, отклоняемых бипризмой (см рис 3) в случае малого пре-

ломляющего угла  $\alpha$  бипризмы и малых углов падения лучей на призму можно воспользоваться следующей приближенной формулой для угла отклонения  $\varepsilon$ . Согласно этому выражению угол отклонения призмой лучей в рассматриваемом приближении не зависит от угла падения и целиком определяется материалом и геометрией призмы. Так, например, если показатель преломления стекла, из которого сделана бипризма,  $n = 1.5$ , то угол отклонения  $\varepsilon$  просто равен половине преломляющего угла  $\alpha$  призмы:

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{2} \quad (3)$$

Воспользовавшись формулой  $s$  или  $s$  и выполнив построение хода лучей, можно убедиться в том, что, если  $SO \perp AB$  (см. рис. 3), то мнимые изображения и действительного источника света  $S$  лежат в одной плоскости с действительным источником, причем эта плоскость параллельна передней грани бипризмы. Это обстоятельство в дальнейшем облегчит нам нахождение расстояния  $\delta$  между мнимыми источниками  $S_1$  и  $S_2$ . Ограничения поля интерференции  $MN$  за бипризмой зависят от величины предельного угла расходимости  $\varphi_0$  светового пучка, падающего на бипризму от щели  $S$ . Особый интерес представляют два частных случая:

1. При  $\varphi_0 = 2\varepsilon$  линейная ширина поля интерференции, начиная с расстояния  $h$  за бипризмой, остается неизменной и равна расстоянию  $\delta$  между мнимыми источниками  $S_1$  и  $S_2$ .

2. При  $h \rightarrow \infty$ , что можно осуществить, осветив бипризму параллельным пучком лучей, полученным с помощью вспомогательной линзы (см. рис. 4), сечение поля интерференции имеет форму ромба. Максимальная ширина поля интерференции  $MN$  в этом случае равна половине ширины параллельного пучка падающего на бипризму. Такая схема интерференции соответствует случаю наложения двух параллельных когерентных световых пучков пересекающихся друг друга под постоянным углом.

Для расчета наблюдаемой на экране интерференционной картины воспользуемся тем, что бипризма Френеля так изменяет ход лучей от действительного источника, что дает нам право рассматривать световое возмущение в области  $MN$  (рис. 3) как результат синфазного излучения двух мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$ . При этом рассматривая выражение (1) для соответствующих проекций  $vecE_1(r, t)$   $vecE_2(r, t)$ , пренебрежем зависимостью амплитуд  $A_1$  и  $A_2$  от расстояния  $r$ , то есть будем считать  $A_1 = A_2 = A_0$  и положим  $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ .

Согласно обозначениям, приведенным на рис. , найдем как ширина  $d$  полос интерференции зависит от параметров нашей измерительной установки, то есть от длины установки  $L$ , расстояния между мнимыми источниками и длины волны света  $\lambda$ , испускаемого

действительным источником  $S$ . В точку  $P$  на экране  $MN$  колебания источников  $S_1$  и  $S_2$  придут с разностью хода:

$$\Delta = S_2B = r_2 - r_1 \quad (4)$$

и, следовательно, с разностью фаз

$$\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) \quad (5)$$

На основании вышеизложенного и в соответствии с выражением (1) интенсивность результирующего колебания в точке наблюдения  $P$  с координатой  $x$  определяется формулой

$$I(x) = 2A^2[1 + \cos \varphi(x)] = A^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} \quad (6)$$

Максимумы освещенности будут получаться в тех местах экрана, для которых разность фаз

$$\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta = 2\pi m, \text{ где } m = 0; \pm 1, \pm 2, \dots \quad (7)$$

То есть для которых разность хода

$$\Delta = r_2 - r_1 = m\lambda \quad (8)$$

Для нахождения координат максимумов интенсивности вычислим разность хода  $\Delta = r_2 - r_1$ . Следуя обозначениям на рис.(), получаем, что

$$r_2 - r_1 = \frac{4ax}{r_1 + r_2} \quad (9)$$

$$r_1^2 = L^2 + (x - a)^2$$

$$r_2^2 = L^2 + (x + a)^2$$

Предполагая величины  $\frac{x+a}{L}$  и  $\frac{x-a}{L}$  малыми, разложим  $r_1$  и  $r_2$  в ряд и ограничимся двумя членами в разложении. В результате получим

$$r_1 + r_2 \simeq 2L + \frac{x^2 + a^2}{L} \quad (10)$$

Подставляя (10) в (9) найдём, что

$$r_2 - r_1 \simeq \frac{2ax}{L} \left( 1 - \frac{x^2 + a^2}{2L^2} \right) \quad (11)$$

При условии

$$\frac{\delta x(x^2 + a^2)}{2L^3} \ll \frac{\lambda}{2} \quad (12)$$

которое позволяет в выражении для разности хода (11) отбросить слагаемое, дающее малый по сравнению с  $\pi$  вклад в разность фаз интерферирующих волн, точное выражение (9) может быть заменено на приближенное

$$r_1 - r_2 \simeq \frac{\delta x}{L} \quad (13)$$

Отметим, что выражение (13) сразу следует при условии малости угла  $\theta$  ( $\sin \theta \simeq \theta$ ) из приближения приближения параллельных лучей.

$$\Delta = S_2 C = \delta \sin \theta \simeq \frac{\delta x}{L} \quad (14)$$

Следовательно, ширина полос интерференции, равная расстоянию между двумя соседними максимумами освещенности в первой приближении равна:

$$x_{m+1} - x_m = d = \frac{L\lambda}{\delta} \quad (15)$$

Формулу (15), переписанную в другом виде

$$\delta d = L\lambda \quad (16)$$

удобно использовать для проверки теории интерференционных явлений. Если оставлять неизменным расстояние  $L$  между щелью  $S$  и экраном наблюдения и работать с одной и той же длиной волны  $\lambda$  (пользоваться одним и тем же светофильтром), то произведение  $\delta d$  должно оставаться (согласно теории) постоянным. Таким образом, для проверки теории нужно, меняя расстояние между мнимыми источниками, независимыми способами измерять расстояния  $\delta$  и  $d$ . Если их произведение будет оставаться постоянным (конечно, при  $L = \text{const}$  и  $\lambda = \text{const}$ ), то это будет служить доказательством правильности изложенной теории. Расстояние  $\delta$  между мнимыми источниками в данной работе можно изменять, изменяя величину  $h$  (см. рис. ). То есть помещая бипризму на различных расстояниях от щели.

### 1.3. Собственные колебания в электрическом контуре

## 2. Заключение