

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ

Цель работы: наблюдение явления интерференции, определение длины волны света.

1. Сложение электромагнитных волн. Явление интерференции. Когерентные волны

Явление интерференции возникает при сложении волн, образованных несколькими источниками. Это явление (так же, как и явление дифракции) является очень характерным для волн любой природы, однако для световых волн интерференция наблюдается только при выполнении некоторых условий.

Под интерференцией понимают явление, при котором при наложении пучков света происходит пространственное перераспределение интенсивности, т.е. результирующая интенсивность не равна сумме интенсивностей отдельных пучков. Характерным признаком интерференции является чередование участков большей и меньшей интенсивности. Поле, на котором чередуются светлые и темные участки, называется интерференционной картиной.

1. В основе интерференции лежит *принцип суперпозиции полей*, согласно которому напряженность электрического поля (и магнитного тоже), создаваемого двумя волнами, равна сумме напряженностей полей \vec{E}_1 и \vec{E}_2 , создаваемых каждой волной в отдельности:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \quad (1)$$

Период колебаний световых волн является очень малым (меньше 10^{-15} с). Фотоприемники в силу инерционности измеряют энергетические величины (интенсивность света или освещенность поверхности) за период времени, много больший периода колебаний. Поэтому экспериментально регистрируемая интенсивность будет равна

$$I = \langle E^2 \rangle = \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle = I_1 + I_2 + I_{12}, \quad (2)$$

$$\text{где } I_1 = \langle E_1^2 \rangle, \quad I_2 = \langle E_2^2 \rangle, \quad I_{12} = 2\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle.$$

Из равенства (2) следует, что результирующая интенсивность отличается от суммы интенсивностей, создаваемых каждой волной в отдельности, на величину I_{12} , называемую *интерференционным членом*. Скалярное произведение $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$ будет равно нулю, если векторы \vec{E}_1 и \vec{E}_2 ортогональны. В таком случае интерференция наблюдаться не будет. Отсутствие интерференции для лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях, было впервые показано в 1816 году Френелем и Араго. Этот факт был использован Юнгом (1817) для доказательства поперечности световых волн.

В дальнейшем мы будем рассматривать сложение волн, имеющих одинаковую поляризацию. Это позволит нам вместо геометрического сложения амплитуд использовать их алгебраическое сложение.

2. Выясним общие условия, необходимые для возникновения интерференции. Для этого рассмотрим сложение гармонических колебаний:

$$E_1 = E_{01} e^{i(\omega t + \delta_1)} \quad (3)$$

и

$$E_2 = E_{02} e^{i(\omega t + \delta_2)}, \quad (4)$$

где величины δ_1 и δ_2 определяют сдвиг фаз.

Амплитуда результирующего колебания будет равна

$$E = E_1 + E_2.$$

Интенсивность результирующего колебания будет равна

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} \langle EE^* \rangle = \frac{1}{2} \langle (E_1 + E_2)(E_1^* + E_2^*) \rangle = \\ &= \frac{1}{2} E_1 E_1^* + \frac{1}{2} E_2 E_2^* + \frac{1}{2} \langle E_1 E_2^* + E_2 E_1^* \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставляя (3) и (4) в (5) и выполнив элементарные алгебраические действия с использованием преобразований Эйлера, получим

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos(\delta_2 - \delta_1) \rangle, \quad (6)$$

$$\text{где } I_1 = \frac{E_1 E_1^*}{2}, \quad I_2 = \frac{E_2 E_2^*}{2}$$

$$\text{и } \langle \cos(\delta_2 - \delta_1) \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos(\delta_2 - \delta_1) dt.$$

Проанализируем полученный результат (6). Рассмотрим два крайних случая:

1. Сдвиг фаз $\delta_2 - \delta_1$ беспорядочно изменяется с течением времени. Тогда

$$\int_0^\tau \cos(\delta_2 - \delta_1) dt = 0 \quad \text{и} \quad I = I_1 + I_2,$$

т.е. будет иметь место простое суммирование интенсивностей, и интерференция наблюдаться не будет.

2. $\delta_2 - \delta_1 = \text{const.}$ (7)

В данном случае

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta_2 - \delta_1), \quad (8)$$

и будет наблюдаться интерференция.

Колебания (или волны), для которых сдвиг фаз остается постоянным на время, достаточное для наблюдения, называются когерентными. Источники таких колебаний называются *когерентными источниками*. Таким образом, необходимым условием интерференции является когерентность колебаний, которые складываются. Гармонические колебания одинаковой частоты всегда когерентны.

Необходимо заметить, что интерференция возможна и для негармонических (немонохроматических) колебаний. Например, если $\delta_1 = \delta_1(t)$ и $\delta_2 = \delta_2(t)$.

Важно только, чтобы $\delta_2(t) - \delta_1(t) = \text{const.}$ В таком случае говорят, что фазы колебаний *коррелируют*.

Из равенства (8) можно определить условия возникновения максимумов:

$$\delta_2 - \delta_1 = 2m\pi \quad (9)$$

и минимумов

$$\delta_2 - \delta_1 = (2m+1)\pi, \quad (10)$$

где $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Значение максимальной интенсивности равно

$$I_{\text{макс}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}.$$

При $I_1 = I_2 = I_0$, $I_{\text{макс}} = 4I_0$, т.е. в 4 раза больше интенсивности, создаваемой каждым источником в точке наблюдения. В этом случае $I_{\text{мин}} = 0$.

2. Интерференция плоских волн

Наиболее простым является *случай сложения плоских волн*. Рассмотрим две плоские монохроматические волны частоты ω в некоторой точке, положение которых определяется радиус-вектором \vec{r} :

$$E_1 = E_{01} e^{i(\omega t - \vec{k}_1 \vec{r})},$$

$$E_2 = E_{02} e^{i(\omega t - \vec{k}_2 \vec{r})},$$

где \vec{k}_1 и \vec{k}_2 — волновые векторы, описывающие каждую из этих волн, причем $|\vec{k}_1| = |\vec{k}_2|$.

Выберем систему координат ZX так, чтобы векторы \vec{k}_1 и \vec{k}_2 лежали в плоскости ZX и ось Z была параллельна биссектрисе угла, образованного \vec{k}_1 и \vec{k}_2 (рис.1).

$$\text{Учитывая, что в данном случае}$$

$$\vec{k}_1 \vec{r} = k_x x + k_z z = kx \sin \alpha + kz \cos \alpha$$

и

$$\vec{k}_2 \vec{r} = -kx \sin \alpha + kz \cos \alpha,$$

уравнения плоских волн запишутся в виде:

$$E_1 = E_{01} e^{i(\omega t - kx \sin \alpha - kz \cos \alpha)},$$

$$E_2 = E_{02} e^{i(\omega t + kx \sin \alpha - kz \cos \alpha)}.$$

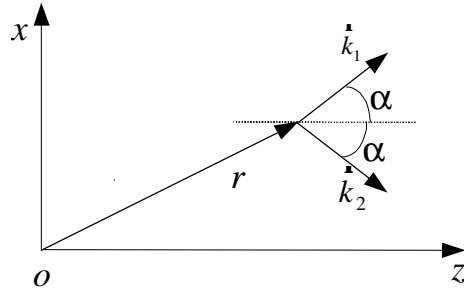


Рис. 1. Интерференция плоских волн

Выполнив сложение, имеем

$$E = E_1 + E_2 = e^{i(\omega t - kz \cos \alpha)} \left(E_{01} e^{-ikx \sin \alpha} + E_{02} e^{ikx \sin \alpha} \right).$$

Результирующая интенсивность будет равна:

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} E \cdot E^* = \\ &= \frac{1}{2} \left(E_{01} e^{-ikx \sin \alpha} + E_{02} e^{ikx \sin \alpha} \right) \left(E_{01} e^{ikx \sin \alpha} + E_{02} e^{-ikx \sin \alpha} \right) = \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2kx \sin \alpha). \end{aligned}$$

Поверхности одинаковой интенсивности определяются условием $x = \text{const}$, т.е. представляют собой плоскости, параллельные оси Z . Максимальная интенсивность будет наблюдаться при условии

$$2kx_{\text{макс}} \sin \alpha = 2m\pi,$$

где $|m| = 0, 1, 2, \dots$ Откуда

$$x_{\text{макс}} = \frac{m\pi}{k \sin \alpha} = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} m. \quad (11)$$

Совокупность точек, имеющих минимальное значение интенсивности, определяется условием

$$x_{\text{мин}} = \frac{\lambda}{4 \sin \alpha} (2m + 1). \quad (12)$$

Одной из основных характеристик интерференционной картины является *ширина полос* Δx , под которой понимают расстояние между ближайшими максимумами или минимумами интенсивности:

$$\Delta x = x_{\text{макс}}(m+1) - x_{\text{макс}}(m) = x_{\text{мин}}(m+1) - x_{\text{мин}}(m).$$

Из формул (11) и (12) следует, что

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}. \quad (13)$$

Если угол между интерферирующими волнами α мал, то равенство (13) примет более простой вид:

$$\Delta x \approx \frac{\lambda}{2\alpha}. \quad (14)$$

Из полученных выражений (13) и (14) следует, что ширина интерференционных полос зависит от длины волны и угла α между направлениями складываемых волн. Если в области перекрытия волн разместить плоский экран, то интерференционная картина будет иметь вид эквидистантных светлых и темных полос (для монохроматических волн), перпендикулярных плоскости рис.1. Причем ширина интерференционных полос не зависит от положения экрана. Это — основная особенность интерференции плоских волн.

3. Интерференция когерентных точечных источников. Общая интерференционная схема

Рассмотрим *интерференцию сферических волн одинаковой амплитуды*, образованных двумя когерентными точечными монохроматическими источниками S_1 и S_2 , находящимися на расстоянии l (рис.2).

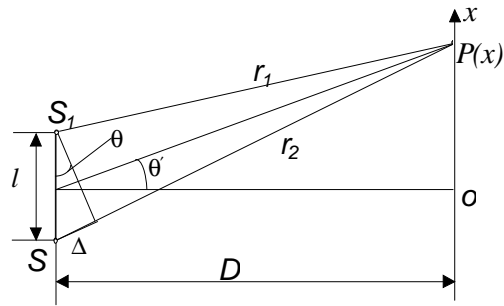


Рис. 2. Общая интерференционная схема

Пусть экран расположен на расстоянии D от линии, соединяющей два источника. В плоскости экрана выберем ось OX , параллельную S_1S_2 . Выберем на оси OX точку $P(x)$ с координатой x . Рассмотрим случай, когда $D \gg l$ и $D \gg x$. В силу этих условий мы можем не учитывать изменение амплитуд сферических волн, создаваемых источниками S_1 S_2 , вдоль координаты x . В точке $P(x)$ амплитуда волн, создаваемых источниками S_1 и S_2 , соответственно равна

$$E_1 = E_0 e^{i(\omega t - kr_1)} \text{ и } E_2 = E_0 e^{i(\omega t - kr_2)}.$$

Амплитуда результирующего колебания будет равна

$$E = E_1 + E_2 = E_0 e^{i\omega t} \left(e^{-ikr_1} + e^{-ikr_2} \right). \quad (15)$$

Производя простейшие алгебраические преобразования выражения (15) и используя формулы Эйлера, получим:

$$I = 2I_0(1 + \cos k\Delta), \text{ или } I = 2I_0(1 + \cos \delta), \quad (16)$$

где $\Delta = r_2 - r_1$ — разность хода волн, идущих из источников S_1 и S_2 до точки наблюдения $P(x)$ и $\delta = k\Delta$ — сдвиг фаз интерферирующих волн в точке P .

Максимальная интенсивность будет наблюдаться при условии $k\Delta = 2m\pi$.

Разность хода, соответствующая этому условию, будет равна

$$\Delta_{\text{макс}} = m\lambda, \quad (17)$$

где $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ Целое число m , определяемое из условия,

$$m = \frac{\Delta}{\lambda} \text{ или } m = \frac{\delta}{2\pi}, \quad (18)$$

называется *порядком* интерференции.. При разности хода

$$\Delta_{\text{мин}} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (19)$$

получается минимум интенсивности.

Разность хода Δ зависит от координаты x точки наблюдения. Из рис. 2 видно, что при выполнении условий $D \gg l$ и $D \gg x$,

$$\Delta \approx l \sin \theta \text{ и } \sin \theta \approx \tan \theta' = \frac{x}{D},$$

тогда

$$\Delta \approx \frac{lx}{D}. \quad (20)$$

С учетом (20) запишем (15) в виде

$$I(x) = 2I_0 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi lx}{D\lambda} \right) \right]. \quad (21)$$

Определим координаты точек максимальной и минимальной интенсивности

$$x_{\text{макс}} = \frac{D\lambda}{l} m, \quad (22)$$

$$x_{\text{мин}} = \frac{D\lambda}{2l} (2m + 1). \quad (23)$$

Ширина интерференционных полос в данном случае будет равна:

$$\Delta x = \frac{D\lambda}{l}. \quad (24)$$

С учетом (24) выражение (21) примет вид

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi x}{\Delta x} \right) \right]. \quad (25)$$

При $r_1 = r_2 \gg l$ можно положить $\frac{l}{D} \approx 2\alpha$, где 2α — угол схождения интерферирующих волн. В таком случае имеем $\Delta x \approx \frac{\lambda}{2\alpha}$, т.е. формулу, аналогичную (14).

Как следует из равенства (21) или (25), интенсивность вдоль координаты x изменяется по гармоническому закону. Графически эта зависимость изображена на рис. 3.

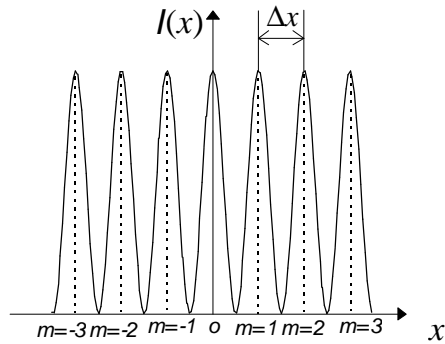


Рис. 3. Распределение интенсивности на экране вдоль направлений x при интерференции от двух когерентных источников одинаковой интенсивности

Совокупность точек пространства, имеющих одинаковую интенсивность, определяется условием $r_2 - r_1 = \text{const}$. Поверхности одинаковой интенсивности представляют собой гиперboloиды вращения с фокусами в точках S_1 и S_2 . Форма интерференционных полос на экране определяется линиями пересечения этих гиперboloидов с плоскостью экрана. В небольшой центральной части экрана эти полосы практически можно считать равноотстоящими параллельными прямыми, ориентированными перпендикулярно плоскости рис. 2.

В предыдущих случаях мы рассматривали интерференцию от источников, которые считали когерентными. Реальные источники света вследствие их немонохроматичности и конечности размеров таковыми не являются. Поэтому осуществить интерференцию от двух реальных источников (не лазерных) невозможно.

В соответствии с классическими представлениями реальные источники испускают хаотическую последовательность отдельных цугов синусоидальных волн. Длительность отдельного цуга не превышает 10^{-8} с. При наложении пучков света от разных источников фазовые соотношения между колебаниями в любой точке за время наблюдения успевают многократно измениться. В результате возникает сложение колебаний со случайными фазами, и поэтому интенсивность результирующего колебания будет равна сумме интенсивностей отдельных источников. Интерференция отсутствует.

Пусть τ — промежуток времени, на протяжении которого источником излучается цуг монохроматических волн. В таком случае $c\tau$ — их пространственная длина. Для наблюдения интерференции необходимо свет от источника разделить на два пучка, а затем их сложить. Если эти пучки проходят различный путь, то между ними возникает разность хода Δ . Если разность хода не превышает длину цугов $c\tau$, то случайные изменения фазы и амплитуды в обоих пучках совершаются согласованно. В таком случае говорят, что пучки когерентны. Величину $c\tau_{\text{ког}}$ называют *длиной когерентности*. Очевидно, что для возникновения интерференции необходимо, чтобы $\Delta < l_{\text{ког}}$. Таким образом *длину когерентности можно определить как максимальную разность хода для складываемых волн, при которой еще наблюдается интерференция*. Рис. 4 наглядно иллюстрирует сказанное.

Пучок света от источника S пластинкой p делится на два. С помощью зеркала 3 два пучка снова складываются в точке P . Из рисунка видно, что если в точке P будут складываться два одинаковых цуга, т.е. 1 и 1', 2 и 2' и т.д., то интерференция будет возможна. Во всех других случаях она наблюдаться не будет.

Все схемы, используемые для практического наблюдения интерференции, делятся на два типа:

- а) схемы, использующие деление волнового фронта;
- б) схемы, использующие деление амплитуды.

В данной лабораторной работе используется первый метод осуществления интерференции с помощью бипризмы Френеля.

Оптическая схема метода приведена на рис.5. Здесь для

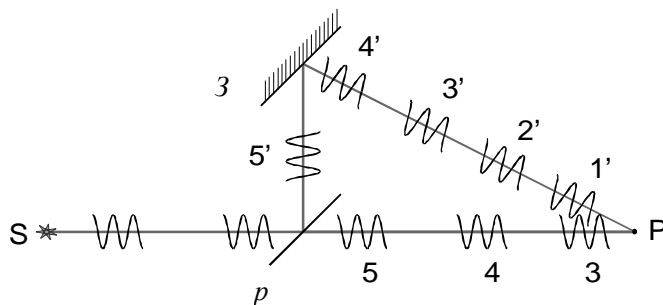


Рис. 4. К определению максимальной разности хода волн при осуществлении интерференции

разделения исходной световой волны на две используется призма с углом при вершине, близким к 180° , — бипризма Френеля. Преломляющий угол α , как правило, не превышает $30'$. Источником света служит ярко освещенная узкая щель S , параллельная преломляющему ребру бипризмы.

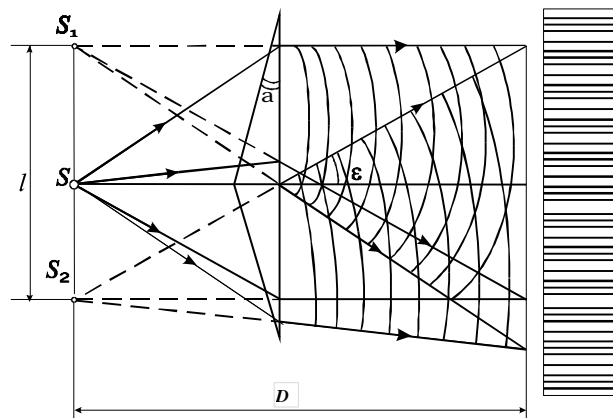


Рис. 5. Схема осуществления интерференции с помощью бипризмы Френеля.

Поскольку каждая половинка отклоняет лучи на небольшой угол ϵ , приблизительно равный $(n-1)\alpha$, то можно считать, что здесь образуется два мнимых источника S_1 и S_2 .

Описание интерференционной картины (распределение интенсивности вдоль выбранного направления ox , ширина интерференционных полос) осуществляется аналогично предыдущему случаю (см. выражения 15—25).

Если между источником S и бипризмой разместить собирающую линзу так, чтобы источник находился в её фокусе, то после преломления в призме будем иметь случай интерференции плоских волн (см. формулы 11—14).

Практическая часть

Упражнение 1. Измерение расстояния между двумя мнимыми источниками света.

Порядок выполнения упражнения

1. Собирают установку на оптической скамье (рис. 6).

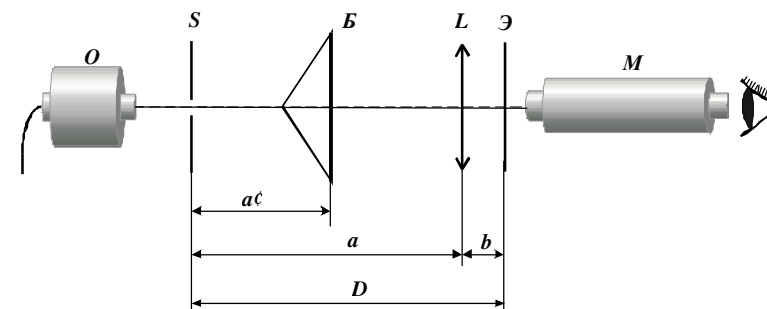


Рис. 6. Схема установки для определения длины волны света с помощью бипризмы Френеля

На рисунке 6 показано расположение приборов сверху: O — осветитель, представляющий собой трехцветный светодиод (синий, зеленый и красный); S — щель; B — бипризма Френеля; L — собирающая линза с фокусным расстоянием 10—15 см.; E — матовый экран; M — отсчетный микроскоп;

Внешний вид установки показан на рис. 7.

Ребро бипризмы обязательно должно быть строго параллельно щели. Расстояние a_1 между бипризмой B и щелью S во время опыта остается постоянным. Все части установки: окно осветителя, середина щели, бипризма, окулярный микроскоп — должны быть на одной высоте. Экран устанавливают на расстоянии 50—60 см от щели матовой стороной к микроскопу.

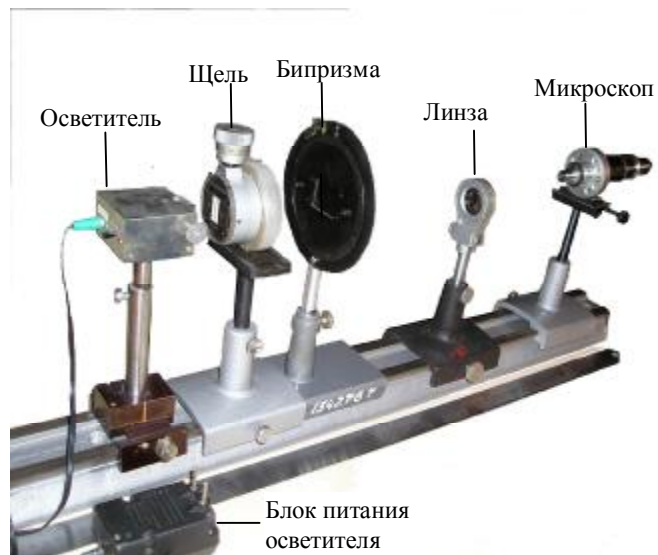


Рис. 6. Внешний вид установки для определения длины волны света с помощью бипризмы Френеля

2. Передвигая линзу L , добиваются того, чтобы оба изображения щели были отчетливо видны на экране Э. Установив определенный тубус микроскопа, перемещают его до тех пор, пока не увидят в поле зрения микроскопа отчетливое изображение мнимых источников S_1 и S_2 .

3. Закрепляют щель, бипризму, линзу, экран и микроскоп. Масштабной линейкой измеряют расстояние D от щели до матовой стороны экрана (рис. 6).

Расстояние D от щели до экрана можно считать за расстояние от плоскости, в которой находятся мнимые источники S_1 и S_2 , до экрана, т.к. ее смещение от плоскости, в которой лежит щель S , очень незначительно.

4. Измерения проводят для всех трех источников: синего, зеленого и красного. Для переключения источников служит трехпозиционный переключатель, расположенный на задней панели корпуса осветителя.

Примечание. При переключении источников, как правило, происходит смещение его изображения на щели. Для устранения этого необходимо вращением микровинта, расположенного на передней боковой поверхности корпуса осветителя сдвигая линзу добиться, чтобы середина изображения источника совпала со щелью.

Если переводной множитель отсчетного микроскопа k , то расстояние между изображениями мнимых источников $l' = nk$, где n — число делений шкалы отсчетного микроскопа, укладываемое между изображениями мнимых источников света S_1 и S_2 в поле зрения микроскопа.

5. Измеряют расстояние a от щели S до линзы L и расстояние b от линзы L до экрана Э. Все измерения проводят несколько раз для различных тубусов микроскопа.

6. По формуле увеличения линзы находят расстояние l (рис.5) между мнимыми источниками S_1 и S_2 для трех источников:

$$l = \frac{a}{b} l'.$$

7. По данным измерений для трех источников определяют среднее значение величины l .

Упражнение 2. Определение длины световой волны.

Длину волны монохроматического света можно определить, используя формулу (24), приведенную в теоретической части работы.

В данном случае под величиной D следует понимать расстояние от щели до экрана, на котором наблюдают интерференционную картину.

Порядок выполнения упражнения

1. Проверить установку на оптической скамье (рис.6). Расстояние a между бипризмой B и щелью S оставляют все время одним и тем же. Снимают со скамьи линзу L и экран \mathcal{E} .

2. Микроскоп M приближают почти вплотную к бипризме B . Удаляя микроскоп, сначала обнаруживают вертикальную полосу, а затем видят картину полос интерференции. Наводят микроскоп на отчетливую картину интерференции, полученной на экране, слегка вращая бипризму.

3. Измеряют расстояние D от щели S микроскопа.

4. Отсчетным микроскопом измеряют расстояние x (рис. 6)

$$x = kn,$$

где k — переводной множитель отсчетного микроскопа при данной длине тубуса (см. описание микроскопа); n — число делений отсчетного микроскопа, укладывающееся между крайними светлыми полосками.

5. Считают количество видимых темных полос m и находят расстояние между двумя соседними светлыми полосами:

$$\Delta x = \frac{x}{m}.$$

6. Измерения x и Δx проделывают для трех источников (красного, зеленого и синего).

7. Длины волн света находят по формуле

$$\lambda = \frac{\Delta x l}{D},$$

где l — расстояние между мнимыми источниками света S_1 и S_2 , найденное в первой части работы.

Опыты проделывают для различной длины тубуса не менее трех раз для каждого источника.

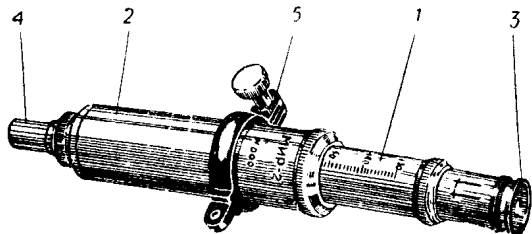


Рис.8. Внешний вид отсчетного микроскопа

Отсчетный микроскоп МИР-2

Назначение прибора. Отсчетный микроскоп МИР-2 (бесшарнирная модель) предназначен для измерения расстояний между штрихами, точками, структурными линиями, рисками и т.д. на поверхности металлических, деревянных, пластмассовых и других деталей.

Конструкция прибора. Отсчетный микроскоп (рис. 8) состоит из выдвижного тубуса (1) с нанесенными на нем рисками (от 130—200) вставленного в корпус (2). В верхнюю часть тубуса вставлен окуляр Гюйгенса (3) со шкалой; в нижнюю часть корпуса ввинчен ахроматический объектив (4) 3,7^x. Выдвижной тубус позволяет изменять расстояние между объективом и окуляром, тем самым изменяя увеличение микроскопа.

Изменение этого расстояния возможно в пределах от 130 до 190 мм (расстояние в миллиметрах можно прочесть на тубусе); соответственно будет меняться и цена деления шкалы окуляра.

Изменение этого расстояния возможно в пределах от 130 до 190 мм (расстояние в миллиметрах можно прочесть на тубусе); соответственно будет меняться и цена деления шкалы окуляра.

Зависимость между расстоянием от объектива до окуляра и ценой деления окулярной шкалы определяется с помощью объективного микрометра (эталоны).

Результаты повторных замеров эталона позволили составить таблицу цены деления окулярной шкалы в зависимости от расстояния между объективом и окуляром. Указанная таблица упрощает работу с микроскопом.

Таблица

Значения переводного коэффициента k

Длина тубуса в мм	k , мм/дел	Длина тубуса в мм	k , мм/дел
130	0,058	170	0,041
140	0,053	180	0,038
150	0,049	190	0,036
160	0,045		

Методика измерений с помощью отсчетного микроскопа МИР-2

Сфокусировав отсчетный микроскоп на исследуемую поверхность, находят в поле зрения изображения двух интересных точек, расстояние между которыми измеряют шкалой окуляра, т.е. отсчитывают число делений шкалы окуляра, укладываемых в этом расстоянии (это число обозначают буквой N). Умножают число делений N на коэффициент k (цену деления окулярного микроскопа), соответствующий длине тубуса. Полученный результат и будет истинным расстоянием $x=kN$ (в миллиметрах).

Пример: Требуется определить расстояние между рисками, оставленными инструментом на металлической пластине. Для этого выдвигают подвижную часть тубуса (в нашем примере на деление 170), установкой глазной линзы добиваются резкой видимости шкалы. В таблице 3 в первой графе находят цифру 170 и против нее читают значение искомого коэффициента k . В данном случае этот коэффициент равен 0,041. Подводят начало шкалы окуляра к одной из рисок и считают количество делений, уложившихся в расстояние до следующей риски, т.е. ищут значение N . Устанавливают, что оно равно 4 делениям. Искомое расстояние, следовательно, равно

$$x=kN=0,041 \cdot 4=0,164 \text{ (мм)}.$$

Контрольные вопросы

1. Что называется интерференцией света?
2. Какие источники света называются когерентными?
3. Что следует понимать под временем когерентности? Как время когерентности связано с эффективным интервалом частот, которые излучают источники света?
4. Каким условиям должна удовлетворять разность хода для наблюдения в данной точке максимума интерференции? Всегда ли при выполнении этих условий наблюдается интерференция?
5. Почему при наблюдении интерференционной картины с помощью бипризмы Френеля считают, что мнимые источники света лежат в той же плоскости, что и сам источник?
6. Почему в бипризме Френеля преломляющий угол должен быть малым?
7. Используя данные лабораторной установки, оцените преломляющий угол бипризмы. (Принять показатель преломления стекла бипризмы $n=1,50$).

8. Как будет влиять ширина щели на интерференционную картину?