Лабораторная работа
Интерференция света. Биопризма Френеля.

Миллер Сергей, 494

27 февраля 2017

В работе используются: полупроводниковый лазер, кювета, одна из стенок которой представляет собой бипризму Френеля, короткофокусная линза, экран для наблюдения, линейка.

Цель работы: изучить интерференцию света на примере опыта с бипризмой Френеля, определить преломляющий угол бипризмы по отклонению луча лазера и по характеристикам интерференционной картины.

1 Схема прибора:

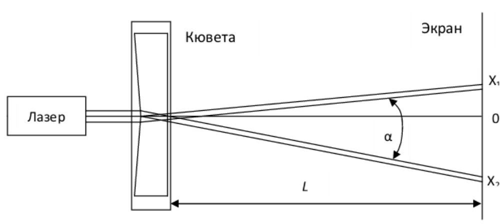

Рис. 1: Схема установки без линзы

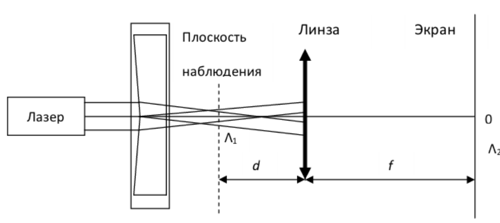

Рис. 2: Схема установки с линзой

Интерференция.

Период оптических колебаний – величина столь малая, что ни человеческий глаз, ни фотоприборы не регистрируют мгновенные значения электрического и магнитного поля. Наблюдаемая нами величина «яркости» точки изображения на экране пропорциональна усреднённому за какой-то период квадрату напряженности электрического поля в этой точке. Её принято называть интенсивностью $I = \overline{\vec{E}^2}$.

Пусть есть два пучка света, характеризуемые напряжённостями электрического поля $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ в некоторой пространственной точке. По принципу суперпозиции результирующей двух этих пучков в какой-либо точке пространства является векторная сумма

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 .$$

Интенсивность света в данной точке

$$I = \overline{(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2} = \overline{\vec{E}_1^{\,2}} + 2\overline{(\vec{E}_1\vec{E}_2)} + \overline{\vec{E}_2^{\,2}} = I_1 + I_{12} + I_2 .$$

Слагаемые I_1 и I_2 в правой части - интенсивности пучков 1 и 2, соответственно. Слагаемое I_{12} называется *интерференционным членом*. В случае, если пучки света независимы, усреднение по времени приводит к обращению в нуль этого члена. В случае если пучки не независимы, то интерференционный член может быть отличен от нуля, и такие пучки называют когерентными.

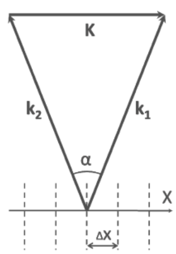

Рис.1

Рассмотрим две плоские монохроматические перекрывающиеся волны с волновыми векторами $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ (Рис.1). При этом

$$k_1 = k_2 = k = \frac{2\pi}{\lambda},\ k_{1,x} = k \cdot sin(\alpha/2),\ k_{2,x} = -k \cdot sin(\alpha/2).$$

Здесь α - угол схождения плоских волн. Будем считать, что векторы напряженностей этих волн имеют только одну ненулевую компоненту перпендикулярную плоскости рисунка. Тогда для этих компонент можно записать

$$E_1 = a_1\, cos(\omega t - \vec{k}_1\vec{r} + \delta_1), \qquad E_2 = a_2\, cos(\omega t - \vec{k}_2\vec{r} + \delta_2),$$

здесь ω - циклическая частота волны.

Допустим, что $\delta_1 = \delta_2$. Тогда для разности фаз колебаний этих волн в некоторой точке получаем

$$\Delta\varphi = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\vec{r} + (\delta_2 - \delta_1) = 2k \cdot sin(\alpha/2) \cdot x .$$

Теперь выражение для результирующей интенсивности колебаний примет вид

$$I = I_1 + 2\sqrt{I_1 I_2}\, cos(\Delta\varphi) + I_2 = I_1 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot cos(2k \cdot sin(\alpha/2) \cdot x) + I_2 .$$

Из этого выражения следует, что интерференционный *максимум* интенсивности достигается в тех точках пространства, в которых выполняется условие $\Delta\varphi = 2\pi m,\ m = 0, \pm1, \pm2, \ldots$. Интерференционный *минимум* интенсивности достигается в тех точках пространства, в которых выполняется условие $\Delta\varphi = \pi(2m+1),\ m = 0, \pm1, \pm2, \ldots$.

Допустим, что плоский экран для наблюдения интерференционной картины располагается перпендикулярно плоскости рисунка 1 так, что ось X лежит в его плоскости. Тогда в плоскости экрана будет наблюдаться периодическое изменение интенсивности от $I_{\max} = \left(\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2}\right)^2$ до $I_{\min} = \left(\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2}\right)^2$. При равных интенсивностях волн $I_1 = I_2 = I_0$

$$I(x) = I_0\left(1 + cos(2k \cdot sin(\alpha/2) \cdot x)\right) = I_0\left(1 + cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x\right)\right),$$

т.е. на экране будут наблюдаться темные и светлые параллельные полосы. Как видно из этого выражения, период интерференционной картины Λ (ширина интерференционной полосы) зависит от длины волны излучения λ и угла α схождения волн (см. рис.1)

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\,sin(\alpha/2)} \approx \frac{\lambda}{\alpha}, \qquad (1)$$

где последнее выражение получено для малых углов схождения.

О когерентности волн

Реальные световые волны не являются строго монохроматическими. Допустимо считать, что реальный источник испускает волны цугами (отрезками синусоид) длительностью τ. Цуги имеют пространственную длину $l = c\tau$, где c - скорость света. В течение этого цуга фаза волны остается постоянной. Таким образом, реальная световая волна представляет собой последовательность волновых цугов с беспорядочно изменяющейся от цуга к цугу фазой. Принято говорить, что колебания в разных цугах некогерентны. Интервал времени τ называют *временем когерентности*, а величину l - длиной когерентности.

Интерференция может возникнуть только при сложении когерентных колебаний, т.е. колебаний относящихся к одному цугу. В этом случае наблюдается устойчивая интерференционная картина. Таким образом, для получения интерференции света нужно волну от источника разделить на две когерентные волны и затем на экране наблюдать результат их сложения. При этом разность хода Δ волн до точки наблюдения не должна превышать длину когерентности l. Одной из оптических схем для наблюдения интерференции является схема с бипризмой Френеля (см. далее).

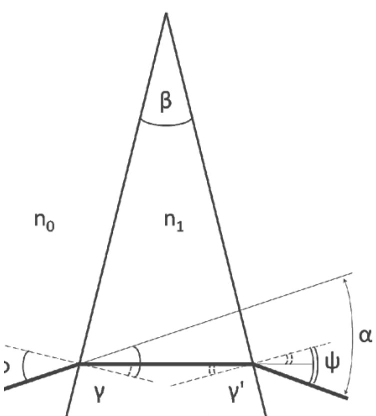

Рис.2

Отклонение луча бипризмой.

Рассмотрим ход луча, распространяющегося в среде с показателем преломления n_0, и встречающего на своём пути клин из прозрачного материала с показателем преломления n_1 ($n_1 > n_0$) с малым преломляющим углом β (см. рис. 2.).

Пусть луч падает на клин под углом ϕ с нормали к поверхности. Тогда направление распространения преломлённого луча мы можем найти, пользуясь законом Снеллиуса:

$$n_0 \sin\phi = n_1 \sin\gamma ,$$

где γ – угол, образованный прошедшим лучом с нормалью к преломляющей поверхности. Далее, если материал клина однороден, луч распространяется прямолинейно, пока не встретит вторую границу раздела сред. Для неё можем записать:

$$n_1 \sin\gamma' = n_0 \sin\psi .$$

Связь углов γ и γ' найдём из треугольника, образованного вершиной клина и точками преломления луча на границе раздела сред:

$$\beta = \gamma + \gamma' .$$

Для малых углов падения и преломления связь углов ϕ и ψ примет простое выражение:

$$\phi + \psi = \frac{n_1}{n_0}\beta .$$

Рассмотрим, на какой угол луч отклонится от своего первоначального направления. Обозначим α угол между падающим и прошедшим лучом. На первой поверхности луч отклонится от линии своего направления распространения к более широкой части клина на угол ϕ-γ, на второй – на угол ψ-γ'. Полный поворот луча в сторону широкой части клина составит

$$\alpha = (\phi - \gamma) + (\psi - \gamma') = (\phi + \psi) - (\gamma + \gamma') = \left(\frac{n_1}{n_0} - 1\right) \cdot \beta \,.$$

Таким образом, при условии малости углов, угол отклонения α не зависит от угла падения, но только от материала клина и угла между плоскостями его образующими. В случае, когда внешней средой является воздух $n_0 = 1$, получаем

$$\alpha = (n-1)\beta \,. \qquad (2)$$

Бипризма Френеля.

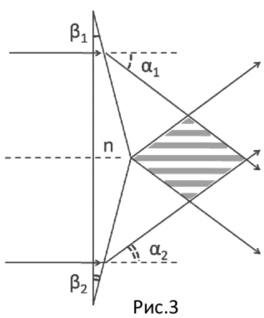

Рис.3

Как было сказано ранее, для наблюдения интерференции необходимо получить когерентные пучки света. Один из способов их получения - использование бипризмы Френеля.

Бипризма Френеля представляет собой две стеклянные призмы с малыми преломляющими углами β_1 и β_2, сложенные своими основаниями (см. рис.3). Практически она изготавливается из целого куска стекла. Плоская волна, проходя через бипризму, разделяется на две когерентных плоских волны, распространяющихся под углом $\alpha=\alpha_1+\alpha_2$ друг к другу (угол схождения волн).

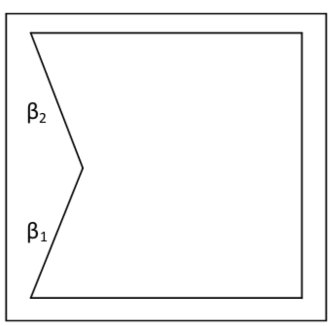

Рис.4

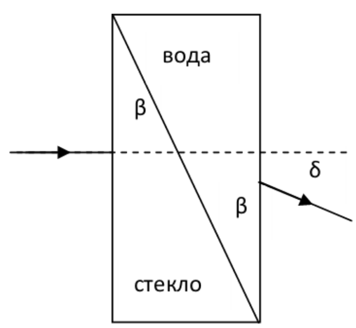

Рис.5

2 Ход работы:

Есть два метода измерения угла схождения волн:

1)

$$\alpha \approx \operatorname{tg}\alpha = \frac{\Delta x}{L} \tag{1}$$

где Δx - расстояние между центрами пятен, L - расстояние от бипризмы до экрана.

2)

$$\alpha \approx \frac{\lambda}{\Lambda_1} \tag{2}$$

где Λ_1 - ширина интерференционной полосы в плоскости наблюдения, его можно найти зная размеры видимого изображения Λ_2 и коэффицент линейного увеличения линзы Г.

$$\Lambda_1 = \frac{\Lambda_2}{\Gamma} = \frac{d}{f}\Lambda_2 = \frac{F}{f-F}\Lambda_2 \tag{3}$$

где F, f - фокусное расстояние и расстояние до изображения соответственно.

$\lambda = 661 \cdot 10^{-9}$м

$F = 3.6 \cdot 10^{-2}$ м

$L = (125 \pm 1) \cdot 10^{-2}$ м

- Воздух:

  $\Delta x = 0.5 \pm 0.05 \cdot 10^{-2}$м

  $n_{air} = 1$

	1	2	3
Λ_2 [см]	0.3	0.4	0.3
f[см]	75	105	85
Г	20	28	22
α $[10^{-3}]$	43	46	49

  $\alpha_{air1} = (4.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \alpha_{air2} = (4.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$

- Вода:

  $\Delta x = 0.2 \pm 0.05 \cdot 10^{-2}$м

  $n_{water} = 1.33$

	1	2	3
Λ_2 [см]	0.8	0.6	0.8
f[см]	75	55	95
Г	20	14	25
α $[10^{-3}]$	16	15	20

$\alpha_{water1} = (1.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \alpha_{water2} = (1.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$

Оценим среднее значение преломляющего угла призмы β.

Знаем, что

$$\alpha = (\frac{n_1}{n_0} - 1)\beta \tag{4}$$

где n_1, n_0 - показатели преломления внутренней и внешней среды.

Из известных $n_{air}, n_{water}, \alpha_{air}, \alpha_{water}$ можно выразить β:

$$\beta = \frac{n_{air}\alpha_{air} - n_{water}\alpha_{water}}{n_{water} - n_{air}} \tag{5}$$

$\beta = (6.3 \pm 1.5) \cdot 10^{-3}$