4.3.5
Изучение голограммы
Егор Берсенев

1 Цель работы

Знакомство с настройкой и работой гониометра, определение спектральных характеристик амплитудной решетки.

2 Оборудование

He-Ne-лазер, голограммы, набор линз, предметная шкала, экран, линейка.

3 Теоретическое введение

Осветим предмет когерентным источником. Пусть волна, отраженная предметом, создает в плоскости $z = 0$ поле $F_s(x, y) = A(x, y)e^{i\phi(x,y)}$. Очевидно, что если мы в отсутствии предмета создадим поле G, которое удовлетворяет волновому уравнению и граничному условию $G(x, y, z)|_{z=0} = F_s(x, y)$, то мы получим поле, тождественное реальному.

Теперь нужно описать реализацию на практике. Одной из первых идей является попробовать использовать фотопластинку. Но проблема заключается в том, что пластинка чувствительна лишь к интенсивности поля, т.е. к квадрату величины F_s. Это означает, что мы теряем информацию о фазе поля F_s. Проблема решается, если в добавок к волне, идущей от предмета, добавить известную волну (*опорную*). Тогда волна от предмета будет интерферировать с опорной волной, что позволит сохранить информацию о фазе F_s.

Итак, на пластинку падают теперь две волны F_s и F_0, тогда

$$I = |F_s + F_0|^2 \tag{1}$$

Положим, что "прозрачность" пластинки пропорциональна интенсивности света при записи, т.е. $T \sim I$. Тогда мы можем записать

$$T = |F_s|^2 + |F_0|^2 + F_s F_0^* + F_s^* F_0$$

Внимание нужно обратить на третье слагаемое: оно линейно по F_s, значит содержит всю информацию об амплитуде и, самое главное, о фазе волны предмета.

Фотопластинка, на которую описанным выше образом "записывают" изображение предмета, называется *голограммой.*

Далее, подробнее опишем голограмму точечного источника. Пусть фотопластинка находится в плоскости xy и на нее падает волна, исходящая из источника на расстоянии d от голограммы. Это так называемая предметная волна и

$$E_{\text{obj}} = A(r)e^{-i\left(\sqrt{r^2+d^2}+\phi\right)}, \tag{2}$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $r^2 = x^2+y^2$, ϕ – начальная фаза. На небольших расстояниях можно считать $A(r) \approx A_0 = \text{const}$. А вблизи пучка $r \ll d$ и поэтому

$$k\sqrt{r^2+d^2} \approx kd + \frac{kr^2}{2d} \tag{3}$$

Этот переход называется *приближением Френеля*. Тогда для предметного поля

$$E(r) = A(r)e^{-i\left(kr^2/2d+\psi\right)} \tag{4}$$

Очевидно, что если рассматривать волну, которая сходится где-то за голограммой, то ее поле E' отличается лишь знаком в экспоненте.

В качестве опорной волны выбираем плоскую волну с фазовым портретом, параллельных плоскости голограммы и тогда $E_{\text{sup}} = A_{\text{sup}}$.

Интенсивность, как мы видели раньше

$$I(r) = A_{\text{sup}}^2 + A_{\text{obj}}^2 + E_{\text{obj}}A_{\text{sup}}^* + E_{\text{obj}}^*A_{\text{sup}} \tag{5}$$

А для функции прозрачности имеем

$$T(r) \sim A_{\text{sup}}^2 + A_{\text{obj}}^2 + 2A_{\text{obj}}A_{\text{sup}}\cos\left(\frac{kr^2}{2d}+\theta\right), \tag{6}$$

где θ – некоторая постоянная фаза. Из последней формулы следует, что (если пренебречь фазой) прозрачность максимальная при $r_n = \sqrt{2n\lambda d}$ и минимальна при $r_{2n+1} = \sqrt{(2n+1)\lambda d}$. Таким образом, голограмма точечного источника подобна зонной пластинке.

4 Ход работы

Перед началом работы настроим установку. Для этого включим лазер и осветим им шкалу. На удаленном экране получим дифракционную картину созданную крестообразной шкалой. Определим $\Delta x = 0.54 \pm 0.1$ см. Расстояние от образца до экрана равно $D = 114 \pm 0.5,$ см.

$$\frac{\lambda}{D} = \frac{\delta x}{L} \to D = \frac{\lambda L}{\delta x} = (1.14 \pm 0.2)\cdot 10^{-2} \text{ см} \tag{7}$$

Теперь рассчитаем ту же величину с использованием линзы $f = 4$ см. Расстояние от экрана до линзы $L_1 = 110 \pm 1$ см. Получим отсюда:

$$\Gamma = 27.4 \pm 0.3; \quad D_\Gamma = 0.25 \pm 0.1 \text{ см} \tag{8}$$

Теперь оценим расстояние от точечного источника до голограммы. Для этого получим контрастное изображение колец. Отметим радиусы нескольких светлых колец.

Таблица 1: Радиусы темных колец

n	1	2	3	4	5
d, mm	2.5	4	5.5	6.7	8

Построим график:

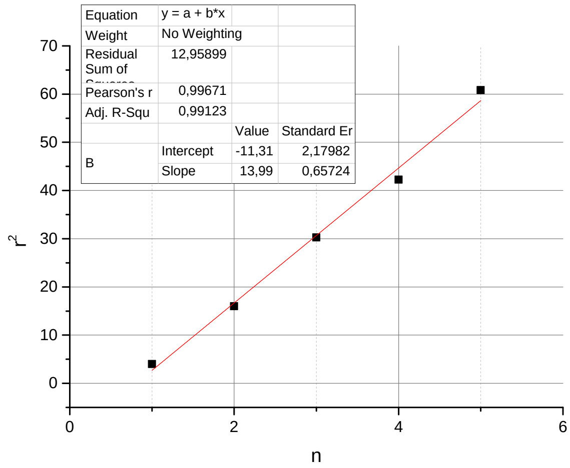

Рис. 1: Зависимость $r^2 = f(n)$

По формуле

$$d = \frac{r_n^2}{2n\lambda\Gamma^2} \tag{9}$$

Получаем $d = 20.2 \pm 1.4$ мм

Проделаем то же самое с помощью линзы с фокусным расстоянием $f = 4$ см. Пусть $y = a - x$.

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{x} + \frac{1}{b} \to x = \frac{bF}{b-F} \tag{10}$$

$$a = 4\,\text{см} \quad y_1 = 7.5\,\text{см} \quad y_2 = -6.7\,\text{см}$$

Исследуем фокусное расстояние тонкой линзы. Расстояние от экрана до голограммы равно $L = 107 \pm 1$ см. $D' = 3$ мм

$$\frac{b}{a} = \frac{D}{D'} \implies a = \frac{Db}{D'} = 4 \pm 0.4\,\text{см}$$

Считая голограмму тонкой линзой, получаем:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \implies f = \frac{ba}{a+b} = 3.85 \pm 0.4\,\text{см} \tag{11}$$

Теперь заменим зеленый лазер на красный с длиной волны $\lambda_r = 632.8$ нм. В этом случае $L = 107 \pm 1$ см. $D' = 2$ мм. Аналогично получаем $f = 2.25 \pm 0.4$ см

5 Вывод

При исследовании голограммы были выявлены ее фокусирующие свойства. Также было обнаружено, что фокусное расстояние голограммы для разных длин волн разное. Также мы наблюдали голограмму линейки и штыря.