ЖЭТФ, письм. в ред.,
1967, т. 5, в. 10, с. 382-384

23/III-67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р13-3163

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Т.И. Копылов

К ТЕОРИИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО УВЕЛИЧЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

1967.

Р13-3163

Г.И. Копылов

К ТЕОРИИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО УВЕЛИЧЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Увеличение изображений в голографии достигается применением расходящихся пучков. Это делает возможным голографический микроскоп. Обычно /1/ для этого используется голограмма самого предмета. Мы обращаем внимание на другой тип микроскопа. В нем на голограмме фиксируется не предмет, а интерференция волн от двух источников. Глядя сквозь эту голограмму на предмет, освещенный когерентным пучком, можно получить увеличенное изображение предмета. По существу, это мало чем отличается от использования зонной пластинки Френеля в качестве линзы. В некоторых условиях такая схема может оказаться удобной.

Наметим вкратце теорию такого микроскопа. Если A и B – когерентные источники, то поле в точке P фотопластинки $z = 0$ будет (см. рис. 1) $U(P) = U_A + U_B = \exp(-ik\cdot PA) + \exp(-ik\cdot PB)$. На проявленную пластинку-голограмму, увеличенную в m раз, пусть падает от предмета 0 световое когерентное поле $s(0)$ с волновым числом k'. Тогда поле в некоторой плоскости I будет

$$S(I) = \int s(O)\, e^{-ik\cdot OP} |U(m^{-1}P)|^2 e^{-ik'\cdot PI}\, dO\, dP. \tag{1}$$

Ограничимся далее только полем $S(I)$ от интерференционных членов $U_A^* U_B$ или $U_A U_B^*$, считая, что поля от $|U_A|^2 + |U_B|^2$ окажутся в других частях плоскости I. Тогда в приближении узких пучков и полагая для простоты предмет одномерным, имеем

$$S(x_I) = \int s(x_O) \exp\Big\{-ik'\Big[\frac{(x_P - x_O)^2}{2z_O} + \frac{(x_I - x_P)^2}{2z_I}\Big] \pm$$
$$\pm\, ik\Big[\frac{(m^{-1}x_P - x_A)^2}{2z_A} - \frac{(m^{-1}x_P - x_B)^2}{2z_B}\Big]\Big\}\, dx_O\, dx_P . \tag{2}$$

Потребуем, чтобы коэффициенты при x_P^2 в экспоненте обратились в **нуль**, тогда интеграл по dx_P приведет к δ -функции от x_O и после интегрирования по x_O окажется, что поле S повторяет поле s в некотором масштабе, т.е. изображение повторяет объект. Аргумент δ -функции - это коэффициент при x_P в (2), так что условия на плоскость I следующие

$$-k'(z_O^{-1} + z_I^{-1}) \pm km^{-2}(z_A^{-1} - z_B^{-1}) = 0 ,$$

$$k'\left(\frac{x_O}{z_O} + \frac{x_I}{z_I}\right) \mp \frac{k}{m}\left(\frac{x_A}{z_A} - \frac{x_B}{z_B}\right) = 0 .$$

Отсюда положение плоскости изображения I и увеличение M

$$z_I = \frac{1}{-\frac{1}{z_O} \pm \frac{k}{k'm^2}\left(\frac{1}{z_A} - \frac{1}{z_B}\right)} , \quad M = \frac{1}{1 \mp \frac{kz_O}{k'm^2}\left(\frac{1}{z_A} - \frac{1}{z_B}\right)} .$$

Поле в плоскости I будет

$$S(x_I) = s\left(-\frac{x_I}{M} \mp \frac{kz_O}{mk'}\left(\frac{x_B}{z_B} - \frac{x_A}{z_A}\right)\right)$$

с некоторым фазовым множителем, который визуально не наблюдаем. Изображений всегда два, иногда оба мнимых, иногда одно мнимое, другое действительное, иногда оба действительных; находясь в разных плоскостях, они не мешают друг другу.

В простейшем случае $m = 1$, $k = k'$, $z_A = \infty$ имеем

$$M = \frac{z_B}{z_B \pm z_O} ; \quad z_I = -\frac{z_O z_B}{z_B \pm z_O} ; \quad x_I = \frac{x_O z_B \pm z_O x_B}{z_B \pm z_O} .$$

Увеличенное изображение получится тогда, когда предмет помещают чуть ближе к голограмме, чем источник B. Из рис. 2 видно, как графически можно получать величину изображения.

Таким образом, ясно, что для наблюдения предмета в голографический микроскоп нет нужды изготовлять голограмму предмета; достаточно изготовить голограмму светового поля двух точечных источников, чтобы эта голограмма сама стала микроскопом.

Я благодарен М.И. Подгорецкому, Я.А. Смородинскому и Л.М. Сороко за ценные обсуждения.

Литература

1. E.N. Leith, J. Upatnieks, K.A. Haines, JOSA, 55, 981 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 февраля 1967 г.

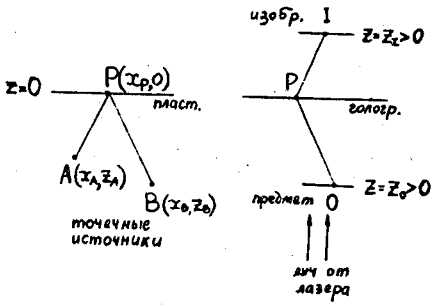
изобр. I
z=zI>0
z=0
P(xP,0)
пласт.
P
гологр.
A(xA,zA)
B(xB,zB)
точечные источники
z=zO>0
предмет O
луч от лазера

Рис. 1.

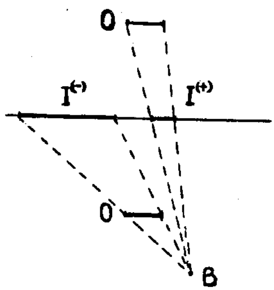
O
I(-)
I(+)
O
B

Рис. 2.