

- [2] Venkatesan T., Wu X.D., Inam A., Wachtman J.B. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 14. P. 1193-1195.
- [3] Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [4] Соболев Э.Н. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 1. С. 40-44.
- [5] Любов Б.Я., Соболев Э.Н. // ИФЖ. 1983. Т. 45. № 4. С. 670-687.
- [6] Fischer H.E., Watson S.K., Cahill D.G. // Comments on Condensed Matter Physics. 1988. V. 14. N 2. P. 65-128.
- [7] Анисимов С.И., Гольберг С.М., Соболев Э.Н., Трибельский М.И. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. № 14. С. 882-887.
- [8] Fitzner K., Chang Y.A. - High-Temperature Superconductors II, Pittsburgh, USA, 1988. P. 285-288.
- [9] Соболев Э.Н. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 8. С. 1697-1699.

Поступило в Редакцию
8 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 8

26 апреля 1989 г.

07; 12

ПСЕВДОГЛУБОКАЯ ГОЛОГРАММА

Ю.Н. Денисюк

Глубокие трехмерные голограммы, как известно, обладают рядом весьма полезных свойств: высокой спектральной и угловой селективностью, отсутствием сопряженного изображения, возможностью ассоциативной выборки информации, а также допускают реконструкцию обычным источником со сплошным спектром и т.д. [1-4]. К сожалению, получение таких голограмм связано с очень большими трудностями, обусловленными, в основном, ограниченными возможностями создания необходимых светочувствительных сред.

Ниже рассматривается возможность получения так называемых псевдоглубоких голограмм, т.е. записанных и восстановленных по специальной схеме тонкослойных голограмм, оптические свойства которых идентичны свойствам трехмерных голограмм, имеющих практически неограниченную толщину. Эта возможность появляется в результате ограничения класса регистрируемых объектов одно-

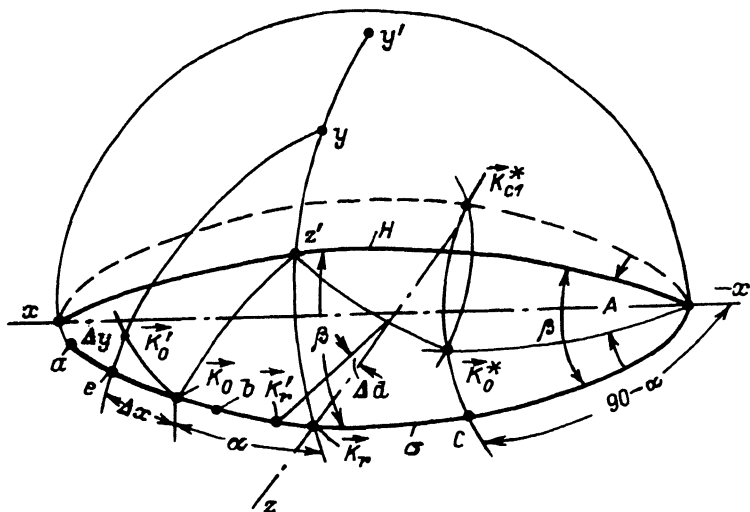


Рис. 1. К рассмотрению угловой селективности псевдоглубокой голограммы. H — плоскость голограммы, σ — „плоскость считывания“, k_r — волновой вектор референтной волны, ab — объект, k_o — волновой вектор излучения одной из точек объекта, k_o' — волновой вектор объектной волны, восстановленной голограммой.

мерными линейными объектами, имеющими вид строки с переменной по длине яркостью.

Взаимное расположение световых пучков при записи и считывании псевдоглубокой голограммы изображено на рис. 1 с помощью сферы единичного радиуса. Объект — линия переменной яркости и фазы ab и референтный луч k_r лежат в плоскости σ , которую в дальнейшем будем называть „плоскостью считывания“. Голограмма H наклонена на угол β по отношению к плоскости σ .

Механизм записи и реконструкции изображения объекта с помощью псевдоглубокой голограммы рассмотрим на примере элементарной голограммы, образованной в результате регистрации картины интерференции референтной волны k_r с волной k_o излучения одной из точек объекта ab . Волновые функции референтной и объектной волны в системе координат x, y', z' (рис. 1) можно записать следующим образом:

$$\psi_r = a_r e^{ik(z' \cos \beta - y' \sin \beta)}, \quad (1)$$

$$\psi_o = a_o e^{ik(x \sin \alpha + z' \cos \alpha \cos \beta - y' \cos \alpha \sin \beta)}. \quad (2)$$

Складывая ψ_r и ψ_o умножая результат на сопряженную величину и полагая $y' = 0$, найдем распределение интенсивности в плос-

кости голограммы. Ограничиваясь линейным случаем записи, будем считать, что амплитудный коэффициент пропускания голограммы ε_H пропорционален воздействовавшей интенсивности:

$$\varepsilon_H = k \left\{ a_T^2 + a_T a_0 e^{ik[x \sin \alpha + z' \cos \beta (\cos \alpha - 1)]} + a_T a_0 e^{-ik[x \sin \alpha + z' \cos \beta (\cos \alpha - 1)]} + a_0^2 \right\}. \quad (3)$$

Перейдем к процессу реконструкции голограммы. Предположим, что голограмма восстанавливается волной ψ_r' , повернутой на малый угол $\Delta \alpha$ относительно волны ψ_r

$$\psi_r' = a_r e^{ik(\Delta x + z' \cos \beta - y' \sin \beta)}. \quad (4)$$

Граничные условия восстановленной голограммой объектной волны найдем, умножая второе слагаемое (3) на ψ_r' :

$$\psi_o' = k a_T^2 a_0 e^{ik[x(\Delta \alpha + \sin \alpha) + z' \cos \beta \cos \alpha]}. \quad (5)$$

Множители при x и z' являются направляющими косинусами восстановленной объектной волны \vec{k}_o' по отношению к этим осям. Сравнивая (5) с (2) нетрудно понять, что угол волны \vec{k}_o' с осью z' остался прежним, т.е. $\Delta z = 0$. Угол по отношению к оси x получил приращение, величину которого нетрудно подсчитать, сравнивая (2) и (5):

$$\Delta x = - \frac{\Delta \alpha}{\cos \alpha}. \quad (6)$$

Проведя соответствующие малые круги из точек x и z' , а также выполнив несложные тригонометрические подсчеты, нетрудно определить угол Δy , на который отклоняется восстановленная волна \vec{k}_o' при изменении угла падения восстанавливающей волны на $\Delta \alpha$:

$$\Delta y = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} \Delta \alpha. \quad (7)$$

Умножая третье слагаемое (3) на ψ_r (1), нетрудно найти граничные условия сопряженной волны \vec{k}_o^* (см. рис. 1) и показать, что эта волна отклоняется на достаточно большой угол от плоскости считывания \mathcal{C} . Изменяя абсолютную величину вектора κ в (1), проводя рассуждения, аналогичные тем, которые были использованы при выводе (7), нетрудно найти угол отклонения восстановленного луча от плоскости считывания, обусловленный изменением длины волны излучения, восстанавливающего голограмму:

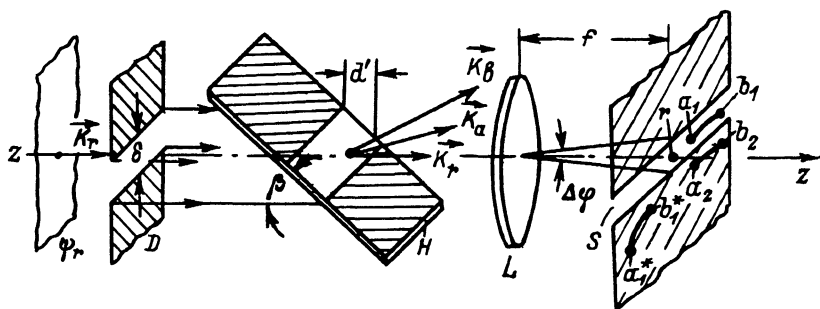


Рис. 2. Схема реконструкции псевдоглубокой голограммы. ψ_r - считывающая волна, характеризующаяся волновым вектором k_r , D - диафрагма, H - голограмма, d' - глубина псевдоглубокой голограммы, L - линза, S - щель, выделяющая плоскость считывания, $a_1, b_1; a_2, b_2; a_1^*, b_1^*$ - восстановленные голограммой H изображения объектов.

$$\Delta y'' = \frac{1}{\operatorname{tg} \beta} \frac{1 - \cos \alpha}{\cos \alpha} \frac{\Delta \lambda}{\lambda}, \quad (8)$$

где λ - длина волны излучения.

Схема реконструкции псевдоглубокой голограммы приведена на рис. 2. Плоская волна ψ_r проходит апертурную диафрагму D , которая вырезает из волнового фронта полосу шириной δ . За диафрагмой D располагается голограмма H , наклоненная на угол β к плоскости считывания. Вырезанный диафрагмой участок волнового фронта восстанавливает голограмму на площади, протяженность которой в глубину равна d' .

$$d' = \frac{\delta}{\operatorname{tg} \beta}. \quad (9)$$

Восстановленные голограммой объектные лучи k_a и k_b попадают на линзу L , коллимируются ею и образуют в фокальной плоскости линзы изображения зерегистрированных на голограмме объектов. (В случае, изображенном на рисунке, восстановлены: первый объект a_1, b_1 , второй a_2, b_2 и сопряженное изображение a_1^*, b_1^*). Ширина восстановленной объектной строчки ограничивается щелью S , которая, определяя плоскость считывания, пропускает лучи, соответствующие объекту, записанному при данном направлении объектной волны ψ_r и отсекает все остальные. Минимально возможная угловая ширина щели $\Delta \varphi$ равна углу дифракции на отверстии с размером δ :

$$\Delta \varphi = \frac{\lambda}{\delta}. \quad (10)$$

Подставляя в (10) значение \mathcal{S} из (9) и приравнявая $\Delta\varphi$ к Δy и $\Delta y''$ (7) и (8), найдем угловую и спектральную селективность псевдоглубокой голограммы:

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda}{d' \operatorname{tg} \alpha}, \quad (11)$$

$$\frac{\Delta\alpha}{\lambda} = \frac{\lambda \cos \alpha}{2d' \sin^2 \frac{\alpha}{2}}. \quad (12)$$

Нетрудно показать, что выражения (11) и (12) практически точно совпадают с выражениями для угловой и спектральной селективности глубокой трехмерной голограммы, вычисленными с помощью так называемой кинематической теории, не учитывающей ослабления падающей волны и вторичных отражений в толще голограммы. Из других свойств псевдоглубокой голограммы следует отметить отсутствие сопряженного изображения, которое как уже отмечалось, уводится достаточно далеко от плоскости считывания и отсутствие так называемого „гало“, образованного в результате взаимной интерференции точек объекта. Действительно, из соотношения (7) следует, что точки „гало“ также будут далеко уведены от плоскости считывания.

В заключение хочу поблагодарить Н.М. Ганжерли за проведение предварительных экспериментов, подтвердивших справедливость ряда полученных соотношений.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Д е н и с ю к Ю.Н. ДАН СССР. 1962. Т. 144. № 6. С. 1275–1278.
- [2] Д е н и с ю к Ю.Н. // Опт. и спектроскоп. 1963. Т. 15. № 4. С. 522–532.
- [3] V a n Н e e r d e n Р. // J. Applied Optics. 1963. V. 2. N 4. P. 393–400.
- [4] Д е н и с ю к Ю.Н. Опт. и спектроскоп. 1965. Т. 18. С. 276–283.

Поступило в Редакцию
15 февраля 1989 г.