

07

© 1990

АНОМАЛЬНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ЯРКОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ АССОЦИАТИВНОМ СЧИТЫВАНИИ ТОЛСТОЙ БЕЗОПОРНОЙ ГОЛОГРАММЫ

А.В. К а п и т а н о в

Одним из наиболее характерных свойств трехмерных голограмм, которые в настоящее время интенсивно исследуются, является ассоциативность. Это свойство, обнаруженное П. Ван Хирденем [1], заключается в следующем: объемная безопорная голограмма, записанная протяженным когерентным источником, при освещении излучением фрагмента источника восстанавливает изображения объекта в целом. В работе [2] приведены результаты первых экспериментов с безопорными голограммами. В дальнейшем происходило развитие теории трехмерных голограмм безотносительно к исследованию свойств ассоциативности [3, 4]. Эксперименты по ассоциативному считыванию фактически не проводились в связи с отсутствием достаточно чувствительной и толстой среды. В настоящее время с созданием среды „реоксан” [5], открылись новые возможности для экспериментов по ассоциативному считыванию объемных голограмм.

Ниже рассматривается обнаруженное явление аномального увеличения яркости объекта при ассоциативном восстановлении глубокой безопорной голограммы. Это явление было обнаружено в ходе следующего эксперимента. На образце светочувствительного материала „реоксан” толщиной 1,5 мм записывалась безопорная голограмма диффузно рассеивающего объекта — матового стекла. Затем часть поверхности диффузора закрывалась непрозрачной диафрагмой, а ассоциативное восстановление осуществлялось открытым участком диффузора. При этом восстанавливалось изображение закрытого фрагмента с яркостью, превосходящей его яркость во время записи.

Рассмотрим элементы теории явления. Регистрируемый на голограмме объект имеет площадь S , и каждая его точка является когерентным независимым источником света. Излучение, приходящее от объекта в произвольную точку голограммы, можно представить как совокупность плоских волн от всех точек объекта:

$$E(r) = \sum_N \alpha_n \exp(k_n r), \quad (1)$$

где α_n — комплексная амплитуда плоской волны от n -й точки. Используем приближения работы [3]. Амплитуды α_n примерно равны, волновые вектора k_n всех плоских волн наклонены на незначительные углы по отношению к оси OZ , которая направлена

по нормали к поверхности в глубь среды. Запись голограммы осуществляется в нелинейной среде, изменяющей диэлектрическую проницаемость пропорционально экспозиции воздействующего света. Для каждой двух амплитуд a_n, a_m записывается фазовая решетка с амплитудой

$$\varepsilon_{nm} = \alpha a_n a_m^* t. \quad (2)$$

Для компонент a_n , распространяющихся в среде, справедливо уравнение связанных волн [6]:

$$\frac{\partial}{\partial z} a_n = -\frac{\alpha}{2k_{nz}} + \frac{k_0^2}{2ik_{nz}} \sum^N \varepsilon_{nm} a_m. \quad (3)$$

Предположим, что восстановление осуществляется излучением с тем же угловым спектром, но другими комплексными амплитудами компонент c_n . Выражаем c_n через амплитуду записывающей компоненты a_n при помощи коэффициентов связи:

$$c_n = d_n(z) a_n. \quad (4)$$

Из уравнения связанных волн (3) получаем выражения для изменения коэффициентов связи с глубиной:

$$\frac{\partial}{\partial z} d_n = \frac{k_0^2}{2ik_{nz}} \left(\sum^N I_m d_m - d_n \sum^N I_m \right), \quad (5)$$

где I_m — интенсивность плоской компоненты, t_0 — время записи. Пусть восстановление происходит волной, для которой во входной плоскости голограммы ($z=0$) коэффициенты связи: $d_n^1=0, d_m^2=1$, т.е. часть объекта площадью S_1 закрыта, а фрагмент площадью S_2 открыт. Это соответствует случаю ассоциативного восстановления. В результате подстановки начальных данных получаем:

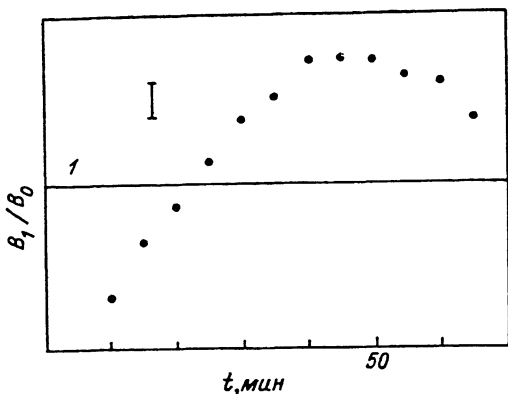
$$|d_n^1|^2 = 4 \left(\frac{S_2}{S} \right)^2 \sin^2 \frac{k^2}{4k_{nz}} \alpha I t_0 z', \quad (6)$$

$$|d_m^2|^2 = 1 - \frac{S_1}{S_2} |d_n^1|^2,$$

где $I = \sum^N I_n(0)$, $z' = \alpha^{-1}(1 - \exp(-\alpha z))$. Переходя к яркости изображений, получаем выражения для яркостей площадей S_1 и S_2 :

$$B_2 = B_0 - \frac{S_1}{S_2} B_1,$$

$$B_1 = 4B_0 \left(\frac{S_2}{S} \right)^2 \sin^2 \frac{\pi \Delta n}{\lambda} z', \quad (7)$$



где B_0 - яркость поверхности объекта, Δn - фотоиндуцированное изменение показателя преломления. Для дифракционной эффективности ассоциативного восстановления имеем:

$$\eta = \frac{B_1 S_1}{B_0 S_2} = \frac{S_1 S_2}{S^2} \sin^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta n z' \quad (8)$$

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. Во-первых, из (7) следует что B_1 - яркость восстановленного изображения, может превышать яркость этого фрагмента при записи. Во-вторых, яркость B_1 возрастает пропорционально квадрату площади открытого участка. В-третьих, т.к. форма перекрытых площадей не оговаривалась, первые два вывода справедливы для площадей произвольной формы.

Выводы теории были проверены соответствующим экспериментом описанным выше. На рисунке приведены результаты измерений отношения яркости изображения восстанавливаемого фрагмента B_1 к яркости этого фрагмента B_0 при различных временах записи голограммы. При этом соотношение площадей открытого и закрытого участков составляло 10:1. Из графика следует, что восстановленная яркость превосходит исходную.

Данное явление может быть использовано при осуществлении операций по ассоциативному считыванию информации, записанной на голограмме.

В заключение хочу выразить большую благодарность Ю.Н. Денисюку за ценные обсуждения и поддержку в работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Van Heerden P.J. // Appl. Opt. 1963. V. 2. N 4. P. 393-400.
- [2] Аристов В.В., Шехтман В.Ш. // УФН. 1971. Т. 104. № 1. С. 51-76.
- [3] Сидорович В.Г. // Опт. и спектр. 1976. Т. 41. № 3. С. 507-510.

- [4] Зельдович Б.Я., Шкунов В.В., Яковлева Т.В. // УФН. 1986. Т. 149. № 3. С. 511-549.
- [5] Лашков Г.И., Суханов В.И. // Опт. и спектр. 1978. Т. 44. № 5. С. 1008-1015.
- [6] Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одурлов С.Г., Соскин М.С. // УФН. 1979. № 1. С. 113-137.

Поступило в Редакцию
15 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 16 26 августа 1990 г.
01; 07; 08

© 1990

ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТЫ СВЯЗАННОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ

О.И. Белокурова, А.С. Шербаков

При сонаправленном коллинеарном рассеянии света на упругих волнах в двулучепреломляющей среде возможно формирование оптических солитонов, параметрически связанных с фоновым ансамблем [1]. Полученное в указанной работе (методом обратной задачи рассеяния [2]) точное стационарное решение описывает распространение провала в пространственном распределении интенсивности оптической накачки и связанных уединенных *sech*-образных ультразвукового и оптического, с ортогональной накачке поляризацией, импульсов. Скорость распространения акустически связанных оптических солитонов не превышает скорости упругих волн в среде и может быть еще уменьшена наряду с сокращением области локализации уединенных волн при увеличении интенсивности непрерывной оптической накачки. Однако для возможных технических приложений этого явления [3], во-первых, необходимо учесть влияние затухания упругих волн в реальной среде распространения, что не позволяет сделать точное стационарное солитонное решение [1], и, во-вторых, можно ограничиться случаем слабого уровня оптической накачки, когда практически отсутствует влияние световых волн на процесс распространения ультразвукового импульса и задачу трехволнового акустооптического взаимодействия можно решить в приближении заданного акустического поля. В данной статье на основе приближенного решения рассматривается динамика формирования медленного оптического импульса в связанном акустооптическом состоянии и учитывается влияние затухания упругих волн.

Если форма акустического импульса в связанном акустооптическом состоянии стационарна, то система (1) работы [1] переходит в следующую систему укороченных уравнений: