

07

© 1991 г.

## УГЛОВАЯ СПЕКЛ-СЕЛЕКТИВНОСТЬ ТРЕХМЕРНЫХ ГОЛОГРАММ

А. В. Мамаев, А. И. Савватеев, В. В. Шкунков

Экспериментально и теоретически показано, что трехмерная голограмма спекл-поля объекта и плоской опорной волны обладает угловой селективностью в направлении, перпендикулярном плоскости сведения записывающих пучков. Угловая селективность этого типа приводит к стабилизации динамического светорассеяния при записи в динамических средах голограммы спекл-полей и к возникновению обращения волнового фронта в схемах смещения в кристаллах взаимно некогерентных волн. |

### Введение

Голографическая решетка, зарегистрированная двумя плоскими волнами в фоточувствительной среде с глубокой записью, обладает угловой селективностью [1]: эффективное восстановление объектной волны происходит лишь в узком диапазоне направлений считывания. Это свойство позволяет повысить информационную емкость единицы площади голограммы за счет наложения нескольких голограмм таким образом, чтобы диапазоны эффективного считывания каждой из них не перекрывались. Как известно, селективирующие свойства решетки плоских волн анизотропны. К снижению дифракционной эффективности приводят лишь угловые уходы считывающей опорной волны в плоскости схождения записывающих волн. Угловые отклонения от оптимального направления в перпендикулярной плоскости не нарушают условие Брэгга [1] и практически не сопровождаются падением дифракционной эффективности.

В работе [2] указано, а в работе [3] детально продемонстрировано, что использование кодированной опорной волны, т. е. опорной волны с развитой спекл-структурой [4, 5], позволяет заметно повысить угловую селективность голограммы. Дополнительное падение дифракционной эффективности голограммы при угловых отклонениях опорной волны от ее направления при записи обусловлено здесь пространственным ограничением рабочего объема голограммы. Восстановление объектной волны происходит только в той области фотослоя, в которой пространственные смещения профиля считывающей опорной волны  $\Delta r \sim \rho \theta$  относительно профиля записывающей ( $\theta$  — угол поворота,  $\rho$  — расстояние до оси поворота голограммы) не превышают пространственных масштабов корреляции опорного спекл-поля  $\lambda/\Delta\theta$  и  $\lambda/\Delta\theta^2$  ( $\lambda$  — длина волны,  $\Delta\theta$  — угловая расходимость спекл-поля).

В настоящей работе показано, что и для голограмм, записанных традиционным образом — плоской опорной волной и несущей информацию кодированной спекл-волной объектного поля, селективность по углу считывания выше, чем для голограмм двух плоских волн, записанных в той же геометрии. Для плоской опорной волны ограничения рабочего объема голограммы при угловых отклонениях считывания не происходит, поскольку плоская волна имеет бесконечный масштаб корреляции. Дополнительное падение дифракционной эффективности связано в этом случае с тем, что при повороте считывающей опорной волны восстановление изображения тонкими элементарными слоями, лежащими на различной глубине регистрирующей среды, происходит с поперечным сме-

ценнем  $\Delta r \approx \theta z$ , где  $z$  — координата по глубине фотослоя,  $\theta$  — угол поворота опорной волны относительно направления записи. В результате в выходном сечении голограммы восстановленное поле представляет собой «смазанное» в направлении  $\theta$  на масштаб  $\theta L$  поле записанной в голограмме объектной волны,  $L$  — толщина фотослоя. Когда масштаб сдвига  $\theta L$  сравним с поперечными масштабами неоднородности объектной волны, то происходят заметные трансформации восстановленного поля: угловой спектр становится уже, сужение углового спектра приводит к падению дифракционной эффективности, пространственный профиль спекл-поля сглаживается. Рассмотрим эти процессы количественно

### Структура поля, восстановленного повернутой опорной волной

Пусть в фотослое толщиной  $L$  зарегистрирована статическая голограмма объектной спекл-волны  $A(\mathbf{R}) e^{i\mathbf{K}_A \mathbf{R}}$  плоской опорной волной  $B e^{i\mathbf{K}_B \mathbf{R}}$ . Пространственный профиль голографической решетки имеет вид  $\delta \varepsilon(\mathbf{R}) = \beta (A(\mathbf{R}) B^* e^{i\mathbf{q} \mathbf{R}} + \text{к. с.})$ ,  $\mathbf{q} = \mathbf{K}_A - \mathbf{K}_B$ ,  $\beta$  — коэффициент светочувствительности среды. Считывание получившейся голограммы опорной волной  $\tilde{B} e^{i\tilde{\mathbf{K}}_B \mathbf{R}}$  приводит благодаря рассеянию этой волны на объемной решетке  $\delta \varepsilon(\mathbf{R})$  к возбуждению в объеме слоя волны электромагнитной индукции

$$\delta D_A(\mathbf{R}) = \beta A(\mathbf{R}) B^* \tilde{B} e^{i(\mathbf{q} + \tilde{\mathbf{K}}_B) \mathbf{R}}, \quad (1)$$

ответственной за излучение восстановленной объектной волны  $\tilde{A}(\mathbf{R}) e^{i\tilde{\mathbf{K}}_A \mathbf{R}}$ . Найдем пространственную структуру медленной амплитуды восстановленной волны  $\tilde{A}(\mathbf{R})$ , излученной волной индукции  $\delta D_A(\mathbf{R})$ , при условии, что направление считывающей волны  $\tilde{\mathbf{K}}_B$  может отличаться от исходного  $\mathbf{K}_B$ . Для простоты рассмотрения ограничимся случаем малой дифракционной эффективности, когда  $\tilde{B}$  можно считать константой во всем объеме взаимодействия, примем, что длины волновых векторов волн при записи и считывании одинаковы, пренебрежем шумами всех видов и рассмотрим чисто скалярную задачу. В отличие от традиционного теоретического подхода к вычислению восстановленного голограммой поля методом интеграла Кирхгофа [1] будем рассматривать задачу дифракции только в пределах самого фотослоя. Сравнение восстановленного поля в выходном сечении голограммы со структурой записывающей волны в том же сечении дает полную информацию о характере процесса восстановления.

Пространственная структура медленной амплитуды объектной волны  $A(\mathbf{R})$  при записи в объеме фотослоя выражается через ее поперечный профиль  $A_0(\mathbf{r})$  на входной границе  $z=0$  фотослоя через функцию Грина  $G$  уравнения, описывающего дифракцию медленной амплитуды объектной волны,

$$A(\mathbf{r}, z) = \int d^2 \mathbf{r}_1 G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, z) A_0(\mathbf{r}_1). \quad (2)$$

Обычно для описания дифракции в фотослое достаточно ограничиться параболическим уравнением для медленных амплитуд [5], так что  $G$  — функция Грина параболического уравнения  $G = (K/2\pi iz) \exp(iK r^2/2z)$ . Однако в дальнейшем конкретный вид функции  $G$  будет необязателен: необходимо лишь помнить, что функции Грина для неоднородной задачи и для граничной задачи в этом случае одинаковы.

Если считывание голограммы происходит с поворотом опорной волны  $\tilde{\mathbf{K}}_B \neq \mathbf{K}_B$ , то волна индукции  $\delta D_A(\mathbf{R})$  имеет интересную особенность (рис. 1).

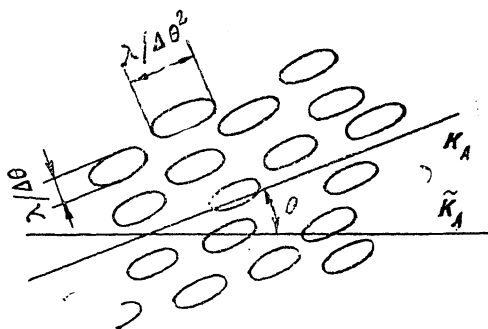


Рис. 1. Профиль волны индукции  $\delta D_A(\mathbf{R})$ , записанной спекл-волной, распространяющейся в направлении  $\mathbf{K}_A$ , а излучающей в направлении  $\tilde{\mathbf{K}}_A$ .

Направление, по которому изменяется ее быстрая амплитуда, задаваемое направлением излучения восстановленного поля  $\tilde{\mathbf{K}}_A$ , не совпадает со средним направлением  $\mathbf{K}_A$  ориентации ее спекл-структуры. Выберем направление оси  $z$  вдоль направления излучения  $\tilde{\mathbf{K}}_A$  и будем считать, что это направление примерно совпадает с направлением по нормали к фотослою. Тогда в такой системе координат волну поляризации  $\delta D_A(\mathbf{R})$  из (1) можно представить в виде

$$\delta D_A(\mathbf{R}) = \delta D(\mathbf{R}) e^{i\tilde{\mathbf{K}}_A \mathbf{R}}, \quad \delta D = \beta B^* \tilde{B} A(\mathbf{r} + \theta \mathbf{z}, z) e^{i\Delta K z}, \quad (3)$$

где  $\delta D$  — медленная амплитуда волны индукции среды;  $A(\mathbf{r}, z)$  подчиняется соотношению (2);  $\Delta K = (\mathbf{q} + \tilde{\mathbf{K}}_B - \tilde{\mathbf{K}}_A)_z$  — волновая расстройка, связанная с возможным отклонением от условия Брэгга и вычисляемая по центральным направлениям волн;  $\theta$  — угол наклона  $\mathbf{K}_A$  и  $\tilde{\mathbf{K}}_A$ .

Интересующий нас профиль восстановленной волны внутри фотослоя, в том числе на выходном сечении  $z=L$ , можно представить с помощью той же функции Грина  $G$  уравнения для медленных амплитуд световых волн, что и в уравнении (2),

$$\bar{A}(\mathbf{r}, z) = \int_0^z dz_1 \int d^2 \mathbf{r}_1 G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, z - z_1) \left[ i \frac{\omega^2}{2Kc^2} \delta D(\mathbf{r}_1, z_1) \right]. \quad (4)$$

Из этого представления с использованием соотношений (2) и (3) и очевидного свойства функции Грина

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2, z - z_2) = \int d^2 \mathbf{r}_1 G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, z - z_1) G(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, z_1 - z_2) \quad (5)$$

легко получить

$$\bar{A}(\mathbf{r}, z) = \int d^2 \mathbf{r}_1 G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, z) M(\mathbf{r}_1, z), \quad (6)$$

$$M(\mathbf{r}, z) = i \frac{\omega^2}{2Kc^2} \beta B^* \tilde{B} \int_0^z e^{i\Delta K z_1} A_0(\mathbf{r} - \theta \mathbf{z}_1) dz_1, \quad (7)$$

где  $\theta$  — угол поворота направлений записи  $\mathbf{K}_A$  и восстановления  $\tilde{\mathbf{K}}_A$ .

Сравнение уравнений (2), (4) и (6) показывает, что неоднородную задачу объемного излучения световой волны  $\bar{A} e^{i\tilde{\mathbf{K}}_A \mathbf{R}}$  волной поляризации среды  $\delta D_A e^{i\tilde{\mathbf{K}}_A \mathbf{R}}$  удается свести к граничной задаче. В качестве граничного условия мы получили эффективный пространственный профиль  $M(\mathbf{R})$ , связанный с профилем объектного поля  $A_0(\mathbf{r})$  во входном сечении интегральным оператором (7).

Характер восстановленного голограммой изображения задается профилем волны  $A(\mathbf{r}, L)$  в выходном сечении. Поскольку  $A(\mathbf{r}, L) = \int d^2 \mathbf{r}_1 G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, L) A_0(\mathbf{r})$ , то из (6) и (7) находим

$$\bar{A}(\mathbf{r}, L) = i\kappa \frac{1}{L} \int_0^L e^{i\Delta K z} A_0(\mathbf{r} - \theta \mathbf{z}) dz, \quad (8)$$

где коэффициент  $\kappa$  определяет дифракционную эффективность считывания  $\eta$  при  $\theta=0$ ,  $\Delta K=0$ :  $\eta_0 = \langle |\bar{A}|^2 \rangle / \langle |B|^2 \rangle = \langle \kappa \rangle^2 \langle |A_0|^2 \rangle$ ,  $\kappa = \omega^2 \beta B^* \tilde{B} L / 2Kc^2$ .

Соотношение (8) показывает, что в ближайшем поле восстановленная волна  $\bar{A}$  действительно является когерентной суперпозицией профиля волны  $A(\mathbf{r})$  самого с собой, но с различными поперечными смещениями  $\Delta \mathbf{r} = \theta \mathbf{z}$  в пределах максимального сдвига  $\Delta r_{\max} = \theta L$ .

### Угловой спектр восстановленной волны и дифракционная эффективность

Обсудим теперь характер изменений объектной волны, возникающих при наклонном считывании нашей голограммы. Для этого найдем форму углового

спектра  $\bar{a}(\mathbf{q})$  восстановленной волны  $\bar{A}(\mathbf{r})$  из (8) через угловой спектр амплитуды записанного поля  $a(\mathbf{q}) = \int A(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} d^2\mathbf{r}$ , отсчитываемый от среднего направления распространения

$$\bar{a}(\mathbf{q}) = i\kappa \frac{\sin X}{X} e^{iX} a(\mathbf{q}), \quad X(\mathbf{q}) = \frac{1}{2}(\Delta K + \mathbf{q}\theta)L. \quad (9)$$

Таким образом, «смазывание» профиля объектной волны, наблюдающееся в ближней зоне (8), отвечает в угловом спектре амплитудно-фазовой фильтрации по закону (9). Обрезание высокочастотных угловых компонент с  $q \geq (\theta L)^{-1}$  обусловлено интерференционным гашением вкладов, соответствующих различным поперечным смещениям  $\Delta r q \geq 1$ .

В пространственном распределении обрезание углового спектра может проявляться в зависимости от структуры объектной волны. Если объектная волна является, к примеру, сферической, то интерференционное гашение восстановленного поля произойдет в тех областях поверхности голограммы, где ширина зон Френеля сферической волны в направлении сдвига  $\theta L$  становится меньше величины самого сдвига, на остальной части голограммы эффективность восстановления остается практически той же, что и при считывании под оптимальным углом.

Более подробно обсудим следствие соотношений (8) и (9) для объектной волны с развитой спекл-структурой [4, 5]. Когерентное наложение пространственно сдвинутых полей с одинаковой спекл-структурой приводит (в сравнении со случаем наложения без сдвигов  $\Delta K = \theta = 0$ ) к интерференционному гашению амплитуды поля, а значит, и его средней интенсивности в среднем однородно по всей поверхности голограммы. При этом, поскольку гасятся лишь высокочастотные компоненты, в ближнем поле масштаб неоднородностей восстановленной волны в направлении сдвига возрастает, а угловой спектр из-за такого сглаживания обрезается.

Проиллюстрируем эти утверждения на примере спекл-поля с прямоугольным «столикоподобным» угловым спектром  $\langle |a(\mathbf{q})|^2 \rangle = I_A / Q_{\parallel} Q_{\perp}$  при  $|\mathbf{q}_{\parallel, \perp}| \leq Q_{\parallel, \perp} / 2$  и  $\langle |a(\mathbf{q})|^2 \rangle = 0$  при  $|\mathbf{q}_{\parallel, \perp}| > Q_{\parallel, \perp} / 2$ , где угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций спекл-поля,  $\Delta\theta_{\parallel, \perp} = Q_{\parallel, \perp} / K$  — расходимости спекл-поля по различным направлениям. Если ограничиться угловыми отклонениями считывающей волны лишь в перпендикулярном плоскости сведения пучков направлении, то  $\Delta K = \theta_{\parallel} = 0$  угловое распределение получим в виде

$$\langle |\bar{a}(\mathbf{q})|^2 \rangle = |\kappa|^2 \frac{I_A}{Q_{\parallel} Q_{\perp}} \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}\theta_{\perp} q_{\perp} L\right)}{\left(\frac{1}{2}\theta_{\perp} q_{\perp} L\right)^2}. \quad (10)$$

Интегрирование этого соотношения по угловому спектру дает закон спада дифракционной эффективности  $\eta$  голограммы от угла поворота  $\theta_{\perp}$  в перпендикулярном направлении

$$\eta(\theta_{\perp}) = \eta_0 \left[ \frac{\text{si}(2\gamma)}{\gamma} - \left( \frac{\text{si}\gamma}{\gamma} \right)^2 \right], \quad \gamma = \frac{\theta_{\perp} \Delta\theta_{\perp} L K}{4}, \quad (11)$$

$\text{si}(x) = \int_0^x (\sin t/t) dt$  — интегральный синус.

Подчеркнем, что яркость восстановленной волны в центральном направлении при этом остается неизменной. Кроме того, темп спада эффективности с ростом угла  $\theta_{\perp}$  определяется расходимостью спекл-поля  $\Delta\theta_{\perp}$  только в перпендикулярном к плоскости сведения направлении.

Резюмируем полученные теоретические результаты. Сравним вклады в отстройку  $X$  из соотношения (9), обусловленные отклонением средних направлений волн от условия Брэгга  $\Delta K \sim K\theta_{AB}\theta_{\parallel}$  (где  $\theta_{AB}$  — угол сведения записывающих пучков,  $K = 2\pi/\lambda$ ,  $\theta_{\parallel}$  — угол поворота считывающей волны в плоскости

сведения), и конечностью углового спектра объектной волны  $q\theta \sim K\Delta\theta_0\theta/2$ , где  $\Delta\theta_0$  — ширина углового спектра  $q_0 = \theta_0 K$ . Пусть  $\Delta\theta_0 \geq 2\theta_{AB}$ , т. е. расходимость объектной спекл-волны  $\Delta\theta_0$  заметно превышает угол сведения записывающих пучков  $\theta_{AB}$ . Тогда слагаемым  $\Delta K$  в (9) можно пренебречь и угловая селективность голограммы определяется спекл-селективностью по закону (11), причем симметрично по обеим координатам  $\theta_{||}$  и  $\theta_{\perp}$ , так что анизотропия селективности практически отсутствует. В противоположном пределе  $\Delta\theta_0 \leq 2\theta_{AB}$ , т. е. когда направление опорной волны лежит вне углового спектра объектной волны, кривая угловой селективности действительно становится анизотропной. В плоскости сведения пучков ее полуширина по уровню полуинтенсивности в максимуме составляет  $\delta\theta_{||} \approx \lambda/2L\theta_{AB}$ ,  $L$  — толщина фотослоя. Полуширина по тому же критерию, отвечающая, согласно (11), условию  $\gamma \approx \pi$ , в перпендикулярном направлении несколько больше и составляет  $\delta\theta_{\perp} \approx \lambda/L\Delta\theta_0$ .

Интересно сравнить ширину угловой спекл-селективности  $\delta\theta_{\perp}$  с шириной углового спектра спекл-поля  $\delta\theta_{\perp} \approx \Delta\theta_0 \cdot (\Delta z_K/L)$ , где  $\Delta z_K \sim \lambda/\Delta\theta_0^2$  — размер продольной корреляции спекл-волны. Для толстослойных голограмм  $\Delta z_K \geq L$  ширина  $\delta\theta_{\perp}$  не превышает расходимости  $\Delta\theta_0$ , тогда как в случае трехмерной записи [4]  $\Delta z_K \ll L$  имеем, что  $\delta\theta_{\perp}$  меньше  $\Delta\theta_0$  в  $(L/\Delta z_K)$  раз, т. е. в число спекл-неоднородностей, укладываемых на толщине фотослоя.

### Экспериментальные исследования угловой селективности голограмм спекл-поля

Для проверки теоретических предсказаний было проведено экспериментальное исследование угловой селективности голограмм, записанных в номинально чистом кристалле  $\text{LiNbO}_3$  толщиной  $L=0.3$  см излучением  $e$ -поляризованных пучков близкой интенсивности от He—Cd лазера ( $\lambda=0.44$  мкм). Кристалл помещался внутри фокальной перетяжки обоих записывающих пучков, так что сферическая часть расходимости в объеме взаимодействия была пренебрежимо мала. Диаметр гладкой опорной волны на кристалле заметно превышал диаметр объектной волны. Спекл-структура в пучок объекта вносилась фазовой пластинкой, после прохождения которой перед фокусирующей линзой устанавливалась диафрагма, форма и размеры которой задавали соответственно форму

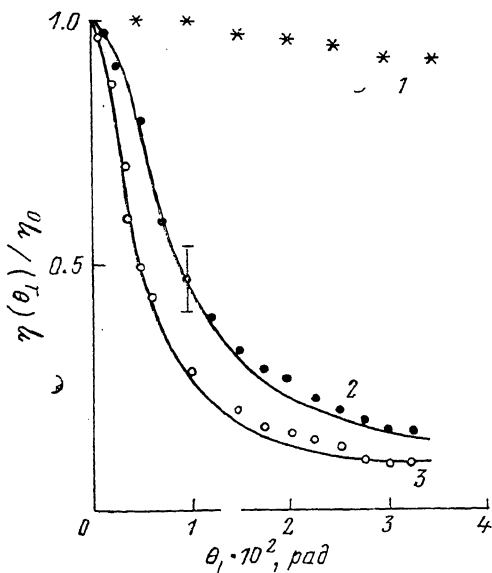


Рис. 2. Угловая зависимость дифракционной эффективности  $\eta(\theta_{\perp})/\eta_0$ , где  $\eta_0 = \eta(\theta_{\perp}=0)$ , при отклонениях направления считывающей опорной волны перпендикулярно плоскости сведения записывающих пучков.

и размеры углового спектра спекл-пучка при записи. Дифракционная эффективность полученной голограммы измерялась как функция направления опорной волны.

Считывание проводилось экспозицией, существенно меньшей экспозиции записи, и опорной волной с той же ориентацией и длиной волны, что и при записи. Угловые зависимости снимались путем поворота кристалла в плоскости, перпендикулярной плоскости сведения записывающих пучков. При этом контролировалось отсутствие угловых уходов в перпендикулярном направлении. На рис. 2 приведены экспериментальные точки для угловой зависимости  $\eta(\theta_{\perp})/\eta_0$  для случаев двух плоских записывающих волн (1) и спекл-волн

объекта при плоской опорной волне при  $\Delta\theta_0 = 7.5 \cdot 10^{-2}$  (2) и  $1.3 \cdot 10^{-1}$  рад (3). Угол между средними направлениями записывающих волн составлял во всех случаях  $\theta_{AB} \approx 0.5$  рад (все приведенные угловые величины отвечают значениям в воздухе). Сплошные линии — теоретические зависимости по формуле (11) для соответствующих значений экспериментальных параметров демонстрируют хорошую точность совпадения теоретических и экспериментальных результатов. На рис. 3 представлены угловые спектры восстановленной волны для случая  $\Delta\theta_0 \approx 0.95 \cdot 10^{-1}$  рад при  $\theta_{\perp} = 0$  (а),  $10^{-2}$  (б) и  $2.5 \cdot 10^{-2}$  рад (в), демонстрирующие их обрезание при достаточных значениях угла поворота опорной волны.

Таким образом, эксперимент подтверждает обострение угловой селективности объемной голограммы при внесении в объектную волну спекл-структуры.

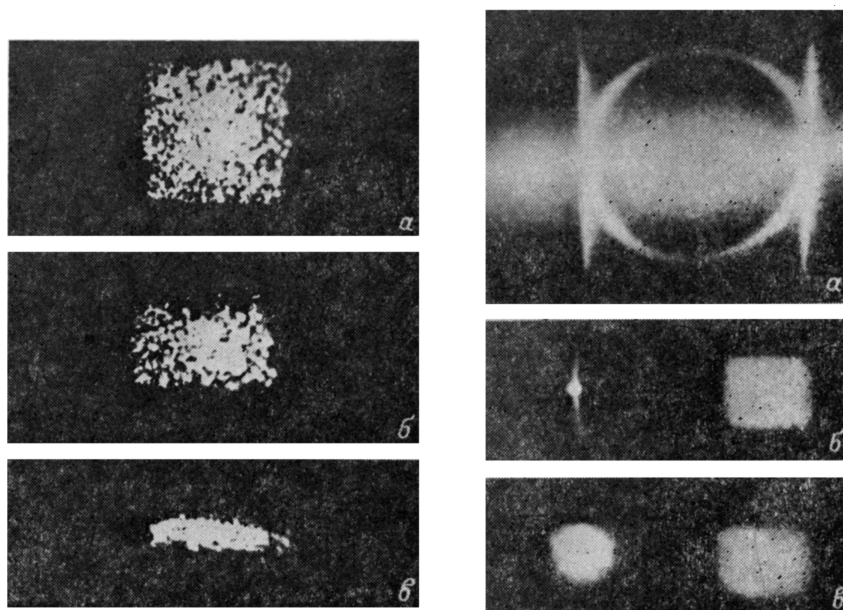


Рис. 3. Формы угловых спектров восстановленной объектной волны.  
Плоскость сведения пучков отвечает горизонтальному направлению.

Рис. 4. Формы углового спектра прошедшего кристалл записывающего излучения для двух плоских волн (а), плоской опорной и спекл-волны объекта (б) и двух спекл-волн (в).

### Стабилизация спекл-структурой нелинейного светорассеяния в поле пересекающихся пучков

Обсудим некоторые следствия из полученных результатов. Как известно, запись статических фазовых голограмм в средах большой толщины позволяет повысить дифракционную эффективность [1], снизить уровень шума [4] и поднять информационную емкость на единицу площади [6, 7]. Однако реально существующие для этого среды демонстрируют при записи динамические эффекты, приводящие к нелинейному нарастанию с экспозицией шумов светорассеяния на дефектах фотослоя. Нелинейное светорассеяние может приводить к падению качества записи за счет того, что в голограмме помимо голографической решетки опорной и объектной волн регистрируются и дополнительные шумовые решетки, неустранимые при считывании. В работе [8] показано, что спекл-пучок с достаточно широким угловым спектром  $\Delta z_K \sim \lambda / \Delta\theta^2 \ll L$  не испытывает нелинейного светорассеяния в шумовые волны, лежащие вне пределов его углового спектра, и искажения объектной волны обусловлены только уровнем интрамодуляционных шумов, не превышающим соответствующего уровня при считывании.

С другой стороны, в работе [9] показано, что при взаимодействии в динамической среде двух плоских когерентных волн в угловом спектре шумов светорассеяния возникают направления, для которых нарастание светорассеяния происходит особенно сильно. Рис. 4, а показывает характер деформации углового спектра двух плоских волн в процессе записи голограммы в кристалле  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ . Выделенные направления в угловом спектре шумовых волн связаны с попарным возбуждением шумовых компонент, взаимодействующих с записываемыми волнами и друг с другом через общую решетку. Для пары компонент, расположенных симметрично на противоположных параллельных вертикальных линиях, общей является сама голографическая решетка; для пары компонент, лежащих на диаметрально противоположных точках окружности, общими являются их шумовые решетки с записываемыми голограмму плоскими волнами.

На рис. 4, б, в представлен угловой спектр записавшего голограмму излучения в той же геометрии, том же кристалле, с той же средней экспозицией и тем же средним отношением интенсивностей, но с внесением в одну (б) или обе (в) волны спекл-структуры. Причем расходимость спекл-волн выбиралась такой, чтобы  $\Delta z_K$  не превышало  $L$ , т. е. чтобы голограмма была не толстослойной, а именно трехмерной. Эти фотографии показывают, что при записи трехмерных голограмм спекл-волн нелинейное светорассеяние стабилизируется не только в пределах углового спектра спекл-волны, но и вне его.

Причина стабилизации в следующем. Подчеркивание нелинейного светорассеяния пар плосковолновых шумовых компонент, лежащих на окружности (рис. 4, а), обусловлено совпадением пространственных структур шумовых решеток, записываемых одной из компонент пары с опорной волной и другой компонентой с объектной волной и наоборот. Такое совпадение пространственных структур автоматически выполняется для любой пары диаметрально противоположных точек на окружности, если все четыре взаимодействующие волны являются плоскими. Внесение спекл-структуры хотя бы в один из записываемых пучков приводит к тому, что соответствующие шумовые решетки хотя и имеют в среднем одинаковый период и ориентацию, однако совершенно различны по своей мелкой структуре и потому не подчеркивают, а могут даже гасить одна другую. Отличие мелких структур решеток сказывается тем сильнее, чем больше значение параметра  $L/\Delta z_K$ , обеспечивающего перемешивание спекл-поля внутри фотослоя.

Аналогично внесение спекл-структуры не позволяет парам шумовых компонент на вертикальных линиях углового спектра осуществлять параметрическую связь через голографическую решетку. При выполнении условия  $L/\Delta z_K > 1$ , т. е. в режиме записи трехмерной голограммы, направления шумовых волн, лежащие вне пределов углового спектра записываемых пучков, находятся вне пределов угловой селективности голографической решетки. Отметим, что возникновение ореола вблизи углового спектра плосковолновой компоненты (рис. 4, б) никак не связано с обсуждаемыми параметрическими процессами, а обусловлено интра- и кросс-шумами голограммы [10].

### Угловая стабилизация схем двойного обращения внесением спекл-структуры

В схемах двойного обращения (или взаимообращения) волнового фронта на просветных [11] и отражательных [12] решетках существует проблема стабилизации направления генерируемых волн [13]. Она связана с отсутствием угловой селективности как просветных, так и отражательных решеток плоских волн в направлении, перпендикулярном плоскости сведения пучков, и проявляется в том, что в случае плоских обрабатываемых пучков отраженное излучение оказывается высоконаправленным лишь в плоскости сведения пучков и сильно расходящимся в ортогональном направлении. В работе [14] угловая стабилизация достигалась специальными условиями фокусировки с двумя цилиндрическими линзами за счет сужения области взаимодействия по соответствующей координате, что сильно сужает диапазон направлений, в пределах которых

наблюдается обращение волнового фронта. Традиционный метод получения обращения в подобных схемах, применяемый без комментариев причин его успеха, состоит в использовании пучков, пропущенных через информационные транспаранты. Обсудим причины угловой стабилизации этих схем внесением в пучки информационной модуляции и обсудим достаточные для ее достижения условия.

Как и в предыдущем случае, причиной выделения генерируемых в кристалле волн является пространственное совпадение голографических решеток, записываемых различными парами волн (рис. 5). В двойном обращателе это решетки от интерференций первой обрабатываемой  $E_1$  со второй «обращенной»  $E_3$  волнами и второй обрабатываемой  $E_2$  с первой обращенной  $E_4$ . Если по крайней мере одна из обрабатываемых волн имеет в объеме взаимодействия спекл-структуру с расходимостью  $\Delta\theta_{\perp}$  и  $\Delta\theta_{\parallel}$ , то допустимые угловые отклонения  $\delta\theta_{\perp}$  генерируемых волн  $E_3$  и  $E_4$  от строго встречных  $E_1$  и  $E_2$  направлений в плоскости, перпендикулярной плоскости сведения волн  $E_1$  и  $E_2$ , ограничены условием угловой селективности  $\delta\theta_{\perp} \leq \Delta\theta_{\perp}/(L/\Delta z_K)$ . Действительно, для волн с большими наклонами волна  $E_1$  не считает решетку волн  $\sim E_2^*E_3$  и, наоборот,  $E_2$  не считает решетку волн  $E_1^*E_4$ , так что параметрическая связь волн  $E_3$  и  $E_4$  через общую решетку нарушается.

Для достижения обращения волнового фронта высокого качества необходимо, чтобы кривая угловой селективности, записываемой в среде решетки по обоим направлениям, ограничивала диапазон допустимых направлений генерируемых волн углами дифракционной расходимости  $\theta_{\perp}^d \sim \lambda/d_{\perp}$  и  $\theta_{\parallel}^d \sim \lambda/d_{\parallel}$ , определяемыми по соответствующим размерам области взаимодействия  $d_{\perp}$  и  $d_{\parallel}$ . Это дает два условия на геометрию взаимодействия и расходимость спекл-волн при  $\theta_{AB} > \Delta\theta_{\perp}$

$$L/\Delta z_K \geq d_{\perp}/\Delta r_K, L\theta_{AB} \geq d_{\parallel}, \quad (12)$$

где  $\Delta r_K \sim \lambda/\Delta\theta_{\perp}$  — поперечный размер спекл-пятна,  $\Delta z_K \sim \lambda/\Delta\theta_{\parallel}^2$ .

Первое из этих условий означает для сфокусированного спекл-пучка полное погружение его каустики в объем области взаимодействия. Второе же требует, чтобы геометрический снос обрабатываемых пучков из-за их неустойчивости  $\theta_{AB} \neq 0$  превышал размер  $d_{\parallel}$ . Отметим, что с запасом удовлетворить этим двум условиям одновременно удастся, только если одна из обрабатываемых волн плоская и имеет диаметр, превышающий поперечные размеры области взаимодействия, а вторая представляет собой спекл-пучок меньшего диаметра, сфокусированный в нелинейную среду с полным погружением каустики.

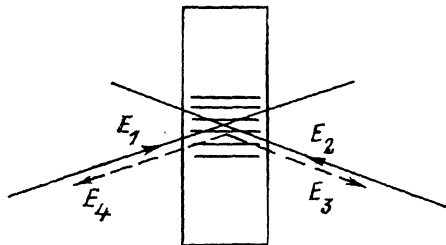


Рис. 5. Схема взаимообращения падающих на кристалл световых волн  $E_1$  и  $E_2$  с образованием волн  $E_3$  и  $E_4$  благодаря рассеянию на общей решетке просветного типа.

#### Список литературы

- [1] Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 688 с.
- [2] Зельдович Б. Я., Шкунов В. В., Яковлева Т. В. Препринт ФИАН. № 54. М., 1979.
- [3] Дарский А. М., Марков В. Б. Препринт ИФ АН УССР. № 7. Киев, 1989.
- [4] Зельдович Б. Я., Шкунов В. В., Яковлева Т. В. // УФН. 1986. Т. 149. С. 511—549.
- [5] Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 248 с.
- [6] Van Heerden P. J. // Appl. Opt. 1963. Vol. 2. N 4. P. 383—401.
- [7] Зельдович Б. Я., Шкунов В. В., Яковлева Т. В. // Проблемы оптической голографии. Л.: Наука, 1981. С. 80—97.
- [8] Мамаев А. В., Шкунов В. В. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 5. С. 1090—1092.
- [9] Абдурахманов М., Заскалько О. П., Кузнецов И. Г. // КСФ ФИАН. 1988. № 12. С. 25—27.



- [10] Зельдович Б. Я., Мамаев А. В., Немцова Е. А. // Опт. и спектр. 1988. Т. 64. № 5. С. 1097—1100.
- [11] Weiss S., Sternklar S., Fisher B. // Opt. Lett. 1987. Vol. 12. N 2. P. 114—116.
- [12] Мамаев А. В., Шкуннов В. В. // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 4. С. 389—391.
- [13] Cronin-Golomb M., Fisher B., White J. O., Yariv A. // IEEE J. Quantum Electron. 1984. Vol. QE-20. P. 12—30.
- [14] Петров М. П., Сочава С. Л., Степанов С. И. // Тез. докл. XIII Междунар. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Минск, 1988. Ч. 3. С. 159—160.

Институт проблем механики АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
9 апреля 1990 г.