

07

## К вопросу о векторе поляризации волны, восстановленной объемной псевдоглубокой решеткой

© С.Я. Горелик, И.М. Нагибина

Санкт-Петербургский институт точной механики и оптики  
(технический университет)

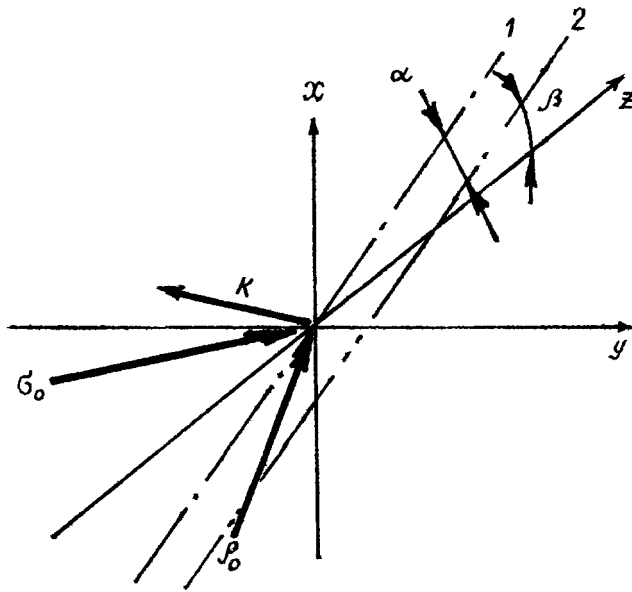
Поступило в Редакцию 29 марта 1996 г.

Теоретически и экспериментально показано, что при не брэгговском считывании псевдоглубокой голограммы, записанной в толстослойной среде, восстановленная голограммой волна изменяет свое состояние поляризации.

В последние годы был предложен способ записи и реконструкции изображений с помощью так называемых псевдоглубоких голограмм [1,2], что обусловило интерес к их дифракционным свойствам. В настоящей работе показано, что при отклонении угла падения восстанавливающей волны на объемную псевдоглубокую решетку от брэгговского происходит изменение вектора поляризации восстановленной волны.

Пусть в объеме светочувствительной среды, заключенной между плоскостями  $z = x \operatorname{ctg} \beta$  и  $z = x \operatorname{ctg} \beta + d / \sin \beta$ , где  $\beta$  — угол наклона среды по отношению к горизонтальной плоскости, а  $d$  — физическая толщина эмульсии (рис. 1), регистрируется результат интерференции объектной  $S_0$  и референтной  $R_0$  плоских волн с комплексными амплитудами  $S_0 = \exp(-j\sigma_0 x)$  и  $R_0 = \exp(-j\rho_0 x)$ , где  $\sigma_0 = (0; \sigma_{0y}; \sigma_{0z})$  и  $\rho_0 = (0; \rho_{0y}; \rho_{0z})$  — волновые векторы объектной и опорной волн соответственно:  $|\sigma_0| = |\rho_0| = 2\pi n / \lambda$ ;  $\lambda$  — длина волны в вакууме;  $n$  — показатель преломления среды;  $x = (x, y, z)$  — радиус-вектор. В случае линейной записи полученная решетка может быть представлена модуляцией диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  и/или проводимости  $\sigma$  среды [3]:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \cos(K \cdot x); \quad \sigma = \sigma_0 + \sigma_1 \cos(K \cdot x), \quad (1)$$



**Рис. 1.** Схема регистрации результата интерференции двух плоских волн с волновыми векторами  $\rho_0$  и  $\sigma_0$ .  $K$  — вектор решетки;  $d$  — физическая толщина эмульсии;  $\beta$  — угол наклона регистрирующей среды. Штрихпунктиром показаны следы пересечения передней (1) и задней (2) поверхностей фотоэмульсии с вертикальной плоскостью  $XOZ$ .

где  $\varepsilon_1$  и  $\sigma_1$ ,  $\varepsilon_0$  и  $\sigma_0$  — соответственно амплитуды модуляции и средние значения величин  $\varepsilon$  и  $\sigma$ , а вектор  $K$  определяется соотношением  $K = \rho_0 - \sigma_0$ .

Осветим полученную решетку волной с комплексной амплитудой  $R = R(z) \exp(-j\rho x)$ , распространяющейся в горизонтальной плоскости; направление же ее распространения и длина волны в общем случае отличаются от имевших место при записи. Эта волна восстановит волну с комплексной амплитудой  $S = S(z) \exp(-j\sigma x)$ , волновой вектор  $\sigma$  которой определяется векторами  $K$  и  $\rho$  и в общем случае выходит из горизонтальной плоскости [1], т. е.  $\sigma = (\sigma_x; \sigma_y; \sigma_z)$ .

Суммарная электромагнитная волна  $E$  в объеме решетки есть суперпозиция объектной и референтной, а ее распространение в объеме светочувствительной среды описывается волновым уравнением

$$\nabla^2 E - \text{grad div} E + \mathcal{K}^2 E = 0, \quad (2)$$

где  $\mathcal{K}$  — комплексная константа распространения, связанная с величинами  $\varepsilon$  и  $\sigma$  соотношением  $\mathcal{K}^2 = (\omega^2/c^2)\varepsilon - j\mu\omega\sigma$ ;  $c$  — скорость света в вакууме, а  $\mu$  — магнитная проницаемость среды;  $\varepsilon$  и  $\sigma$  описываются выражениями (1).

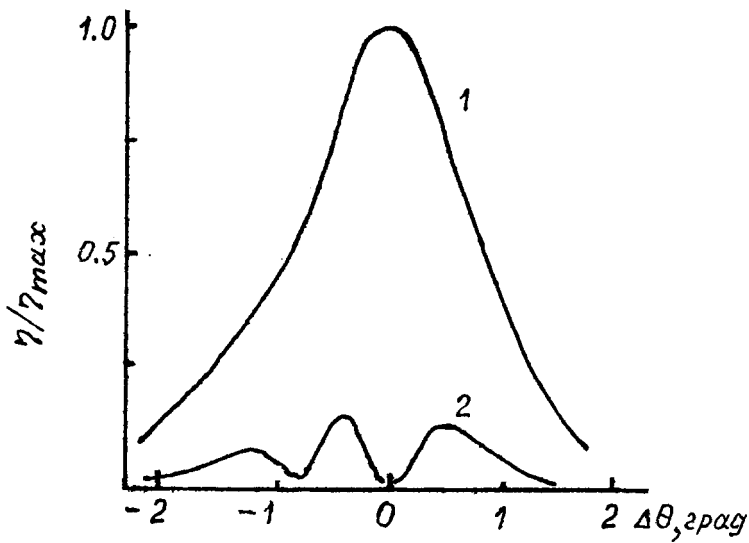
Подставляя указанные величины в выражение (2), пренебрегая вторыми производными, а также волнами, распространяющимися в направлениях  $\rho + K$  и  $\sigma - K$  [3], получаем следующую систему уравнений связанных волн первого порядка [4]:

$$\begin{aligned} c_R R'_x + \alpha R_x &= -j\kappa S_x, \\ c_S S'_x + \left(\alpha + jv + j\frac{\sigma_x^2}{2\rho}\right) S_x + j\frac{\sigma_x\sigma_y}{2\rho} S_y - \frac{\sigma_x}{2\rho} S'_z + j\frac{\sigma_x\sigma_z}{2\rho} S_z &= -j\kappa R_x, \\ c_R R'_y + \left(\alpha + j\frac{\rho_y^2}{2\rho}\right) R_y - \frac{\rho_y}{2\rho} R'_z + j\frac{\rho_y\rho_z}{2\rho} R_z &= -j\kappa S_y, \\ c_S S'_y + \left(\alpha + jv + j\frac{\sigma_y^2}{2\rho}\right) S_y + j\frac{\sigma_y\sigma_z}{2\rho} S_z - \frac{\sigma_y}{2\rho} S'_z + j\frac{\sigma_x\sigma_y}{2\rho} S_x &= -j\kappa R_y, \quad (3) \\ \left(\alpha + j\frac{\rho_z^2}{2\rho}\right) R_z - \frac{\rho_z}{2\rho} R'_y + j\frac{\rho_y\rho_z}{2\rho} R_y &= -j\kappa S_z, \\ \left(\alpha + jv + j\frac{\sigma_z^2}{2\rho}\right) S_z + j\frac{\sigma_x\sigma_y}{2\rho} S_x - \frac{\sigma_x}{2\rho} S'_x - \frac{\sigma_y}{2\rho} S'_y + j\frac{\sigma_y\sigma_z}{2\rho} S_y &= -j\kappa R_z, \end{aligned}$$

где  $v = (\rho^2 - \sigma^2)/2\rho$ ;  $R_x, R_y, R_z$  и  $S_x, S_y, S_z$  —  $x$ -,  $y$ - и  $z$ -компоненты восстанавливающей и восстановленной волн соответственно;  $c_R = \rho_t/\rho$ ;  $c_S = \sigma_z/\rho$ ;  $\kappa$  — константа связи;  $\alpha$  — средняя константа поглощения [3], а штрихи обозначают дифференцирование по  $z$ .

Анализ данной системы позволяет сделать следующие выводы:

1. При брэгговском угле падения референтной волны, когда  $\sigma_x = 0$ , система (3) распадается на две: первые два уравнения соответствуют ТЕ-поляризации восстанавливающей волны, а



**Рис. 2.** Зависимость относительной дифракционной эффективности  $\eta/\eta_{max}$  псевдоглубокой объемной решетки для вертикальной (1) и горизонтальной (2) компонент поляризации восстановленного излучения от изменения направления распространения референтной волны на угол  $\Delta\theta$  в горизонтальной плоскости  $YOZ$ .

остальные — случаю ТМ-поляризации; обе эти системы совпадают с полученными в [3].

2. При отклонении условий восстановления от брэгговских проявляется связь между вертикальной и горизонтальной компонентами поляризации восстановленной волны. Вследствие этого векторы поляризации объектной и референтной волн должны отличаться друг от друга по крайней мере в пределах некоторого диапазона изменения углов падения.

3. В то же время связь между вертикальной и горизонтальной компонентами поляризации референтной волны отсутствует; следовательно, вектор поляризации референтной волны изменяться не должен.

Для проверки данных выводов были проведены эксперименты, в которых дифракционная решетка записывалась в симметричной двухлучевой схеме на фотополимерных пленках фирмы "Du Pont". Затем измерялась зависимость интенсивности вертикальной и горизонтальной компонент восстановленного излучения от изменения угла падения. Выделение измеряемой компоненты осуществлялось поляризационным фильтром. Пространственная частота решетки в воздухе составляла около  $500 \text{ мм}^{-1}$ . Длина волны используемого излучения, источником которого служил He-Ne лазер,  $\lambda = 0.4416 \text{ мкм}$ , угол наклона фотоматериала  $\beta$  — около  $20^\circ$ . При записи и восстановлении использовалось излучение с ТЕ-поляризацией. Результаты измерений для пленки "Omni-dex" с толщиной светочувствительного слоя  $25 \text{ мкм}$  приведены на рис. 2, где кривая 1 соответствует вертикальной, а кривая 2 — горизонтальной компонентам поляризации восстановленного излучения. Как и ожидалось, они свидетельствуют о том, что компоненты векторов поляризации исходной и восстановленной волн совпадают лишь для брэгговского угла падения восстанавливающей волны на решетку.

Чтобы исключить влияние на полученные результаты наведенной в материале анизотропии, волной с ТЕ-поляризацией восстанавливалась решетка, записанная при указанных выше условиях излучением с ТМ-поляризацией. Полученные результаты были полностью аналогичны приведенным на рис. 2. Вектор же поляризации референтной волны в обоих случаях не зависел от угла падения.

Необходимо отметить, что описанное явление не было обнаружено при исследовании тонких псевдоглубоких решеток, как амплитудных, так и фазовых, зарегистрированных на фотопластинках ФП-Р.

Таким образом, на основании вышеизложенного можно утверждать, что поляризация волны, восстановленной объемной псевдоглубокой изотропной решеткой, совпадает с поляризацией референтной волны лишь при условии точно брэгговского падения последней на решетку, причем это явление не характерно для решеток, полученных на тонких фотоматериалах.

В заключение авторы хотели бы, пользуясь случаем, выразить благодарность Ю.Н. Денисюку за полезные обсуждения результатов работы, а также за любезно предоставленную возможность проведения экспериментов.

## Список литературы

- [1] Денисюк Ю.Н., Ганжсерли Н.М. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 11. С. 154.
- [2] Денисюк Ю.Н., Ганжсерли Н.М. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 2. С. 15.
- [3] Kogelnik H. // The Bell System Technical Journal. 1969. V. 48. N 9. P. 2909.
- [4] Джеррард А., Берч Дж.А. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 344 с.