01;07

Модификация поляризационно-голографического метода для частичной поляризации поля электромагнитных волн

© Ш.Д. Какичашвили, Б.Н. Килосанидзе

Институт кибернетики АН Грузии,
380086 Тбилиси, Грузия

(Поступило в Редакцию 14 февраля 1996 г.)

В работах [1,2] рассмотрены случаи применения метода Джонса, модифицированного для частичной поляризации света, в задачах голографии [3,4]. В предлагаемой работе теоретически анализируются поляризационно-голографическая запись и восстановление при использовании частично поляризованного излучения. При этом рассмотрены состояние и степень поляризации формируемых поляризационной голограммой недифрагированного пучка, мнимого и действительного изображений.

Пусть имеется частично эллиптически поляризованная волна, распространяющаяся вдоль оси z. Модифицированный вектор Джонса этой волны можно представить в виде ортогонального базиса эллиптической поляризации [2,5]

$$\mathbf{E}_{\text{оп}} = E_{AX} \exp\, i\,(\omega t + \varphi) \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} \oplus E_{BY} \exp i \left(\omega t + \Psi - \frac{\pi}{2}\right) \begin{pmatrix} i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где

$$\varepsilon = \frac{E_{AY}}{E_{AX}} = \frac{E_{BX}}{E_B} \quad (0 \leqslant \varepsilon \leqslant 1),$$

знак $\oplus$ введен для обозначения некогерентного суммирования амплитуд (соответствующие правила оперирования с $\oplus$ определены в [2]); $\mathbf{E}_A \exp i\varphi$ — комплексная амплитуда компоненты одного базиса; $\mathbf{E}_B \exp i\Psi$ — комплексная амплитуда компоненты другого, ортогонального и некогерентного ему.

В результате прохождения (1) сквозь произвольный (анизотропно-гиротропный) объект формируется объектная волна, модифицированный вектор Джонса которой записывается в виде

$$\mathbf{E}_{\text{об}} = E_{AX} \exp i(\omega t + \varphi + \delta) M_{\text{об}} \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} \oplus E_{BY} \exp i \left(\omega t + \Psi - \frac{\pi}{2} + \delta\right) M_{\text{об}} \begin{pmatrix} i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

где

$$M_{\text{об}} = \begin{pmatrix} \hat{m}_{11} & \hat{m}_{12} \\ \hat{m}_{21} & \hat{m}_{22} \end{pmatrix}$$

— комплексная матрица Джонса объекта [6]; δ — набег фазы, вызванный наклонным распространением объектной волны.

В процессе поляризационно-голографической записи обе ортогональные компоненты независимо интерферируют с когерентной ей компонентой и результирующие поля некогерентно, аддитивно складываются. В плоскости голограммы суммарное поле имеет вид

$$\mathbf{E}_{\Sigma} = E_{AX} \exp i(\omega t + \varphi)[1 + \exp i\delta \cdot M_{\text{об}}] \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} \oplus E_{BY} \exp i \left(\omega t + \Psi - \frac{\pi}{2}\right) [1 + \exp i\delta \cdot M_{\text{об}}] \begin{pmatrix} i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix}. \qquad (3)$$

Реальная часть (3) описывает напряженность электрического вектора [7]

$$\mathrm{Re}(\mathbf{E}_{\Sigma}) = \mathbf{p} \cos \omega t + \mathbf{q} \sin \omega t, \qquad (4)$$

где параметры суммарного эллипса $\mathbf{p}$ и $\mathbf{q}$ определяются через компоненты эллипса поляризации каждого из базисов A и B по правилам [2]

$$\mathbf{p} = \mathrm{Re}(\mathbf{E}_{\Sigma})_A \oplus \mathrm{Re}(\mathbf{E}_{\Sigma})_B = \mathbf{p}_A \oplus \mathbf{p}_B,$$

$$\mathbf{q} = \mathrm{Im}(\mathbf{E}_{\Sigma})_A \oplus \mathrm{Im}(\mathbf{E}_{\Sigma})_B = \mathbf{q}_A \oplus \mathbf{q}_B,$$

откуда

$$\mathbf{p}_A = \frac{1}{2} E_{AX} \begin{pmatrix} \hat{a} \exp i(\varphi + \delta) + \hat{a}^* \exp -i(\varphi + \delta) + \\ +(\exp i\varphi + \exp -i\varphi) \\ \hat{b} \exp i(\varphi + \delta) + \hat{b}^* \exp -i(\varphi + \delta) + \\ +i\varepsilon(\exp i\varphi - \exp -i\varphi) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{p}_B = \frac{1}{2} E_{BY} \times \begin{pmatrix} \hat{c} \exp i\left(\Psi - \frac{\pi}{2} + \delta\right) - \hat{c}^* \exp -i\left(\Psi - \frac{\pi}{2} + \delta\right) + \\ +i\varepsilon\left[\exp i\left(\Psi - \frac{\pi}{2}\right) - \exp -i\left(\Psi - \frac{\pi}{2}\right)\right] \\ \hat{d} \exp i\left(\Psi - \frac{\pi}{2} + \delta\right) + \hat{d}^* \exp -i\left(\Psi - \frac{\pi}{2} + \delta\right) + \\ + \left[\exp i\left(\Psi - \frac{\pi}{2}\right) + \exp -i\left(\Psi - \frac{\pi}{2}\right)\right] \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{q}_A = \frac{i}{2} E_{AX} \begin{pmatrix} \hat{a} \exp i(\varphi + \delta) - \hat{a}^* \exp -i(\varphi + \delta) + \\ +(\exp i\varphi - \exp -i\varphi) \\ \hat{b} \exp i(\varphi + \delta) - \hat{b}^* \exp -i(\varphi + \delta) + \\ +i\varepsilon(\exp i\varphi + \exp -i\varphi) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{q}_B = \frac{i}{2}E_{BY} \times \begin{pmatrix} \hat{c}\exp i\left(\Psi - \frac{\pi}{2} + \delta\right) - \hat{c}^*\exp -i\left(\Psi - \frac{\pi}{2} + \delta\right) + \\ +i\varepsilon\left[\exp i\left(\Psi - \frac{\pi}{2}\right) + \exp -i\left(\Psi - \frac{\pi}{2}\right)\right] \\ \hat{d}\exp i\left(\Psi - \frac{\pi}{2} + \delta\right) + \hat{d}^*\exp -i\left(\Psi - \frac{\pi}{2} + \delta\right) + \\ +\left[\exp i\left(\Psi - \frac{\pi}{2}\right) - \exp -i\left(\Psi - \frac{\pi}{2}\right)\right] \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь для упрощения записи введены обозначения $\hat{a} = \hat{m}_{11} + i\varepsilon\hat{m}_{12}$, $\hat{b} = \hat{m}_{21} + i\varepsilon\hat{m}_{22}$, $\hat{c} = i\varepsilon\hat{m}_{11} + \hat{m}_{12}$, $\hat{d} = i\varepsilon\hat{m}_{21}\hat{m}_{22}$. Фотоанизотропия и фотогиротропия в светочувствительных средах под воздействием линейно и циркулярно поляризованного света впервые обнаружена Ф. Вейгертом, а также Г. Зохером и К. Копером [8,9]. В работах [1,10] была получена закономерность связи наведенной таким путем анизотропии и гиротропии с поляризационными характеристиками полностью поляризованного индуцирующего света. В этой закономерности фигурируют комплексные коэффициенты светоиндуцированного эллиптического двупреломления и для описания векторного фотоотклика поляризационно чувствительной среды введены функции изотропной $\hat{s}$, анизотропной $\hat{v}_L$ и гиротропной $\hat{v}_G$ реакций.

В случае частичной поляризации комплексный коэффициент эллиптического двупреломления представляется как результат аддитивного сложения соответствующих комплексных коэффициентов, наведенных раздельно двумя независимыми, взаимно некогерентными компонентами индуцирующего излучения. Для двумерной среды соответствующая закономерность записывается в виде

$$\hat{n}_1^2 = \hat{n}_0^2 + \hat{s}(I_1+I_2)_A + \hat{s}(I_1+I_2)_B + \sqrt{\left[\hat{v}_L(I_1-I_2)_A\right]^2 + \left[\hat{v}_G(2\sqrt{I_1I_2}\sin\gamma)_A\right]^2} + \sqrt{\left[\hat{v}_L(I_1-I_2)_B\right]^2 + \left[\hat{v}_G(2\sqrt{I_1I_2}\sin\gamma)_B\right]^2},$$

$$\hat{n}_2^2 = \hat{n}_0^2 + \hat{s}(I_1+I_2)_A + \hat{s}(I_1+I_2)_B - \sqrt{\left[\hat{v}_L(I_1-I_2)_A\right]^2 + \left[\hat{v}_G(2\sqrt{I_1I_2}\sin\gamma)_A\right]^2} - \sqrt{\left[\hat{v}_L(I_1-I_2)_B\right]^2 + \left[\hat{v}_G(2\sqrt{I_1I_2}\sin\gamma)_B\right]^2};$$

$$\sin 2\theta_A = \frac{\left(2\sqrt{I_1I_2}\sin\gamma\right)_A}{\sqrt{(I_1-I_2)_A^2 + (2\sqrt{I_1I_2}\sin\gamma)_A^2}},$$

$$\sin 2\theta_B = \sin 2\left(\theta_A + \frac{\pi}{2}\right),$$

$$\cos 2\theta_A = \frac{(I_1-I_2)_A}{\sqrt{(I_1-I_2)_A^2 + (2\sqrt{I_1I_2}\sin\gamma)_A^2}},$$

$$\cos 2\theta_B = \cos 2\left(\theta_A + \frac{\pi}{2}\right), \quad (6)$$

где $\hat{n}_1$ и $\hat{n}_2$ — комплексные коэффициенты эллиптического двупреломления среды; $\hat{n}_0$ — комплексный коэффициент преломления среды в исходном, необлученном состоянии; θ_A и θ_B — углы ориентации большой оси эллипса поляризации соответственно для A и B компонент, отсчитываемые против часовой стрелки относительно оси x; $(I_1+I_2)_A$ и $(I_1+I_2)_B$ — первый параметр Стокса; $(I_1-I_2)_A$ и $(I_1-I_2)_B$ — второй параметр Стокса; $\left(2\sqrt{I_1I_2}\sin\gamma\right)_A$ и $\left(2\sqrt{I_1I_2}\sin\gamma\right)_B$ — четвертый параметр Стокса для A- и B-компонент, $\gamma = \pm(\pi/2)$ — соответственно со знаком "+" для правого, а со знаком "−" для левого вращения эллипса поляризации.

Индуцированная светом анизотропия и гиротропия среды может быть описана матрицами Джонса [6,1]. На основе (6) результирующая матрица Джонса поляризационно светочувствительной среды строится из матриц Джонса, соответствующих двум структурам взаимно ортогональной анизотропии и гиротропии, индуцированных двумя некогерентными, взаимно ортогонально поляризованными компонентами частично поляризованного индуцирующего излучения. При этом используются следующие правила:

$$1^\circ \quad M = M_AM_B;$$

$$2^\circ \quad M = \prod_{i=1}^{n}\prod_{j=1}^{n} M_{Ai}M_{Bj}, \quad M_A = \prod_{i=1}^{n} M_{Ai}, \quad M_B = \prod_{j=1}^{n} M_{Bj};$$

$$3^\circ \quad M(\theta) = S(-\theta)MS(\theta), \quad (7)$$

где $S(\theta)$ и $S(-\theta)$ — прямая и обратная матрицы поворота [11].

На основе (6), (7) для результирующей матрицы в линейном приближении получаем

$$M = M_AM_B \approx \exp -2i\varkappa d\hat{n}_0 \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где

$$M_{11,22} = 1 - \frac{i\varkappa d}{2\hat{n}_0}\left[\hat{s}(I_1+I_2)_A + \hat{s}(I_1+I_2)_B \pm \hat{v}_L\cos 2\theta_A\cdot(I_1-I_2)_A \pm \hat{v}_L\cos 2\theta_B\cdot(I_1-I_2)_B\right],$$

$$M_{12,21} = -\frac{i\varkappa d}{2\hat{n}_0}\left[\hat{v}_L\sin 2\theta_A\cdot(I_1-I_2)_A + \hat{v}_L\sin 2\theta_B\cdot(I_1-I_2)_B \mp i\hat{v}_G\left(2\sqrt{I_1I_2}\sin\gamma\right)_A \mp i\hat{v}_G\left(2\sqrt{I_1I_2}\sin\gamma\right)_B\right],$$

$\varkappa = 2\pi/\lambda$, d — толщина регистрирующей среды.

Выразим фигурирующие в (8) параметры Стокса через параметры $\mathbf{p}_A$, $\mathbf{p}_B$, $\mathbf{q}_A$, $\mathbf{q}_B$ [1]. При этом для матрицы голограммы получим

$$M = M_0 + M_{-1} + M_{+1},$$

где

$$M_0 \approx \exp -2i\varkappa d\hat{n}_0 \begin{pmatrix} (M_0)_{11} & (M_0)_{12} \\ (M_0)_{21} & (M_0)_{22} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$
\begin{aligned}
(M_0)_{11,22} = 1 - \frac{i\varkappa d}{2\hat{n}_0}\Big[\big(\hat{s} \pm \hat{v}_L\big)\big(E_{AX}^2 + \varepsilon^2 E_{BY}^2\big) \\
+ \big(\hat{s} \mp \hat{v}_L\big)\big(\varepsilon^2 E_{AX}^2 + E_{BY}^2\big)\Big] - \frac{i\varkappa d}{2\hat{n}_0}\Big\{\big(\hat{s} \pm \hat{v}_L\big) \\
\times \Big[\big(E_{AX}^2 + \varepsilon^2 E_{BY}^2\big)\hat{m}_{11}\hat{m}_{11}^* + \big(\varepsilon^2 E_{AX}^2 + E_{BY}^2\big)\hat{m}_{12}\hat{m}_{12}^* \\
- i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big)\big(\hat{m}_{11}\hat{m}_{12}^* - \hat{m}_{11}^*\hat{m}_{12}\big)\Big] + \big(\hat{s} \mp \hat{v}_L\big) \\
\times \Big[\big(\varepsilon^2 E_{AX}^2 + E_{BY}^2\big)\hat{m}_{22}\hat{m}_{22}^* + \big(E_{AX}^2 + \varepsilon^2 E_{BY}^2\big)\hat{m}_{21}\hat{m}_{21}^* \\
+ i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big)\big(\hat{m}_{22}\hat{m}_{21}^* - \hat{m}_{22}^*\hat{m}_{21}\big)\Big]\Big\},
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
(M_0)_{12,21} = -\frac{i\varkappa d}{2\hat{n}_0}\Big\{2i\varepsilon\Big[\big(\hat{v}_L \pm \hat{v}_G\big)E_{AX}^2 + \big(\hat{v}_L \mp \hat{v}_G\big)E_{BY}^2\Big]\Big\} \\
- \frac{i\varkappa d}{2\hat{n}_0}\Big\{\big(\hat{v}_L \mp \hat{v}_G\big)\Big[\big(E_{AX}^2 + \varepsilon^2 E_{BY}^2\big)\hat{m}_{11}\hat{m}_{21}^* \\
+ i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big)\big(\hat{m}_{12}\hat{m}_{21}^* - \hat{m}_{11}\hat{m}_{22}^*\big) \\
+ \big(\varepsilon^2 E_{AX}^2 + E_{BY}^2\big)\hat{m}_{12}\hat{m}_{22}^*\Big] + \big(\hat{v}_L \pm \hat{v}_G\big) \\
\times \Big[\big(E_{AX}^2 + \varepsilon^2 E_{BY}^2\big)\hat{m}_{11}^*\hat{m}_{21}^* - i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big) \\
\times \big(\hat{m}_{12}^*\hat{m}_{21} - \hat{m}_{11}^*\hat{m}_{22}\big) + \big(\varepsilon^2 E_{AX}^2 + E_{BY}^2\big)\hat{m}_{12}^*\hat{m}_{22}\Big]\Big\}. \quad (10)
\end{aligned}
$$

$$
M_{-1} \approx -\frac{i\varkappa d}{2\hat{n}_0}\exp -2i\varkappa d\hat{n}_0 \exp i\delta \begin{pmatrix} (M_{-1})_{11} & (M_{-1})_{12} \\ (M_{-1})_{21} & (M_{-1})_{22} \end{pmatrix},
$$

$$
\begin{aligned}
(M_{-1})_{11,22} = \big(\hat{s} \pm \hat{v}_L\big)\Big[\big(E_{AX}^2 + \varepsilon^2 E_{BY}^2\big)\hat{m}_{11} \\
+ i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big)\hat{m}_{12}\Big] + \big(\hat{s} \mp \hat{v}_L\big) \\
\times \Big[-i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big)\hat{m}_{21} + \big(\varepsilon^2 E_{AX}^2 + E_{BY}^2\big)\hat{m}_{22}\Big],
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
(M_{-1})_{12,21} = \big(\hat{v}_L \mp \hat{v}_G\big)\Big[-i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big)\hat{m}_{11} \\
+ \big(\varepsilon^2 E_{AX}^2 + E_{BY}^2\big)\hat{m}_{12}\Big] + \big(\hat{v}_L \pm \hat{v}_G\big) \\
\times \Big[\big(E_{AX}^2 + \varepsilon^2 E_{BY}^2\big)\hat{m}_{21} + i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big)\hat{m}_{22}\Big]; \quad (11)
\end{aligned}
$$

$$
M_{+1} \approx -\frac{i\varkappa d}{2\hat{n}_0}\exp -2i\varkappa d\hat{n}_0 \exp -i\delta \begin{pmatrix} (M_{+1})_{11} & (M_{+1})_{12} \\ (M_{+1})_{21} & (M_{+1})_{22} \end{pmatrix},
$$

$$
\begin{aligned}
(M_{+1})_{11,22} = \big(\hat{s} \pm \hat{v}_L\big)\Big[\big(E_{AX}^2 + \varepsilon^2 E_{BY}^2\big)\hat{m}_{11}^* \\
- i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big)\hat{m}_{12}^*\Big] + \big(\hat{s} \mp \hat{v}_L\big) \\
\times \Big[i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big)\hat{m}_{21}^* + \big(\varepsilon^2 E_{AX}^2 + E_{BY}^2\big)\hat{m}_{22}^*\Big],
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
(M_{+1})_{12,21} = \big(\hat{v}_L \pm \hat{v}_G\big)\Big[i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big)\hat{m}_{11}^* \\
+ \big(\varepsilon^2 E_{AX}^2 + E_{BY}^2\big)\hat{m}_{12}^*\Big] + \big(\hat{v}_L \mp \hat{v}_G\big) \\
\times \Big[\big(E_{AX}^2 + \varepsilon^2 E_{BY}^2\big)\hat{m}_{21}^* - i\varepsilon\big(E_{AX}^2 - E_{BY}^2\big)\hat{m}_{22}^*\Big]. \quad (12)
\end{aligned}
$$

Здесь матрица M_0 ответственна за формирование недифрагированного пучка; матрицы M_{-1} и M_{+1} соответственно ответственны за формирование мнимого и действительного изображений. Положим в (10)–(12)

$$
\hat{s} + \hat{v}_L \neq 0,\ \hat{s} - \hat{v}_L = 0,\ \hat{v}_L + \hat{v}_G = 0,\ \hat{v}_L - \hat{v}_G \neq 0. \quad (13)
$$

Это условие эквивалентно $\hat{s} = \hat{v}_L$ и $\hat{v}_L = -\hat{v}_G$. В большинстве фотоанизотропных сред, например в протравных азокрасителях [1], оно выполняется с высокой точностью и физически содержательно. В этих условиях

$$
M_0 \approx \exp\text{–}2i\varkappa d\hat{n}_0 \left\{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \frac{i\varkappa d\hat{v}_L}{\hat{n}_0}\left[P_0 + M_{\text{об}}P(M_{\text{об}}^*)^T)\right]\right\}, \quad (10')
$$

где введены обозначения

$$
P_0 = \begin{pmatrix} E_{AX}^2 + \varepsilon^2 E_{BY}^2 & 2i\varepsilon E_{BY}^2 \\ 2i\varepsilon E_{AX}^2 & \varepsilon^2 E_{AX}^2 + E_{BY}^2 \end{pmatrix},
$$

$$
P = \begin{pmatrix} E_{AX}^2 + \varepsilon^2 E_{BY}^2 & -i\varepsilon(E_{AX}^2 - E_{BY}^2) \\ i\varepsilon(E_{AX}^2 - E_{BY}^2) & \varepsilon^2 E_{AX}^2 + E_{BY}^2 \end{pmatrix},
$$

$$
(M_{\text{об}}^*)^T = \begin{pmatrix} \hat{m}_{11}^* & \hat{m}_{21}^* \\ \hat{m}_{12}^* & \hat{m}_{22}^* \end{pmatrix}
$$

— транспонированная сопряженная матрица объекта,

$$
M_{-1} \approx -\frac{i\varkappa d\hat{v}_L}{\hat{n}_0}\exp -2i\varkappa d\hat{n}_0 \exp i\delta M_{\text{об}}P, \quad (11')
$$

$$
M_{+1} \approx -\frac{i\varkappa d\hat{v}_L}{\hat{n}_0}\exp -2i\varkappa d\hat{n}_0 \exp -i\delta P(M_{\text{об}}^*)^T. \quad (12')
$$

При просвечивании поляризационной голограммы исходной волной (1) прошедшая волна формируется в виде трех волн, из которых прошедшая без дифракции волна суть

$$
\begin{aligned}
\mathbf{E}_0' = M_0\mathbf{E}_{\text{оп}} \approx \exp -2i\varkappa d\hat{n}_0\Big\{E_{AX}\exp i(\omega t + \varphi) \\
\times \left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \frac{i\varkappa d\hat{v}_L}{\hat{n}_0}\left(P_0 + M_{\text{об}}P(M_{\text{об}}^*)^T\right)\right] \\
\times \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} \oplus E_{BY}\exp i\left(\omega t + \Psi - \frac{\pi}{2}\right) \\
\times \left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \frac{i\varkappa d\hat{v}_L}{\hat{n}_0}\left(P_0 + M_{\text{об}}P(M_{\text{об}}^*)^T\right)\right]\begin{pmatrix} i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix}\Big\}. \quad (14)
\end{aligned}
$$

Далее, мнимое и действительное изображения соответственно представляются в виде

$$\mathbf{E}'_{-1} = M_{-1}\mathbf{E}_{\text{оп}} \approx -\frac{i\varkappa d\hat{v}_L}{\hat{n}_0}(1+\varepsilon^2)\exp -2i\varkappa d\hat{n}_0$$

$$\times \left\{ E^3_{AX} \exp i(\omega t + \varphi + \delta) M_{\text{об}} \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} \right.$$

$$\left. \oplus\, E^3_{BY} \exp i\left(\omega t + \Psi - \frac{\pi}{2} + \delta\right) M_{\text{об}} \begin{pmatrix} i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix} \right\}, \qquad (15)$$

$$\mathbf{E}'_{+1} = M_{+1}\mathbf{E}_{\text{оп}} \approx -\frac{i\varkappa d\hat{v}_L}{\hat{n}_0}\exp -2i\varkappa d\hat{n}_0$$

$$\times \left\{ E_{AX} \exp i(\omega t + \varphi - \delta) P\,(M^*_{\text{об}})^T \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} \right.$$

$$\left. \oplus\, E_{BY} \exp i\left(\omega t + \Psi - \frac{\pi}{2} - \delta\right) P\,(M^*_{\text{об}})^T \begin{pmatrix} i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix} \right\}. \qquad (16)$$

Из (14)–(16) следует, что в недифрагированном пучке информация о фазе объекта не содержится, так как в элементах матрицы M_0 фигурируют произведения элементов объектной матрицы на сопряженные величины. Соответственно прошедший без дифракции пучок преобразован по поляризации. В мнимом изображении с точностью до множителя формируется объектная волна с полным восстановлением состояния и степени частичной поляризации. Аналогично в действительном изображении формируется псевдоскопическое и преобразованное по поляризации поле объекта. Так, в самом общем случае анизотропно-гиротропного объекта действительное изображение формируется с обратным вращением эллипса поляризации и сохранением ориентации большой его оси.

Поляризационно-голографическая запись в светочувствительных средах, функции реакций которой подчиняются отличному от (13) условиям, приводит к различным преобразованиям восстановленных объектных полей, что предполагается проанализировать в дальнейшем.

Осуществление исследования, описанного в этой публикации, стало возможным отчасти благодаря гранту № LC3000 Международного научного фонда.

Список литературы

[1] *Какичашвили Ш.Д.* Поляризационная голография. Л., 1989. 142 с.
[2] *Какичашвили Ш.Д.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 7. С. 200–204.
[3] *Gabor D.* // Nature. 1948. Vol. 161. P. 777–778.
[4] *Денисюк Ю.Н.* // Опт. и спектр. 1963. Т. 15. Вып. 4. С. 522–532.
[5] *Jones R.C.* // J. Opt. Soc. Amer. 1941. Vol. 31. N 7. P. 488–493.
[6] *Hurwitz H.Jr., Jones R.C.* // J. Opt. Soc. Amer. 1941. Vol. 31. P.493–499.
[7] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М., 1970. 855 с.
[8] *Weigert F.* // Verhandl. Deutschen Physik. Ges. 1919. Bd. 21. S. 479–483.
[9] *Zocher H., Coper K.* // Z. Phys. Chem. 1928. Bd 132. S. 313–319.
[10] *Какичашвили Ш.Д.* // Опт. и спектр. 1982. Т. 52. Вып. 2. С. 317–322.
[11] *Шерклифф У.* Поляризованный свет. М., 1965. 246 с.