Письма в ЖТФ, том 16, вып. 6 26 марта 1990 г.
07
© 1990

К ТЕОРИИ КИНОФОРМА, РЕАЛИЗУЕМОГО ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ СПОСОБОМ

Ш.Д. Какичашвили, Я.А. Швайцер

Как известно, киноформ является оптическим устройством, формирующим волновое поле объекта без побочных изображений [1, 2]. В работе [3] была проведена разработка теории поляризационного комплексного киноформа, представляющего собой оптическое устройство с поверхностно-переменной анизотропией, способное реконструировать состояние поляризации волнового поля объекта.

Особый интерес представляет киноформ, реализуемый посредством поляризационно-голографической записи [4]. В предлагаемой работе теоретически анализируется эта же возможность в общем случае.

Ранее была предложена теория модифицированного поляризационно-голографического киноформа, основанная на двух предпосылках [5]: 1) вектор Джонса суммарной волны поляризованного света $\vec{E}_{a+b} = \vec{E}_a + \vec{E}_b$ и ортогональный ему вектор $\vec{E}'_{a+b}$ являются собственными векторами матрицы Джонса M поляризационной голограммы; 2) поляризационная голограмма реконструирует поле $\vec{E}_b$ при ее освещении полем $\vec{E}_a$ без побочных изображений.

Этим предпосылкам соответствует система векторных уравнений, которая в параксиальном приближении имеет вид

$$M\vec{E}_{a+b} = \hat{\gamma}_1 \vec{E}_{a+b}, \quad M\vec{E}'_{a+b} = \hat{\gamma}_2 \vec{E}'_{a+b}, \quad M\vec{E}_a = \hat{\mu}\vec{E}_b . \tag{1}$$

Здесь $\hat{\gamma}_1$ и $\hat{\gamma}_2$ – собственные значения матрицы M, соответствующие векторам $\vec{E}_{a+b}$ и $\vec{E}'_{a+b}$, $\hat{\mu}$ – некий коэффициент, который при $|\hat{\mu}| \leqslant 1$ соответствует голограммной среде, осуществляющей преобразование освещающего поля в восстановленное, в частности, при $|\mu| = 1$ без потерь, а при $|\hat{\mu}| > 1$ предполагает эту же среду, функционирующую, кроме того, как оптический усилитель.

Полагая $\hat{\mu}$ заданным, получим систему шести уравнений относительно шести неизвестных: четырех элементов матрицы M и ее собственных значений $\hat{\gamma}_1$, $\hat{\gamma}_2$. Решение системы позволяет выразить искомые величины через компоненты векторов $\vec{E}_a$, $\vec{E}_b$, $\vec{E}_{a+b}$ и $\hat{\mu}$, при этом для матрицы голограммной среды имеем

$$M = \frac{\hat{\mu}}{E_{a,x}E^*_{a+b,x} + E_{a,y}E^*_{a+b,y}} \begin{pmatrix} E_{b,x}E^*_{a+b,x} - E_{a,y}E^*_{a+b,y} & E_{a+b,x}E^*_{a+b,y} \\ E^*_{a+b,x}E_{a+b,y} & E_{b,y}E^*_{a+b,y} - E_{a,x}E^*_{a+b,x} \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Поэлементное сопоставление полученной матрицы M матрице Джонса эллиптически двулучепреломляющей среды дает возможность определить комплексные коэффициенты преломления, эллиптичность χ и азимут ориентации большой оси собственного эллипса поляризации ρ голограммной среды, которая обеспечивает формирование киноформом изображения

$$\hat{n}_1=\frac{i}{\varkappa d}\ln\left\{\hat{\mu}\,\frac{E_{b,x}E^*_{a+b,x}+E_{b,y}E^*_{a+b,y}}{E_{a,x}E^*_{a+b,x}+E_{a,y}E^*_{a+b,y}}\right\},\quad \hat{n}_2=\frac{i}{\varkappa d}\ln\left(-\hat{\mu}\right),$$

$$\sin 2\chi=\frac{2\,Im\left(E^*_{a+b,x}E_{a+b,y}\right)}{\left|E_{a+b,x}\right|^2+\left|E_{a+b,y}\right|^2},\quad \cos 2\rho=\frac{\left|E_{a+b,x}\right|^2-\left|E_{a+b,y}\right|^2}{\left|E^2_{a+b,x}+E^2_{a+b,y}\right|},\tag{3}$$

где $\hat{n}_j=n_j-i(n\tau)_j$, j = 1, 2; n, τ – обобщенные коэффициенты преломления и экстинкции соответственно [6], d – толщина голограммной среды, $\varkappa=\frac{2\pi}{\lambda}$, λ – длина волны.

В случае более узкого класса взаимно ортогонально поляризованных волн одинаковой интенсивности, встречающихся на поверхности среды с разностью фаз δ, имеем

$$n_1=-\frac{1}{\varkappa d}\left(\arg\hat{\mu}+2\pi k_1\right),\quad n_2=-\frac{1}{\varkappa d}\left(\arg\hat{\mu}+\pi+2\pi k_2\right),\ (n\tau)_1=(n\tau)_2=\frac{1}{\varkappa d}\ln\left|\hat{\mu}\right|,$$

$$\sin 2\chi=\frac{Im\left(e^{i\delta}E_x^{*2}-e^{-i\delta}E_y^2\right)}{\left|E_x\right|^2+\left|E_y\right|^2},\qquad \cos 2\rho=\frac{2Re\left(e^{-i\delta}E_xE_y\right)}{\left|Re\left[e^{-i\delta}\left(E_x^2+E_y^2\right)\right]+Im\left(E_x^*E_y\right)\right|}.\tag{4}$$

Здесь k_1, k_2 – целые числа, которые, ввиду необходимости выполнения условий $n_1>1$, $n_2>1$, должны удовлетворять неравенствам

$$k_1<-\left(\frac{d}{\lambda}+\frac{1}{2\pi}\arg\hat{\mu}\right),\quad k_2<-\left(\frac{d}{\lambda}+\frac{1}{2}+\frac{1}{2\pi}\arg\hat{\mu}\right).\tag{5}$$

Из (4) следует, что у подобным образом организованной среды анизотропии поглощения отсутствует, а двулучепреломление не зависит от δ.

В частном случае взаимно ортогональных циркулярных поляризаций составляющих суммарной волны матрица Джонса, χ и ρ определяются выражениями

$$M=\hat{\mu}\begin{pmatrix}\cos\delta & \sin\delta\\ \sin\delta & -\cos\delta\end{pmatrix},\quad \chi=0,\ \cos 2\rho=\cos\delta.\tag{6}$$

Из (6) следует, что эллиптичность собственного эллипса поляризации голограммной среды постоянна по ее поверхности и равна нулю – среда анизотропна. При этом азимут ориентации оси анизотропии переменен и определяется разностью фаз δ.

Аналогично, для линейных взаимно ортогональных поляризаций составляющих суммарной волны матрца Джонса, χ и ρ определяются выражениями

$$M=\hat{\mu}\begin{pmatrix} 0 & e^{i\delta} \\ e^{i\delta} & 0 \end{pmatrix}, \quad \sin 2\chi = \sin\delta, \quad \cos 2\rho = 0. \tag{7}$$

Из (7) следует, что в данном случае среда должна быть анизотропно-гиротропной, причем эллиптичность ее собственного эллипса переменна и зависит от разности фаз δ, а азимут ориентации собственного эллипса постоянен и равен 45°.

Легко показать, что эти условия могут быть осуществлены в процессе поляризационно-голографической записи на реальных поляризационно-чувствительных средах. Действительно, воспользуемся закономерностью, связывающей коэффициенты фотоиндуцированного преломления со скалярной $\hat{s}$, анизотропной $\hat{\upsilon}_L$ и гиротропной $\hat{\upsilon}_G$ фотореакциями голограммной поляризационно-чувствительной среды [7]

$$\hat{n}^2_{1,2}=\hat{n}^2_0+\hat{s}(I)\pm\sqrt{[\hat{\upsilon}_L(I_1-I_2)]^2+[\hat{\upsilon}_G(I_+-I_-)]^2}\ . \tag{8}$$

Аргументами этих функций являются соответственно интенсивность световой волны I, ее степень линейной поляризации (I_1-I_2) и степень циркулярной поляризации (I_+-I_-); $\hat{n}_0$ – исходный комплексный коэффициент преломления среды.

Для случая двух взаимно ортогональных циркулярных поляризаций одинаковой интенсивности $I_+=I_-=\frac{1}{2}I$, соответствующий член (8) равен нулю, т.е. гиротропная реакция не играет роли. Тогда соотношения (8) примут вид

$$\hat{n}^2_{1,2}=\hat{n}^2_0+\hat{s}(I)\pm\hat{\upsilon}_L(I). \tag{9}$$

В случае ортогонально линейно поляризованных световых пучков аргументы $\hat{\upsilon}_L$ и $\hat{\upsilon}_G$ соответственно равны $I\cos\delta$ и $I\sin\delta$, (8) принимает вид

$$\hat{n}^2_{1,2}=\hat{n}^2_0+\hat{s}(I)\pm\sqrt{[\hat{\upsilon}_L(I\cos\delta)]^2+[\upsilon_G(I\sin\delta)]^2}. \tag{10}$$

Согласно (4), коэффициенты преломления среды не зависят от δ. Это возможно только тогда, когда $\hat{\upsilon}_L=\hat{\upsilon}_G=\hat{\upsilon}$. В этих условиях для коэффициентов преломления получим выражения

$$\hat{n}^2_{1,2}=\hat{n}^2_0+\hat{s}(I)\pm\hat{\upsilon}(I). \tag{11}$$

В обоих случаях при $\hat{\mu} = 1$ из (4) следует

$$\frac{Re\hat{v}}{Re\hat{S}} = \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 + n_2^2 - 2[n_0^2 - (n\tau)_0^2]} = \frac{k_1^2 - \left(k_2 + \frac{1}{2}\right)^2}{k_1^2 + \left(k_2 + \frac{1}{2}\right)^2 - 2\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 \left[n_0^2 - (n\tau)_0^2\right]}, \quad \frac{Im\hat{v}}{Im\hat{S}} = 0, \qquad (12)$$

где, согласно (5), $k_1 < -\frac{d}{\lambda}$, $k_2 < -\left(\frac{d}{\lambda} + \frac{1}{2}\right)$.

Дальнейшее развитие описанного метода может заключаться в замене условия реконструкции на условие преобразования восстанавливающей волны $\vec{E}_\alpha$ в произвольную, наперед заданную волну $\vec{E}_c$, котрая не участвовала в процессе записи. Предполагается, что таким путем, в принципе, может быть решен обширный класс обратных задач оптики и задач распознавания образов.

Список литературы

[1] Lisem L.B., Hirsch P.M., Jordan J.A.//IBM J. Res. Dev. 1969. N 3. P. 150–254.

[2] Какичашвили Ш.Д // Укр. физ. журн. 1978. Т. 23. С. 938–944.

[3] Какичашвили Ш.Д. // ЖТФ. 1980. Т. 50. В. 9. С. 1899–1904.

[4] Шаталин И.Д., Какичашвили В.И., Какичашвили Ш.Д. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 17. С. 1051–1055.

[5] Какичашвили Ш.Д, Швайцер Я.А. В кн.: Фотоанизотропные и фотогиротропные явления в конденсированных средах и поляризационная голография. Тбилиси: Мецниереба. 1987. С. 69–72.

[6] Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и полиризованный свет. М.: Мир. 1981. 583 С.

[7] Какичашвили Ш.Д. // Оптика и спектр. 1987. Т. 63. В. 4. С. 911–917.

Поступило в Редакцию
29 декабря 1989 г.