

САМОПРЕЦЕССИЯ И ВЫРОЖДЕНИЕ ЭЛЛИПСА ПОЛЯРИЗАЦИИ  
СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ В СРЕДЕ С НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ КЕРРОВСКОГО ТИПА

С.Ф. Григорьев, О.П. Заскалько

*Исследуется самонаведенное изменение состояния эллиптической поляризации световой волны, распространяющейся в первоначально изотропной жидкости, состоящей из анизотропных молекул. Показано, что для коротких лазерных импульсов самопрецессия эллипса поляризации сопровождается его вырождением — волна становится линейно поляризованной.*

Распространение световой волны в оптически нелинейной среде может сопровождаться различными эффектами самовоздействия и, в частности, самонаведенным изменением состояния поляризации [1–4]. В жидкостях основным механизмом оптической нелинейности, ответственным за самовоздействие световых волн, является ориентация оптически анизотропных молекул электрическим полем световой волны (оптический эффект Керра). Соответствующее возмущение диэлектрической проницаемости среды в приближении одного времени релаксации анизотропии  $\tau$  описывается уравнением вида [2]:

$$\left(\tau \frac{\partial}{\partial t} + 1\right) \delta \epsilon_{ik} = K (E_i^* E_k + E_i E_k^* - \frac{2}{3} \delta_{ik} \sum_j |E_j|^2), \quad (1)$$

где  $E_i$  — проекции вектора напряженности электрического поля световой волны;  $K$  — постоянная, которая может быть выражена через ориентационную часть нелинейного показателя преломления  $n_2$ :  $K = 3n_2^2 c / 16\pi$ .

В средах с безынерционным нелинейным откликом ( $\tau = 0$ ) основным следствием тензорного характера  $\delta \epsilon_{ik}$  является вращение эллипса поляризации световой волны по мере ее распространения [1]. В настоящей работе показано, что в случае инерционного отклика среды происходит не только поворот эллипса поляризации световой волны, но и уменьшение его эксцентриситета.

Рассмотрим распространение плоской эллиптически поляризованной световой волны в среде с нелинейностью, описываемой уравнением (1). Пусть волна падает на слой среды толщиной  $l$ , расположенный перпендикулярно некоторой оси  $z$ , в сечении  $z = 0$ . Выберем оси  $x$  и  $y$  таким образом, чтобы на границе  $z = 0$  они были ориентированы вдоль главных осей эллипса поляризации падающей на среду световой волны. Из уравнений Максвелла для медленно меняющихся комплексных амплитуд  $E_x$  и  $E_y$  можно получить следующие уравнения для параметров Стокса  $\xi_i$ :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) \xi_i = e_{ijk} \epsilon'_j \xi_k. \quad (2)$$

Здесь  $e_{ijk}$  — единичный антисимметричный тензор,  $\epsilon'_1 = (\epsilon_{11} - \epsilon_{22})\omega/2nc$ ,  $\epsilon'_2 = \epsilon_{12}\omega/nc$ ,  $\epsilon'_3 = 0$ , причем из уравнения (1) имеем:

$$\left(\tau \frac{\partial}{\partial t} + 1\right) \epsilon'_{1,2} = g I \xi_{1,2}, \quad (3)$$

где  $g = 3n_2 \omega / 2c$ ,  $I = \text{cn} (|E_x|^2 + |E_y|^2) / 8\pi$ .

Предположим вначале, что среда тонкая ( $l \ll ct_p$ ,  $t_p$  — длительность светового импульса). Тогда в уравнениях системы (2) можно пренебречь слагаемыми, содержащими временные производные. В результате для безынерционного отклика среды ( $\tau = 0$ ) получаем решение:  $\xi_3(z) = \xi_3(0)$ ,  $\xi_1(z) + i\xi_2(z) = \xi_1(0) \exp[i\xi_3(0)gz]$ . Выражая теперь величину угла поворота  $\psi$  и эксцентриситет  $e$  эллипса поляризации через параметры Стокса (см., напр., [5]), имеем соотношения, описывающие самопрецессию эллипса с постоянным эксцентриситетом:

$$\psi = (1/2) \operatorname{arctg}(\xi_2/\xi_1) = (1/2) \operatorname{Im} \xi_3(0), \quad e = [1 - (1 - \xi_3^2)^{1/2}] / \xi_3.$$

Когда отклик среды существенно инерционен ( $t_p \sim \tau$ ), подобные простые соотношения в общем случае получить не удастся, однако решение системы (2), (3) можно построить в приближении слабой нелинейности ( $gU < 1$ ):

$$\begin{aligned} \xi_{1,2}(z) &= \xi_{1,2}(0) [1 - (1/2) (gz)^2 \Phi_2(t) \xi_3^2(0)] \pm gz \Phi_1(t) \xi_3(0) \xi_{2,1}(0), \\ \xi_3(z) &= \xi_3(0) [1 - (1/2) (gz)^2 (\Phi_1^2(t) - \Phi_2(t) (1 - \xi_3^2(0)))], \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\Phi_1(t) = \int_{-\infty}^t I(t') \exp[(t' - t)/\tau] dt'$ ,  $\Phi_2(t) = \int_{-\infty}^t \Phi_1(t') I(t') \exp[(t' - t)/\tau] dt'$ . Характер изменения эксцентриситета эллипса определяется знаком разности  $\Phi_1^2(t) - \Phi_2(t)$ . Можно показать, что для светового импульса с длительностью  $t_p \lesssim \tau$  эта разность положительна, т.е. второй порядок теории возмущений дает уменьшение  $\xi_3$  и, следовательно, эксцентриситета эллипса поляризации при распространении световой волны в среде. Это в свою очередь приводит к замедлению скорости прецессии.

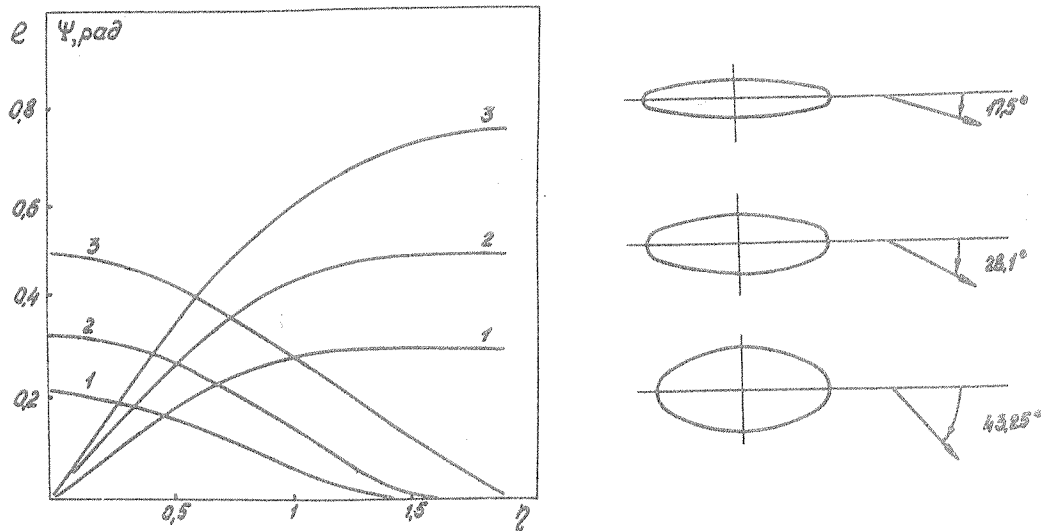


Рис. 1. Зависимость угла поворота  $\psi$  ( $\psi(0) = 0$ ) и эксцентриситета  $e$  эллипса поляризации световой волны от автомодельной переменной  $\eta$  для начальных состояний вектора Стокса  $\vec{\xi} = (0,4, 0, 0,92)$  (1),  $(0,6, 0, 0,8)$  (2),  $(0,8, 0, 0,6)$  (3).

Рис. 2. Направления линейной поляризации световой волны при  $\eta \gg 1$  для трех значений начального эксцентриситета эллипса поляризации  $e = 0,21, 0,33, 0,5$ .

В случае  $t_p \ll \tau$  удастся проанализировать эволюцию состояния поляризации световой волны для любых значений  $gU$ . А именно, система уравнений (2), (3) допускает автомодельное разделение переменных следующего вида:  $\eta = gz \int_{-\infty}^t I(t') dt'/\tau$ ;  $\xi_i = \xi_i(\eta)$ ,  $\epsilon'_i = \epsilon'_i(\eta) g \int_{-\infty}^t I(t') dt'/\tau$ , в результате которого она приобретает вид

$$\frac{d}{d\eta} \xi_i = e_{ijk} \epsilon'_j \xi_k, \quad \frac{d}{d\eta} (\eta \epsilon'_{12}) = \xi_{12}. \quad (5)$$

Результаты численного решения автомодельной системы уравнений (5) с тремя вариантами граничных условий  $\vec{\xi}(0)$  и  $\epsilon'_{12}(0) = 0$  представлены на рис. 1 и 2. Видно, что для рассмотренных случаев эллиптический

кая поляризация вырождается в линейную при значениях  $\eta > 2$ . При этом направление поляризации выходящей световой волны определяется начальным значением эксцентриситета и ориентацией главной оси эллипса поляризации. Отметим, что случай круговой поляризации ( $\xi_3(0) = 1$ ) является особым — состояние поляризации не меняется при любом конечном значении  $\eta$ .

Для малых значений  $\xi_3$  автомодельная система (5) сводится к дифференциальному уравнению Бесселя

$$\frac{d^2}{d\eta^2} \xi_3 + \frac{1}{\eta} \frac{d}{d\eta} \xi_3 + \xi_3 = 0, \quad (6)$$

решение которого описывает затухающие колебания эксцентриситета эллипса поляризации:  $\xi_3 \approx \xi_3(0) J_0(\eta)$ ,  $\xi_3(0) \ll 1$ .

Наконец, для протяженных сред ( $l \gg ct_p$ ) система уравнений (2), (3), записанная в новых переменных  $t' = t - zn/c$ ,  $z' = z$ , совпадает с системой уравнений для тонкой среды и может быть проанализирована аналогичным образом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Maker P. D., Terhune R. W., Savage C. M. Phys. Rev. Lett., 18, 507 (1964).
2. Chiao R. Y., Godine J. Phys. Rev., 185, 430 (1969).
3. Зельдович Б. Я., Яковлева Т. В. Квантовая электроника, 7, 880 (1980).
4. Альтшулер Г. Б. и др. ЖТФ, 49, 143 (1979).
5. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М., Наука, 1979.

Поступила в редакцию 12 мая 1987 г.