Краткие сообщения по физике № 8-1985 г.

АСИММЕТРИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ АБЕРРАЦИОННОЙ КАРТИНЫ ПРИ ОРИЕНТАЦИОННОЙ САМОФОКУСИРОВКЕ

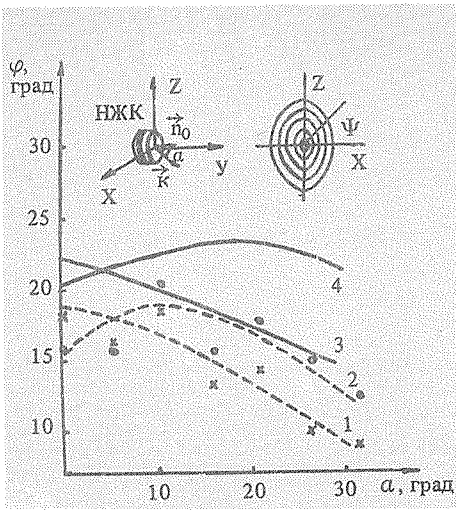
А.С. Золотько, В.Ф. Китаева, Н.И. Криндач, Н.Н. Соболев

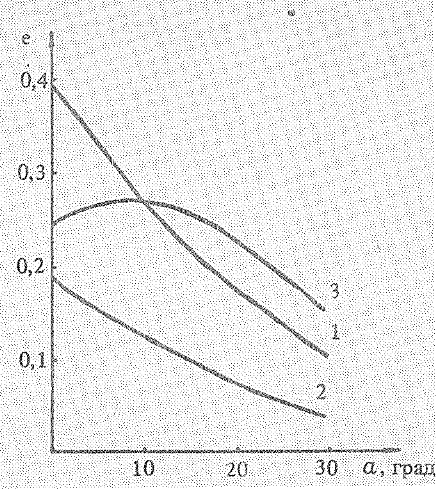
УДК 532.783

Экспериментально обнаружена несимметричность поляризации правой и левой частей аберрационной картины, сопровождающей ориентационную самофокусировку в НЖК. Параметры поляризации численно рассчитаны в рамках простейшей модели и находятся в качественном согласии с результатами экспериментов.

Поляризация излучения светового пучка, испытавшего самофокусировку в нематическом жидком кристалле (НЖК), отличается от поляризации излучения, падающего на НЖК /1–3/. Поляризационные эффекты зависят от угла падения пучка на кристалл α , полярного угла Ψ, отсчитываемого в плоскости поперечного сечения пучка от линии пересечения ее с плоскостью поляризации падающего излучения, и угла нелинейного отклонения луча Θ. В работах /1–3/ была изучена поляризация только на горизонтальном (Ψ = = 0, 180°) и вертикальном (Ψ = 90°, 270°) диаметрах аберрационной картины для случаев $\alpha = 0$ и $\alpha > 20^\circ$. В настоящей работе диапазон исследованных значений α и Ψ расширен. Исследована поляризация аберрационной картины при $\Psi = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ в диапазоне углов $0^\circ < |\alpha| < 30^\circ$.

Исследования проводились с гомеотропно ориентированным кристаллом ОЦБФ толщиной L = 150 мкм. Кристалл помещался в перетяжку светового пучка, поляризованного в горизонтальной плоскости, и мог вращаться вокруг вертикальной оси. При этом изменялся угол α между волновым вектором $\vec{k}$ падающего на кристалл излучения и невозмущенным директором $\vec{n}_0$ (рис. 1). Значения α будем считать положительными, если поворот кристалла происходит против часовой стрелки. Для разных значений α мощность лазера выбиралась такой, чтобы число аберрационных колец было примерно постоянным (N ~ 25). Это соответствует расходимости пучка вне кристалла $\Theta \sim 17^\circ$. Состояние поляризации лучей, образующих внешнее аберрационное кольцо, анализировалось визуально с помощью пленочного поляроида.





Р и с. 1. Зависимости угла поворота большой оси эллипса поляризации от угла α падения светового пучка на кристалл: 1, 2 – эксперимент (1 – $\Psi = 45^\circ$(•), 2 – $\Psi = 135^\circ$(x); 3, 4 – расчет для $\Psi = 45^\circ$(3), 135° (4).

Р и с. 2. Теоретические зависимости степени эллиптичности e от угла α падения светового пучка на кристалл для значений $\Psi = 0^\circ$ (1), 45° (2), 135° (3).

Полученные результаты сводятся к следующему: 1) Поляризация лучей, прошедших кристалл, эллиптическая. Параметры эллипса поляризации (угол φ, определяющий положение большой оси эллипса относительно вектора поляризации падающего излучения, и степень эллиптичности e) зависят от углов α и Ψ. 2) Угол φ уменьшается с увеличением угла α (рис. 1, кривые 1, 2). 3) При положительных значениях угла α степень эллиптичности при $\Psi = 45^\circ$ в 1,5 ÷ 2 раза больше, чем при $\Psi = 135^\circ$. 4) При изменении знака α несимметричность меняет свой знак, т.е. степень эллиптичности больше в левой части аберрационной картины, чем в правой. Точность эксперимента не позволила установить вид зависимости e от α.

Характер зависимости e от α был установлен теоретически. На рис. 1 (кривые 3 и 4) и рис. 2 приведены результаты расчета поляризации аберрационной картины.

Расчет выполнен при следующих предположениях: 1) Плоскость, в которой переориентируется директор, совпадает с плоскостью XУ поляризации падающего излучения. 2) Угол ψ поворота директора от первоначального направления (параллельного оси У) зависит от координаты y по синусоидальному закону: $\psi(y) = \psi_0 \sin(\pi y/L)$. 3) При $y \gg L/2$ траектории лучей представляют собой прямые линии. 4) Поляризация лучей при $y = L/2$ соответствует поляризации необыкновенной волны.

В системе координат XУZ координаты единичного вектора $\vec{l}$ луча, вышедшего из кристалла, определяются выражениями:

$$
\begin{aligned}
l_x &= \sin\Theta\cos\Psi\cos a_0 + \cos\Theta\sin a_0, \\
l_y &= -\sin\Theta\cos\Psi\sin a_0 + \cos\Theta\cos a_0, \\
l_z &= \sin\Theta\sin\Psi,
\end{aligned}
\tag{1}
$$

а координаты невозмущенного директора $\vec{n}_0$ $x,z = 0$, $y = 1$.

Вектор $\vec{l}_0$ луча, выходящего из кристалла, выражается через $\vec{l}$ в соответствии с законом преломления соотношением

$$
\vec{l}_0 = \left[1 - \frac{1 - (\vec{n}_0\vec{l})^2}{n_{пр}^2}\right]^{1/2} \vec{n}_0 - \frac{\vec{l} - \vec{n}_0(\vec{l}\vec{n}_0)}{n_{пр}} . \tag{2}
$$

Здесь $n_{пр}$ – показатель преломления НЖК. Изменение поляризации распространяющегося в кристалле излучения описывается уравнениями Максвелла:

$$
\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{E} = (\omega^2/c^2)D, \quad \operatorname{div}\vec{D} = 0, \tag{3}
$$

где $D_i = \epsilon_{ij}E_j$; $\epsilon_{ij} = \epsilon_\perp\delta_{ij} + \Delta\epsilon n_i n_j$, $\Delta\epsilon$ – оптическая анизотропия; n_j и E_j – проекции директора $\vec{n}$ и электрического поля $\vec{E}$ на ось j декартовой системы координат.

Систему уравнений (3) удобно решить в системе координат, в которой ось $У'$ параллельна лучу $\vec{l}_0$, ось X' перпендикулярна оси $У'$ и лежит в горизонтальной плоскости, а ось Z перпендикулярна плоскости XУ. Выражая электрическое поле световой волны $\vec{E}(\vec{r})$ через медленно меняющуюся амплитуду

$$
\vec{E} = \vec{A}(y')\exp[i(\omega/c)\sqrt{\epsilon_\perp}(\vec{l}_0\vec{r}') - i\omega t], \tag{4}
$$

с помощью (1) получим:

$$\frac{dA_e}{dy'} = \frac{d\beta}{dy'} A_e + i \frac{\omega}{2c} \frac{\Delta\epsilon\epsilon_\perp^{1/2}}{\epsilon_{y'y'}} (1 - (\vec{n}_0\vec{l})^2), \tag{5}$$
$$dA_0/dy' = -(d\beta/dy')A_0.$$

Здесь $\beta = \arccos(\vec{e}_p\vec{i}')$; $\vec{e}_p = [\vec{n} - \vec{l}_0(\vec{n}\vec{l}_0)]/\sqrt{1-(\vec{n}\vec{l}_0)^2}$; $\vec{i}'$ – орт оси X'; A_e и A_0 – медленно меняющиеся амплитуды необыкновенной и обыкновенной волн:

$$A_e = A_{x'}\cos\beta + A_{y'}\sin\beta, \quad A_0 = -A_{x'}\sin\beta + A_{y'}\cos\beta.$$

Учитывая, что вектор $\vec{A}_e$ образует угол β с осью X', и используя (4), получаем выражение для угла φ поворота большой полуоси эллипса поляризации относительно оси X:

$$\varphi = \beta + \operatorname{arctg}[(A_0A_e^* + A_0^*A_e)/(|A_e|^2 - |A_0|^2)].$$

Степень эллиптичности $e = \sqrt{(1-\delta)/(1+\delta)}$ определяется величиной

$$\delta = [1 + (\frac{A_eA_0^* + A_e^*A_0}{|A_e|^2 - |A_0|^2})^2]^{1/2} \frac{|A_e|^2 - |A_0|^2}{|A_e|^2 + |A_0|^2}.$$

С помощью подстановок $\Phi = 2\varphi$ и $\Omega = \arccos\delta$ система (5) приводится к системе двух обыкновенных дифференциальных уравнений, для численного решения которой использовался метод Рунге – Кутта. Из рис. 1 видно, что зависимости φ от α для углов $\Psi = 45^\circ$ и $\Psi = 135^\circ$ в согласии с экспериментом различны. Причиной этого является несимметрия взаимного расположения директора $\vec{n}$ и векторов $\vec{l}_0$ лучей, образующих правую и левую части аберрационной картины.

На рис. 2 показана зависимость степени эллиптичности аберрационной картины от угла α. Видно, что для $\Psi = 135^\circ$ она больше чем для $\Psi = 45^\circ$. Именно это и наблюдалось экспериментально.

Поступила в редакцию 10 июня 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Китаева В.Ф., Золотько А.С., Соболев Н.Н. УФН, 138, 324 (1982).
2. Золотько А.С. и др. ЖЭТФ, 83, 1368 (1982).
3. Золотько А.С., Китаева В.Ф., Соболев Н.Н. Препринт ФИАН № 100, М., 1984.