

## ОРИЕНТАЦИОННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ НА МЕЗОФАЗУ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

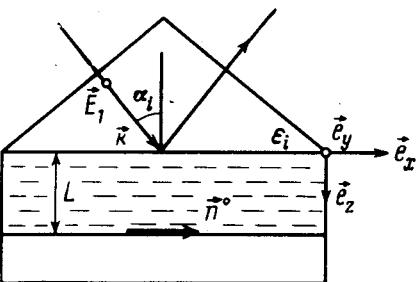
Б.Я. Зельдович, Н.В. Табирян

Предсказываются сильные эффекты воздействия на мезофазу нематического или холестерического жидкого кристалла локализованной у границы раздела нераспространяющейся световой волны, которая получается при полном внутреннем отражении. Изменение гранжановской структуры холестерика выражается в изменении шага. Планарная же структура нематика под действием волны становится хиральной.

В последнее время широко исследуется ориентационная оптическая нелинейность мезофазы жидкких кристаллов (ЖК) <sup>1–7</sup>. До сих пор исследования в этой области касались объемному взаимодействию световой волны с ЖК. В настоящей работе исследуется ориентационное воздействие на нематический ЖК (НЖК) нераспространяющейся световой волны, локализованной вблизи границы. Такая волна может получаться при падении света на ячейку с НЖК через прозрачную подложку, у которой показатель преломления  $n_i = \sqrt{\epsilon_i}$  больше, чем показатель преломления НЖК для обыкновенной и необыкновенной волны. Она локализована вблизи границы раздела, в толщине  $l$ , составляющей несколько длин волн (см. ниже).

Пусть ячейка планарно ориентируется за счет натирания поверхности  $z = L$ , а поверхность  $z = 0$  не влияет на ориентацию (см. рисунок). Энергия деформации единицы площади ячейки с отклонением на угол  $\theta$  ( $z = 0$ )  $= \beta$  составляет  $\sim \beta^2 K_{22} L^{-1}$  эрг/см<sup>2</sup>. Энергия взаимодействия со световым полем будет порядка  $l \epsilon_a |E|^2 \sin^2(\beta - \beta_1) / 16\pi$  эрг/см<sup>2</sup>, где  $\beta_1$  определяется ориентацией поляризации падающей волны. Тогда, при  $\beta_1 \neq m\pi/2$  имеет

место „гигантская” нелинейность с равновесным **значением**  $\beta \sim \epsilon_a |E|^2 \sin 2\beta_1 L / K_{22}$ . При  $\beta_1 = 0$  переориентация возникает лишь при превышении порога по  $|E|^2$  (переход Фредерикса). На первый взгляд, оба эти эффекта слабее объемных эффектов из<sup>1,7</sup> в  $L/l$  раз. Однако расчет показывает, что имеются другие безразмерные численные множители, значительно увеличивающие эффект поверхностного воздействия. Кроме того, для планарной ячейки работает именно константа Франка  $K_{22}$ , которая обычно в несколько раз меньше, чем  $K_{11}$  и  $K_{33}$ .



Ячейка планарно ориентированного жидкого кристалла показатель преломления верхней подложки которой  $n_i = \epsilon_i^{1/2}$  больше показателей преломления нематика. Поляризация падающей волны  $E_i$  параллелен и направлен перпендикулярно к плоскости рисунка. Нижняя подложка ориентирует директор в направлении  $n^o$

Перейдем к расчету. Пусть вектор электрической напряженности  $E_{i\text{вещ}}$  падающей на слой НЖК монохроматической волны перпендикулярен к плоскости падения и связан с комплексной амплитудой  $E_i$  соотношением  $E_{i\text{вещ}} = \{E_i \exp(i\omega t - ikz) + E_i^* \exp(-i\omega t + ikz)\}$ . С помощью  $k$  определим орты декартовой системы координат следующим образом  $e_y = [k e_z] / |[k e_z]|$ ,  $e_x = [e_y e_z]$ ,  $e_z$  перпендикулярен пластинке ячейки (см. рисунок). Угол между директором  $n$  и осью  $x$  являющаяся фактически линией пересечения плоскости падения света с поверхностью раздела, обозначен через  $\theta$ ,  $n = \{n_x, n_y\} = \{\cos \theta(z), \sin \theta(z)\}$ . В общем случае произвольной взаимной ориентации плоскости падения и директора в НЖК возникают две преломленные волны – обыкновенная и необыкновенная, которые, при определенных значениях угла падения  $a_i$  становятся неоднородными. Вариационное уравнение описывающее взаимодействие световой волны с НЖК имеет вид<sup>3,8</sup>

$$K_{22} \frac{d^2\theta}{dz^2} + \frac{\epsilon_a}{16\pi} \left\{ \sin 2\theta (|E_y|^2 - |E_x|^2) + \cos 2\theta (E_x E_y^* + E_x^* E_y) \right\} = 0, \quad (1)$$

где  $K_{22}$  – константа Франка,  $\epsilon_a = \epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}$  – анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК.

Рассмотрим сначала случай, когда невозмущенное направление директора лежит в плоскости падения волны, т.е.  $\theta(z=L) = \theta_o = 0$ . Тогда, воспользовавшись выражениями для светового поля из<sup>9</sup> и линеаризуя уравнение (1) получим

$$-\frac{d^2\theta}{dz^2} + \kappa^2 \theta \exp(-z/L) = 0, \quad (2)$$

где

$$\kappa^2 = \frac{\epsilon_a}{2\pi K_{22}} \frac{\eta_i^2}{\eta_i^2 + |\eta_{io}|^2} \frac{\epsilon_i^2 |\eta_{io}|^2 + \epsilon_{\perp} (\epsilon_{\perp} \epsilon_{||})^{1/2} \eta_i^2}{\epsilon_i^2 |\eta_{io}|^2 + \epsilon_{\perp} \epsilon_{||} \eta_i^2} |\mathbf{E}_i|^2, \quad (3)$$

$$\eta_i^2 = \epsilon_i \cos^2 a_i, \quad \eta_{io}^2 = \epsilon_{\perp} - \epsilon_i \sin^2 a_i, \quad \eta_{ie}^2 = \epsilon_{\perp}^{-1} (\eta_{io}^2 + \epsilon_a \epsilon_i \sin^2 a_i \sin^2 \theta),$$

$$l = \lambda / 2\pi (|\eta_{io}| + |\eta_{ie}|).$$

Будем искать решение уравнения (2) в виде  $\theta(z) = A(L-z) + \delta\theta(z)$ , где  $A$  – константа и  $|\delta\theta(z)| \ll |Az|$ . Задавая также граничное условие  $d\theta/dz|_{z=0} = 0$  (условие „свободности“ поверхности НЖК при  $z=0$ ), из (2) получим  $\kappa^2 = (lL)^{-1}$ . Отсюда определим пороговую плотность мощности поверхностного светоиндуцированного перехода Фредерикса (ПСПФ)

$$P_{\text{пор}}^{\text{ПСПФ}} = \frac{c n_i |\mathbf{E}_i|^2}{8\pi} = \frac{c n_i K_{22}}{4\epsilon_a l L} \frac{\eta_i^2 + |\eta_{i_0}|^2}{\eta_i^2} \frac{\epsilon_i^2 |\eta_{i_0}|^2 + \epsilon_\perp \epsilon_{||} \eta_i^2}{\epsilon_i^2 |\eta_{i_0}|^2 + \epsilon_\perp (\epsilon_{||} \eta_i^2)^{1/2} \eta_i^2} \quad (4)$$

Сравнение этой величины с величиной пороговой плотности мощности<sup>8</sup> светоиндуцированного перехода Фредерикса (СПФ) при объемном взаимодействии широких пучков с НЖК дает

$$\frac{P_{\text{пор}}^{\text{СПФ}}}{P_{\text{пор}}^{\text{ПСПФ}}} = 4\pi^2 \frac{K_{33}}{K_{22}} \left( \frac{\epsilon_{||}}{\epsilon_i} \right)^{1/2} \frac{l}{L} \frac{\eta_i^2}{\eta_i^2 + |\eta_{i_0}|^2}, \quad (5)$$

где для простоты мы приняли  $\epsilon_a / \epsilon_{||} \ll 1$ . Принимая  $l/L = 10^{-2}$ ;  $\epsilon_i = 1,8$ ;  $\epsilon_\perp = 1,54$ ;  $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ ,  $L = 50 \text{ мкм}$ ,  $K_{33}/K_{22} \approx 3,3$  (нематик ПАА), получим  $P_{\text{пор}}^{\text{СПФ}}/P_{\text{пор}}^{\text{ПСПФ}} \approx 1,2$ . Таким образом мы видим, что даже если объем взаимодействия света с НЖК при ПСПФ в  $10^{-2}$  раз меньше чем при объемном СПФ, пороги обоих переходов оказываются почти равными. Это связано со следующими обстоятельствами: 1) искажения поля директора при ПСПФ носят характер кручения и наиболее легко осуществимы. 2) При полном внутреннем отражении напряженность светового поля в среде в два раза больше чем у падающей волны. 3) И наконец, порог ПСПФ уменьшает также „свободность“ одной из поверхностей ячейки НЖК.

Надпороговую стационарную структуру ПСПФ можно аналитически исследовать при  $\epsilon_a / \epsilon_{||} \ll 1$ . В этом случае вариационное уравнение для директора имеет вид

$$\frac{d^2\theta}{dz^2} + \frac{1}{2} \kappa^2 \sin 2\theta \exp(-z/l) = 0. \quad (6)$$

Учитывая, что  $Al \approx \theta(0)l/L \ll 1$  для не слишком больших значений  $\theta(0)$  из (6) получим

$$\frac{\sin 2AL}{2AL} = \frac{1}{\kappa^2 l L} = \frac{|\mathbf{E}_i|^2}{|\mathbf{E}_i|^2_{\text{пор}}} = \rho. \quad (7)$$

При  $\rho \leq 1$  уравнение (7) имеет нетривиальное решение, которое легко найти графически. Например,  $AL \sim 1 \text{ рад}$ . при  $\rho = 0,5$ .

Если невозмущенное направление директора составляет некий угол  $\theta_0 \neq 0$  с плоскостью падения волны, рассматриваемое нами поверхностное взаимодействие носит беспороговый характер и аналогичен гигантским оптическим нелинейностям проявляющихся при наклонном распространении необыкновенной световой волны в НЖК. В первом порядке по интенсивности поля и в линейном по  $\theta$  приближении из (6) имеем

$$\delta\theta(z=0) = \theta(z=0) - \theta_0 = \frac{1}{2} \frac{|\mathbf{E}_i|^2}{|\mathbf{E}_i|^2_{\text{пор}}} \sin 2\theta_0. \quad (8)$$

Если в представленной на рисунке ячейке вместо НЖК находится холестерик, рассмотренные нами эффекты сводятся к изменению шага спирали  $\delta q = q - q_0$ . Эффект также

описывается полученными выше формулами с заменой  $A \rightarrow \delta q$  и с учетом, что  $\theta_0 = q_0 L$ .

Предсказанные выше явления открывают перспективы исследования ЖК при наличии сильного объемного рассеяния и в области частот, где имеется сильное поглощение.

Эти эффекты могут быть легко обнаружены, например, по вращению плоскости поляризации пробного пучка, распространяющегося в такой ячейке. Представляет большой интерес рассмотрение ориентационного взаимодействия с ЖК поверхностных плазмонов-волн, возникающих на границе металл – диэлектрик при определенных условиях.

Авторы благодарят Ю.С.Чилингаряна за обсуждения.

#### Литература

1. Зельдович Б.Я., Табириян Н.В. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 510.
2. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Сухов А.В., Табириян Н.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 287.
3. Зельдович Б.Я., Табириян Н.В. Препринт ФИАН № 63, 1980.; Mol. Cryst. Liquid Cryst., 1980, 62, 237.
4. Зельдович Б.Я., Табириян Н.В. Препринт ФИАН № 62, 1980.; Mol. Cryst. Liquid Cryst., 1981, 69, 19.
5. Зельдович Б.Я., Табириян Н.В. Препринт ФИАН № 61, 1980.; Mol. Cryst. Liquid Cryst., 1981, 69, 31.
6. Pilipetskii N.F., Sukhov A.V., Tabiryan N.V., Zel'dovich B.Ya. Opt. Comm., 1981, 37, 280.
7. Золотько А.С., Китаева В.Ф., Кроо Н., Соболев Н.Н., Чилаг Л. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 170.
8. Зельдович Б.Я., Табириян Н.В., Чилингарян Ю.С. ЖЭТФ, 1981, 81, 67.
9. Федоров Ф.И., Филиппов В.В. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами. Минск.: „Наука и Техника”, 1976.

Институт проблем механики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
18 июня 1982 г.