Известия АН Армении, Физика, т. 30, № 3, с. 123—128. (1995)

УДК532.516

ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ ДИРЕКТОРА НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА РЕГУЛЯРНЫМ КОНВЕКТИВНЫМ ДВИЖЕНИЕМ, ОБУСЛОВЛЕННЫМ ДАВЛЕНИЕМ ВТОРОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Р. С. АКОПЯН, Л. Р. ХОСРОВЯН, Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 марта 1994 г.)

Рассмотрена задача о возбуждении регулярных конвективных движений в нематическом жидком кристалле под действием силы радиационного давления акустической волны с пространственно-периодическим поперечным распределением интенсивности. Гидродинамические потоки обусловливают переориентацию директора жидкого кристалла. Эффект можно легко зарегистрировать благодаря большой оптической анизотропии жидкого кристалла.

1. Введение

Акустооптические явления в жидких кристаллах (ЖК) исследованы довольно детально как теоретически, так и экспериментально (см., например, монографию [1]). Особенность акустических явлений в ЖК по сравнению с жидкостями или твердыми кристаллами связана с уникальным сосуществованием у них свойств твердого тела и изотропной жидкости: жидкий краталл, подобно твердому кристаллу, испытывает действие дестабилизирующего вращающего момента, порождаемого деформацией макроструктуры слоя в звуковой волне, а из-за относительно небольшой вязкости, присущей ему как жидкости, это воздействие приводит к переориентации ансамбля молекул. Благодаря значительной анизотропии оптических свойств ЖК любое превращение макроструктуры слоя легко фиксируется оптически.

Существует множество механизмов взаимодействия акустических волн с нематическими ЖК (НЖК). Среди них наиболее близкими к экспериментальным ситуациям являются модели, рассмотренные в работах [2, 3]. В первой работе предполагается, что единичный вектор в направлении преимущественной ориентации молекул НЖК—директор переориентируется гидродинамическими течениями, возникающими под действием радиационного давления ультразвуковой волны. Как было показано в работе [4], механизм, предложенный в [2], хорошо согласуется с экспериментальными результатами, однако нужно обеспечить отсутствие взаимодействия ультразвуковой волны с подложками ячейки НЖК.

Механизм, предложенный в [3], состоит в том, что звуковая волна возбуждает колебательное движение границ ячейки. Последнее приводит к продольным колебаниям частиц жидкости. Средние по

времени силы, пропорциональные произведению скоростей продольных колебаний и скорости сжатия, вызывают стационарное течение жидкости, градиенты скорости которого по толщине слоя приводят к повороту молекул НЖК.

Недавно в работах [5, 6] теоретически предсказана и экспериментально подтверждена возможность возбуждения сильных конвективных движений в жидкостях как с двумя жесткими границами, так и с одной свободной границей. Эффект обусловлен радиационным давлением акустической волны с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности. Обнаруженный эффект позволил визуализировать распределение интенсивности акустической волны милливаттной мощности в поперечном сечении пучка.

В настоящей работе решена задача о принудительном создании регулярных конвективных гидродинамических движений в НЖК под действием радиационного давления акустической волны с периодическим поперечным распределением интенсивности. Механизм возбуждения состоит в следующем. Две интерферирующие звуковые волны частично поглощаются ЖК, приводя к пространственно периодическому распределению радиационного давления, действующего на частицы НЖК. Эти силы вызывают стационарные конвективные движения жидкости, градиенты скорости которых приводят к повороту молекул НЖК. В отсутствие акустических волн помещенный между скрещенными поляризаторами НЖК непрозрачен для световой волны, нормально падающей на слой. При переориентации директора НЖК в слое возникают обыкновенные и необыкновенные световые волны и, как следствие этого, поле зрения периодически по слою просветляется.

2. Основные уравнения и граничные условия

Рассмотрим гомеотропно ориентированный слой ($n_0=e_z$) НЖК толщиной L. Пусть ось z направлена (единичный вектор e_z) перпендикулярно к слою ячейки. Начало координат выберем на нижней границе ячейки с НЖК. На слой падают две плоские акустические волны с одинаковыми частотами и интенсивностями I_0, образуя интерференционную картину интенсивности $I=2I_0(1+\cos kx)$. Здесь $\mathbf{k}=|\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1|$, $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$—волновые векторы волн, лежащие в плоскости (x, e). Поглощение звука внутри НЖК приводит к возникновению „акустической силы", действующей на единицу объема в плоскости слоя

$$\mathbf{F}=\mathbf{e}_z\frac{2I_0}{c}\alpha(1+\cos kx). \qquad (1)$$

Здесь c—скорость звука в среде, α—коэффициент поглощения по интенсивности. Выше мы считаем поглощение слабым: $\alpha L\ll 1$. Гидродинамическая задача сводится к нахождению пространственного распределения скорости потока в озвучиваемом объеме из решения из-

вестного уравнения Навье-Стокса, описывающего поведение обычной изотропной жидкости, с учетом тех особенностей, которые вносит НЖК (анизотропия вязкости, связь между направлением потока и ориентацией молекул). Для нашего случая это распределение таково, что в пределах максимума интерференционной картины поток направлен преимущественно вдоль оси от излучателя, а в пределах минимума— в обратном направлении.

Понятно, что в рассматриваемой геометрии можно считать $d/dy=0$ и $v_y=0$. Тогда линеаризованная система стационарных уравнений Навье-Стокса с учетом «акустической силы» имеет вид:

$$\eta_2\Delta v_x-\alpha_5\frac{d^2v_x}{dx^2}-\frac{\partial p}{dx}=0,$$

$$\eta_1\Delta v_z+(\alpha_1+\alpha_5)\frac{d^2v_z}{dz^2}-\frac{\partial p}{dz}=-F. \qquad (2)$$

Здесь η_1, η_2—коэффициенты вязкости НЖК, α_l—коэффициенты Лесли, p—давление жидкости. Эти уравнения нужно решать с учетом условия несжимаемости: $\mathrm{div}\mathbf{v}=0$. Наличие стационарного течения приводит к переориентации директора НЖК от его невозмущенного состояния $\varphi_0=0$. Считая переориентацию φ малой, линеаризованное стационарное уравнение, описывающее баланс моментов сил упругости, действующих на директор, запишем в виде:

$$K_1\frac{d^2\varphi}{dx^2}+K_3\frac{d^2\varphi}{dz^2}-\alpha_2\frac{d\varphi_x}{dz}-\alpha_3\frac{d\varphi_z}{\partial x}=0, \qquad (3)$$

где K_1, K_3—коэффициенты упругости Франка для НЖК. Приведенные уравнения нужно решать совместно с граничными условиями жесткого сцепления молекул со стенками ячейки: $\mathbf{v}(z=0,L)=0$, $\varphi(z=0,\ L)=0$.

3. Акустооптическая переориентация НЖК

Решение системы имеет пространственно-периодический вид по координате x:

$$v_x=V_x(z)\sin kx,\ v_z=V_z(z)\cos kx,$$

$$p=p_1\cos kx+2\frac{I_0}{c}\alpha z,\qquad \varphi=\Phi(z)\sin kx. \qquad (4)$$

Как видно, z-компонента скорости и давление совпадают по фазе с распределением интенсивности звука, а x-компонента и переориентация имеют фазовый сдвиг.

Система уравнений для $V_x(z)$, $V_z(z)$ и $\Phi(z)$ имеет вид

$$\frac{d^4V_z}{dz^4}-b_1k^2\frac{d^2V_z}{\partial z^2}+b_3k^4V_z=b_2k^4W, \qquad (5a)$$

$$V_x = -\frac{1}{k}\frac{dV_z}{dz}, \qquad (5б)$$

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} - \frac{K_1}{K_3}k^2\Phi + \frac{\alpha_2}{K_3 k}\frac{d^2V_z}{dz^2} + \frac{\alpha_3 k}{K_3}V_z = 0. \qquad (5в)$$

Здесь введены обозначения:

$$b_1 = (\eta_1 - \alpha_5 + \eta_2)/\eta_2, \quad b_2 = (\eta_1 + \alpha_1 + \alpha_5)/\eta_2, \quad W = 2\alpha I_0 \eta_2 b_2 c k^2.$$

Решение этой системы с учетом вышеуказанных граничных условий можно записать в виде

$$V_z(z) = W(1 + C_1E_1 + C_2/E_1 + C_3E_2 + C_4/E_2), \qquad (6а)$$

$$\Phi(z) = \frac{\alpha_3}{K_2 k} W[n_1E_3 + n_2/E_3 + B_4^2/B_3^2 + (B_4^2 + B_1^2)(C_1E_1 + C_2/E_1)/(B_3^2 - B_1^2) +$$

$$+ (B_4^2 + B_2^2)(C_3E_2 + C_4/E_2)/(B_3^2 - B_2^2)], \qquad (6б)$$

где введены следующие обозначения:

$$B_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{b_1 \pm \sqrt{b_1^2 - 4b_2}}, \quad B_3 = \sqrt{K_1/K_3}, \quad B_4 = \sqrt{\alpha_3/\alpha_2},$$

$C_1 = -B_2([2B_1(1 + 1/e_1) + (B_2 - B_1)(1/(e_1e_2) + e_2) - (B_1 + B_2)(e_2/e_1 + 1/e_2)]/[8B_1B_2 + (B_1 - B_2)^2 (e_1e_2 + 1/(e_1e_2)) - (B_1 + B^2)^2 (e_1/e_2 + e_2/e_1)]$, $C_2 = C_1e_1$, $C_3 = B_1(e_1 - 1)C_1/(B_2(1 - e_2))$, $C_4 = e_2C_3$, $e_l = \exp(B_lKL)$, $h_1 = (-1 + 1/e_3)n/(e_3 - 1/e_3)$, $h = B_4^2/B_3^2 + (B_4^2 + B_1^2)(C_1 + C_2)/(B_3^2 - B_2^2) + (B_4^2 + B_2^2)(C_3 + C_4)/(B_3^2 - B_2^2)$, $h_2 = h_1e_3$, $E_l = \exp(B_lkz)$ $(i = 1 \div 4)$.

Численные исследования полученных выражений (6) проведем на примере МББА, для которого $\eta_1 = 0{,}24\pi$, $\eta_2 = 1{,}03\pi$, $\alpha_1 = 0{,}065\pi$, $\alpha_2 = -0{,}77\pi$, $\alpha_3 = -0{,}012\pi$, $\alpha_5 = 0{,}46\pi$, $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$ дин, $K_3 = 7{,}5 \cdot 10^{-7}$ дин.

Из симметрии задачи следует, что функции $V_z(z)$ и $\Phi(z)$ симметричны относительно центра слоя $z = L/2$, а функция $V_x(z)$ антисимметричная. Поэтому при $z = L/2$ функции $V_z(z)$ и $\Phi(z)$ достигают максимального значения, а $V_x(z = L/2) = 0$. Точка максимумов $(z = z_1)$ x компоненты скорости от значений $z_1 = L/4$ и $z_1 = 3L/4$ приближается к границам ячейки при увеличении kL. Указанные максимумы сильно зависят от параметров L, k и αL. Зависимости этих максимумов от k при фиксированных L и αL показаны на рис. 1а, 1в, 2а. Графики нормированы относительно их наибольших значений по k:

$$V_z^{max}(z = L/2) \approx 0{,}02\,W(kL)^2 \sim L(\alpha L), \text{ при } kL = 5;$$

$$V_x^{max}(z = z_1) \approx 0{,}014\,W(kL)^2 \sim L(\alpha L), \text{ при } kL = 3{,}5;$$

$$\Phi^{max}(z = L/2) \approx 0{,}003\,W\alpha_2 k^2 L^3/K_3 \sim L^2(\alpha L), \text{ при } kL = 2{,}5.$$

Зависимости $V_z(z = L/2)$, $V_x(z = z_1)$, $\Phi(z = L/2)$ от L при фиксированных k и αL показаны на рис. 1б, 1г, 2б. Эти функции от L достигают максимального значения по L:

$$V_z^{max}(z = L/2) \approx 0{,}115\,WkL \sim \frac{\alpha L}{k}, \text{ при } kL = 7;$$

$$V_x^{max}(z-z_1) \approx 0{,}06\, W/kL \sim \frac{aL}{k}, \text{ при } kL=5;$$

$$\Phi^{max}(z=L/2) \approx 0{,}035\, W a_2 L/K_3 \sim \frac{aL}{k^2}, \text{ при } kL=4{,}5.$$

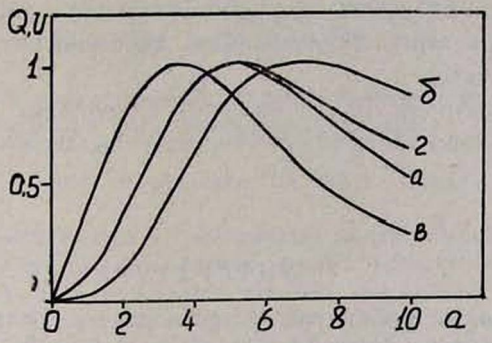

Рис. 1 Функциональные зависимости $Q=V_z(z=L/2)$ от $a=kL$ при фиксированных L и aL (а), k и aL (б); максимума x—компоненты скорости $U=V_x(z_1)$ по z от a при фиксированных L и aL (в), k и aL (г).

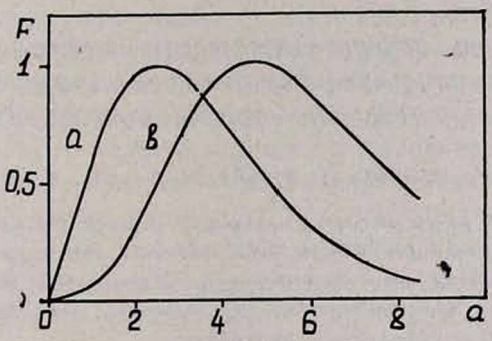

Рис. 2. Функциональные зависимости угла переориентации директора в центре ячейки с НЖК $F=\Phi(z=L/2)$ от $a=kL$ при фиксированных L и aL (а), k и aL (б).

Для численных оценок примем $a \approx 5$ см$^{-1}$, $L=10^{-2}$ см. Оптическими методами можно легко регистрировать поворот директора на угол $\Phi \sim 10^{-2}$ рад. А для этого необходимы мощности акустической волны $I_0 \sim 10^{-2}$ Вт/см^2. Таким образом, приведенный анализ рассмотренного физического механизма, ответственного за появление дестабилизирующего момента при периодическом сжатии слоя НЖК в звуковой волне, показывает, что поворот молекул обусловлен градиентами скорости акусто-гидродинамических потоков. Возникновение этих потоков связано с взаимодействием скоростей сжатия слоя в звуковой

волне и скорости смещения в продольной волне, распространяющейся вдоль слоя при наличии свободных границ или при неоднородном сжатии слоя. При экспериментальной реализации рассмотренного эффекта, однако, нужно учесть зависимость от пространственной неоднородности звукового поля, от температуры, толщины образца и типа ЖК. Тем не менее, экспериментальная регистрация эффекта позволит осуществить визуализацию акустических полей с милливатными мощностями.

Один из авторов (Р. С. Акопян) благодарит Армянскую профессиональную ассоциацию за финансовую поддержку научной деятельности.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Капустин, О. А. Капустина. Акустика жидких кристаллов. М., Наука, 1986г.
2. S. Nagai, A. Peters, S. Candau. Rev. Phys. Appl., 12, № 1, 21 (1977).
3. Е. Н. Кожевников. ЖЭТФ, 82, № 1, 161 (1982).
4. M. Witkowska-Borysewicz, A. Sliwinski. J. Physique, 44, № 3, 411 (1983).
5. Р. С. Акопян, Р. Б. Алавердян, Ю. С. Чилингарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, вып. 6, 335 (1987).
6. Р. С. Акопян, Р. Б. Алавердян, Ю. С. Чилингарян. Акустический журнал, 34, вып. 2, 336 (1988).

ԱԿՈՒՍՏԻԿ ԱԼԻՔԻ ԵՐԿՐՈՐԴ ՄՈՏԱՐԿՄԱՆ ՃՆՇՈՒՄՈՎ ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԿԱՐԳԱՎՈՐՎԱԾ ԿՈՆՎԵԿՏԻՎ ՇԱՐԺՈՒՄՆԵՐՈՎ ՆԵՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ԴԻՐԵԿՏՈՐԻ ՎԵՐԱԿՈՂՄՆՈՐՈՇՈՒՄԸ

Ռ. Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Լ. Ռ. ԽՈՍՐՈՎՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Դիտարկված է խնդիր տարածապարբերական լայնակի կառուցվածքով ինտենսիվությամբ ակուստիկ ալիքի ռադիացիոն ճնշման ուժով նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում կարգավորված կոնվեկտիվ շարժումների գրգռման վերաբերյալ։ Հիդրոդինամիկ հոսքերը բերում են հեղուկ բյուրեղի դիրեկտորի վերակողմնորոշման։ Այս երևույթը հեշտ կարելի է դրանցել շնորհիվ հեղուկ բյուրեղի մեծ օպտիկական անիզոտրոպիայի։

NEMATIC LIQUID CRYSTAL DIRECTOR REORIENTATION BY REGULAR CONVECTIVE MOTIONS DUE TO THE ACOUSTIC WAVE SECOND APPROXIMATION PRESSURE

R. S. AKOPYAN, L. R. KHOSROVIAN, Yu. S. CHILINGARIAN

The problem of excitation of regular convective motions in nematic liquid crystals by the force of radiation pressure of acoustic wave with space-periodical distribution of intensity is considered. Hydrodynamic motions lead to the liquid crystal director reorientation. The phenomenon can be registrated without difficulties due to the high optical anisotropy of liquid crystal.