

УДК 532.516

## ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕГУЛЯРНЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

*Акопян Р.С., Зельдович Б.Я., Табирян Н.В.*

Теоретически рассмотрена возможность возбуждения стационарных конвективных движений в нематическом жидком кристалле под действием силы радиационного давления акустической волны с пространственно-периодическим поперечным распределением интенсивности. Конвективные потоки приводят к переориентации директора жидкого кристалла. В результате получается его периодическое распределение в поперечной плоскости. Эффект позволит визуализировать слабые акустические поля.

В настоящее время существует несколько теоретических моделей физического механизма взаимодействия акустических волн с нематическими жидкими кристаллами (НЖК). Среди них наиболее близкими к экспериментальным ситуациям являются модели, рассмотренные в работах [1, 2]. 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 [3], механизм, предложенный в [1], хорошо согласуется с экспериментальными результатами, однако нужно обеспечить отсутствие взаимодействия ультразвуковой волны с подложками ячейки с НЖК.

Механизм, предложенный в [2], состоит в следующем. 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.

В настоящей работе показана возможность принудительного создания 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 жидким кристаллом. Поглощение акустической волны с пространственно-периодическим распределением интенсивности приводит к такому же поперечному 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 НЖК, помещенный между скрещенными поляризаторами, непрозрачен для световой волны, нормально падающей на слой. При переориентации директора НЖК в слое возникают обыкновенная и необыкновенная световые волны и, как следствие этого, поле зрения периодически по пространству просветляется.

Рассмотрим планарно-ориентированный слой  $\mathbf{n}_0 = \mathbf{e}_x$  НЖК толщиной  $L$ . Пусть ось  $z$  направлена по нормали к слою. 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  $k = |\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1|$ ,  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  — волновые вектора волн, лежащие в плоскости  $x, z$ . Поглощение интенсивности звука жидкостью приводит к пространственно-периодическому распределению силы, действующей на единицу объема

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

Здесь  $\mathbf{e}_z$  — единичный вектор в направлении оси  $z$ ,  $c$  — скорость звука в среде,  $\alpha$  — коэффициент поглощения звука по интенсивности. В формуле (1) поглощение считаем слабым:  $\alpha L \ll 1$ . Под действием этой силы в среде возникнут конвективные потоки, аналогичные акустическим ветрам, возникающим на свободной поверхности обычной жидкости.

Понятно, что в рассматриваемой геометрии можно считать  $\partial/\partial y = 0$  и  $v_y = 0$  ( $v_y - y$  — компонент скорости жидких частиц). Тогда линеаризованная система стационарных уравнений для скорости  $\mathbf{v}$ , получаемых из уравнения Навье — Стокса добавлением в правую часть силы (1), имеет вид

$$\begin{aligned} \eta_1 \Delta v_x - (\alpha_1 + \alpha_5) \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} - \frac{\partial p}{\partial x} &= 0, \\ \eta_2 \Delta v_z - \alpha_5 \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} - \frac{\partial p}{\partial z} &= -F, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\eta_1, \eta_2$  — коэффициенты вязкости НЖК,  $\alpha_i$  — коэффициенты Лесли,  $p$  — давление жидкости. Для конвективных потоков имеет место уравнение  $\partial v_x / \partial x + \partial v_z / \partial z = 0$ . Градиенты конвективных течений возбуждают переориентацию  $\varphi$  директора НЖК от его невозмущенного состояния  $\varphi_0 = 0$ . Считая переориентацию малой, линеаризованное стационарное уравнение для  $\varphi$  запишем в виде

$$K_3 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + K_1 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \alpha_3 \frac{\partial v_x}{\partial z} - \alpha_2 \frac{\partial v_z}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

Здесь  $K_1$  и  $K_3$  — коэффициенты упругости (Франка) для НЖК.

Нужно решать линеаризованную систему уравнений (2) и (3) совместно с уравнением несжимаемости и граничными условиями для  $\mathbf{v}$  и  $\varphi$ :  $\mathbf{v}(z=0, L) = 0$ ,  $\varphi(z=0, L) = 0$ . Решение будем искать в виде

$$\begin{aligned} v_x &= V_x(z) \sin kx, \quad v_z = V_z(z) \cos kx, \\ p &= p_1 \cos kx + 2 \frac{I_0}{c} \alpha z, \quad \varphi = \Phi(z) \sin kx. \end{aligned} \quad (4)$$

Тогда получаем следующую систему уравнений для определения  $V_x(z)$ ,  $V_z(z)$  и  $\Phi(z)$ :

$$\frac{d^4 V_z}{dz^4} - b_1 k^2 \frac{d^2 V_z}{dz^2} + b_2 k^4 V_z = b_2 k^4 W, \quad (5a)$$

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

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

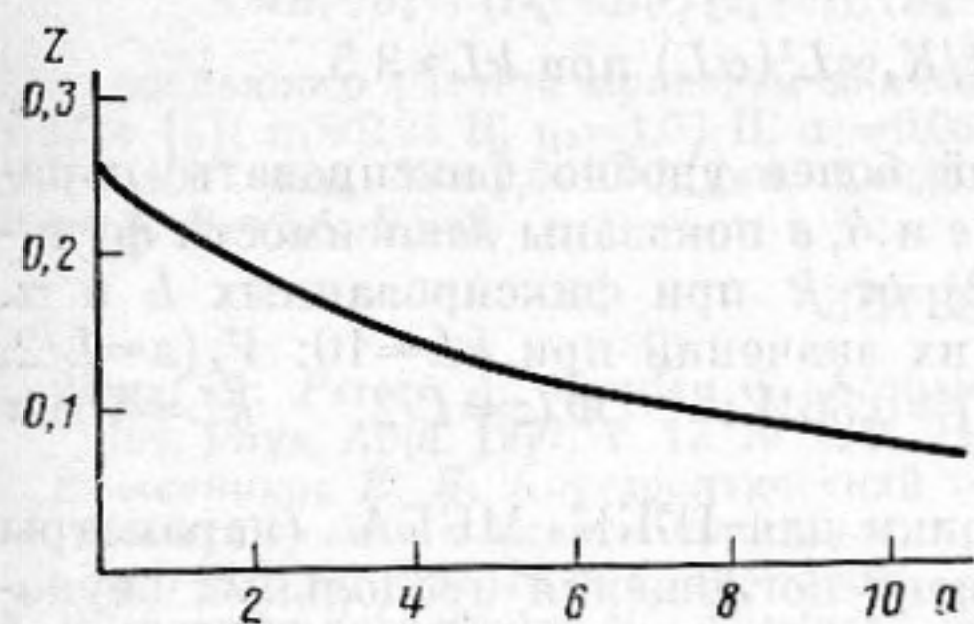
Здесь введены обозначения:  $b_1 = (\eta_2 + \alpha_1 + \alpha_5 + \eta_1) / \eta_1$ ,  $b_2 = (\eta_2 - \alpha_5) / \eta_1$ ,  $W = 2\alpha I_0 / \eta_1 b_2 c k^2$ . Решение этой системы с учетом вышеуказанных граничных условий можно записать в виде

$$V_z(z) = W (1 + c_1 E_1 + c_2 / E_1 + c_3 E_2 + c_4 / E_2), \quad (6a)$$

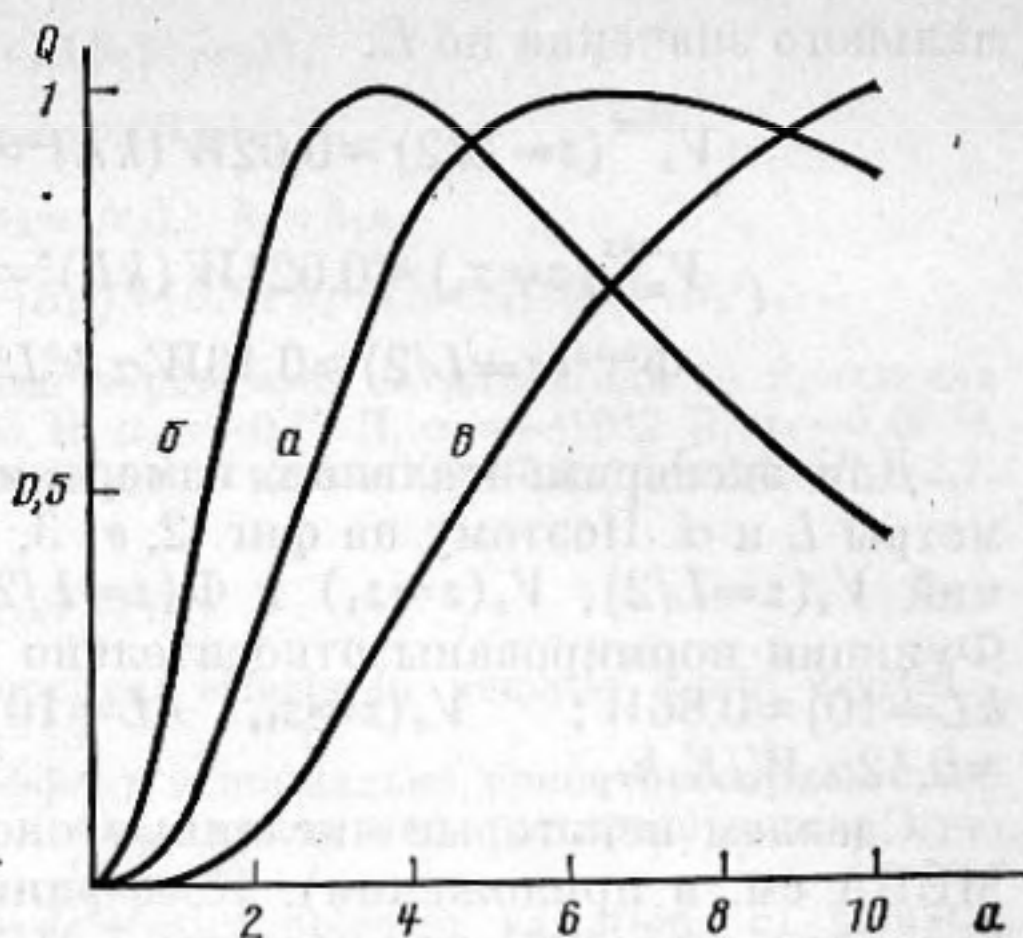
$$\begin{aligned} \Phi(z) &= \frac{\alpha_3}{K_1 k} W (h_1 E_3 + h_2 / E_3 + B_4^2 / B_3^2 + (B_4^2 + B_1^2) (c_1 E_1 + c_2 / E_1) / (B_3^2 - B_1^2) + \\ &+ (B_4^2 + B_2^2) (c_3 E_2 + c_4 / E_2) / (B_3^2 - B_2^2), \end{aligned} \quad (6b)$$

где  $E_i = \exp(B_i k z)$ , а численные коэффициенты  $c_i, h_j, B_i$  ( $i=1 \div 4, j=1, 2$ ) приведены в приложении.

Численные исследования выражений (6) проведем на примере МББА. Из симметрии задачи следует, что функции  $V_z(z)$  и  $\Phi(z)$  симметричны от-



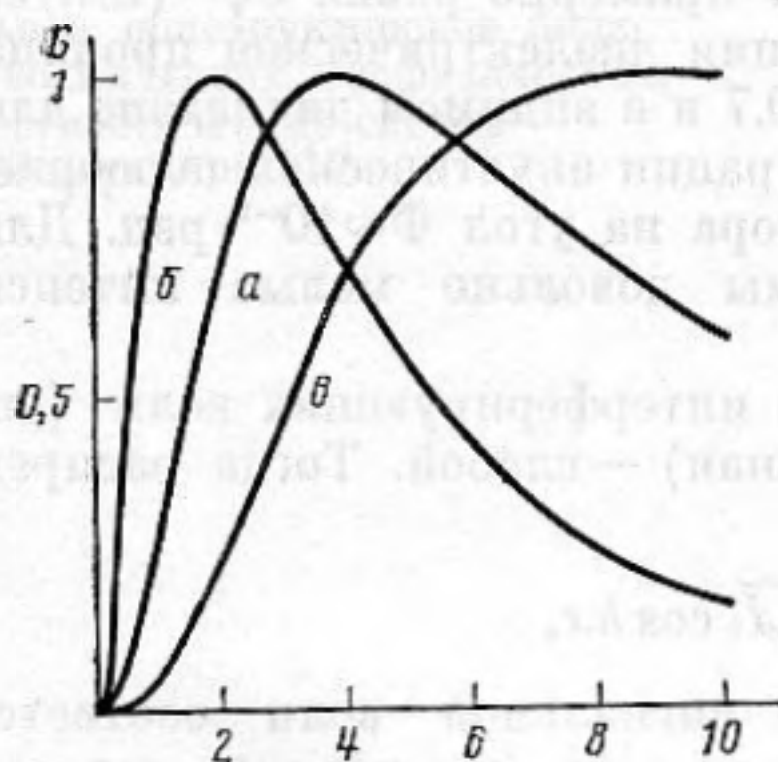
Фиг. 1.



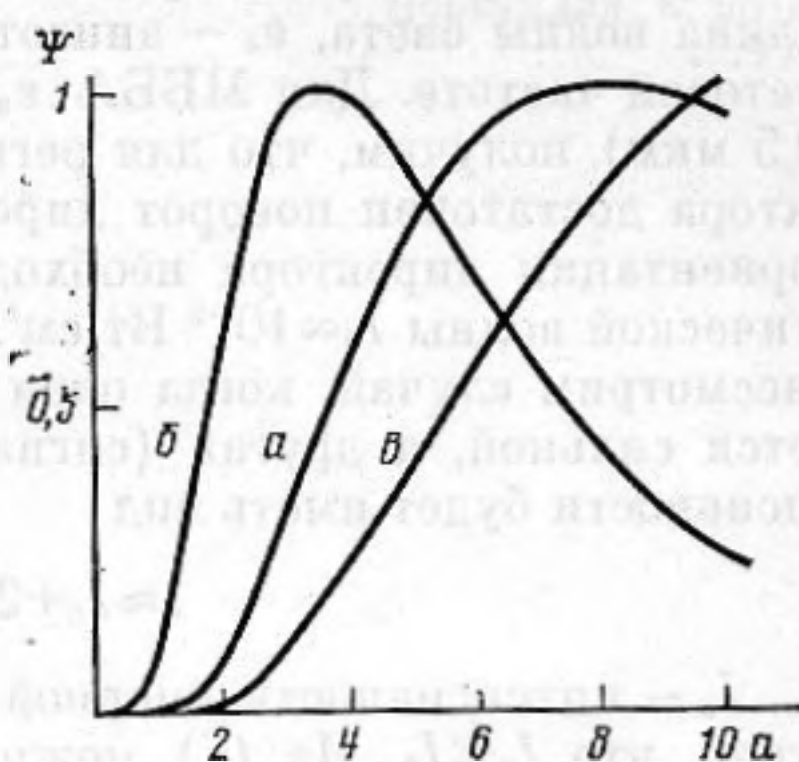
Фиг. 2

Фиг. 1. Аргумент  $Z=z_1/L$ , при котором  $x$ -компонента скорости достигает своего максимального значения по  $z$  в зависимости от  $a=kL$

Фиг. 2. Функциональные зависимости  $Q=V_z(z=L/2)$  от  $a=kL$  при фиксированных  $L$  и  $\alpha L(a)$ ,  $k$  и  $\alpha L$  (б),  $L$  и  $\alpha$  (в)



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Зависимости максимума  $x$ -компоненты скорости  $G=V_x(z_1)$  по  $z$  от  $a$  при фиксированных  $L$  и  $\alpha L$  (а),  $k$  и  $\alpha L$  (б),  $L$  и  $\alpha$  (в)

Фиг. 4. Функциональные зависимости угла переориентации директора в центре ячейки с НЖК  $\Psi=\Phi(z=L/2)$  от  $a=kL$  при фиксированных  $L$  и  $\alpha L$  (а),  $k$  и  $\alpha L$  (б),  $L$  и  $\alpha$  (в)

носителю центра слоя  $z=L/2$ , а функция  $V_x$  антисимметричная. Поэтому при  $z=L/2$   $V_z(z)$  и  $\Phi(z)$  достигают максимального значения, а  $V_x(z=L/2)=0$ . Аргумент  $z_1$ , при котором амплитуда  $x$ -компоненты скорости принимает максимальное значение, сильно падает с увеличением  $kL$  (см. фиг. 1). Указанные максимумы сильно зависят от  $k$ ,  $L$  и  $\alpha L$ . Зависимости этих максимумов от  $k$  при фиксированных  $L$  и  $\alpha L$  показаны на фиг. 2, а; 3, а; 4, а. Они достигают своего наибольшего значения по

$$k: V_z^{\max}(z=L/2) \approx 0,1WkL \propto \alpha L/k \quad \text{при} \quad kL \approx 6,6;$$

$$V_x^{\max}(z=z_1) \approx 0,06WkL \propto \alpha L/k \quad \text{при} \quad kL \approx 4,2;$$

$$\Phi^{\max}(z=L/2) \approx 4,5\alpha_3 LW/K_1 \propto \alpha L/k^2 \quad \text{при} \quad kL \approx 8.$$

Зависимости  $V_z(z=L/2)$ ,  $V_x(z=z_1)$ ,  $\Phi(z=L/2)$  от  $L$  при фиксированных  $k$  и  $\alpha L$  показаны на фиг. 2, б; 3, б; 4, б. Эти функции от  $L$  достигают макси-

мального значения по  $L$ :

$$V_z^{\max}(z=L/2) \approx 0,02W(kL)^2 \propto L(\alpha L) \quad \text{при } kL \approx 3,5;$$

$$V_x^{\max}(z=z_1) \approx 0,021W(kL)^2 \propto L(\alpha L) \quad \text{при } kL \approx 2,1;$$

$$\Phi^{\max}(z=L/2) \approx 0,16W\alpha_3 k^3 L^3 / K_1 \propto L^2(\alpha L) \quad \text{при } kL \approx 3,5.$$

Для экспериментальных измерений более удобно фиксировать параметры  $L$  и  $\alpha$ . Поэтому на фиг. 2, в; 3, в и 4, в показаны зависимости функций  $V_x(z=L/2)$ ,  $V_x(z=z_1)$  и  $\Phi(z=L/2)$  от  $k$  при фиксированных  $L$  и  $\alpha$ . Функции нормированы относительно их значений при  $kL=10$ :  $V_z(z=L/2, kL=10) \approx 0,86W$ ;  $V_x(z=z_1, kL=10) \approx 0,36W$ ;  $\Phi(z=L/2, kL=10) \approx 0,42\alpha_3 W / K_1 k$ .

Сделаем некоторые численные оценки для НЖК МББА (параметры МББА см. в приложении). Коэффициент поглощения продольных звуковых волн  $\alpha \approx 5 \text{ см}^{-1}$  для частоты 7 МГц в нематической фазе МББА при температуре, удаленной от точки просветления на 5 К, сильно возрастает (примерно как  $\alpha \propto \omega^2$ ) с увеличением частоты [4]. Поэтому для частоты 7 МГц и при  $L=10^{-2}$  см имеем  $\alpha L \approx 0,05$ . Для оценок примем также  $kL \approx 8$ .

Для регистрации поворота директора по изменению интенсивности света, прошедшего через систему «скрещенные поляризаторы+ЖК», достаточно получить дополнительный набег фазы волны  $\delta\psi \propto \pi/2$ . Величина  $\delta\psi$  при повороте директора на угол  $\Phi \ll 1$  примерно равна  $\delta\psi \propto (L/\lambda)\epsilon_a\Phi$ , где  $\lambda$  — длина волны света,  $\epsilon_a$  — анизотропия диэлектрической проницаемости на световой частоте. Для МББА  $\epsilon_a \approx 0,7$  и в видимом диапазоне длин волн ( $\lambda \approx 0,5$  мкм) получим, что для регистрации акустической переориентации директора достаточен поворот директора на угол  $\Phi \approx 10^{-2}$  рад. Для такой переориентации директора необходимы довольно малые интенсивности акустической волны  $I_0 \approx 10^{-2} \text{ Вт/см}^2$ .

Рассмотрим случай, когда одна из интерферирующих волн (опорная) является сильной, а другая (сигнальная) — слабой. Тогда распределение интенсивности будет иметь вид

$$I \approx I_0 + 2\sqrt{I_c I_0} \cos kx, \quad (7)$$

где  $I_0$ ,  $I_c$  — интенсивности опорной и сигнальной волн соответственно, и учтено, что  $I_c \ll I_0$ . Из (7) можно показать, что поворот директора на угол  $\Phi \approx 10^{-2}$  рад, т. е. нелинейный набег фазы  $\delta\psi \approx 1$  достигается при  $\sqrt{I_c I_0} \approx 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$ . Тогда получим, что можно регистрировать звуковую волну интенсивности  $I_c \approx 10^{-5} \text{ Вт/см}^2$ , если интенсивность опорной волны принимать равной  $1 \text{ Вт/см}^2$ . Отметим, что радиационное давление такой волны порядка  $10^{-4}$  Па.

Существует и другой механизм возбуждения конвективных движений, обусловленный тепловыделением в среде из-за поглощения акустической волны (см. [5]). Однако этот механизм дает эффект, который примерно на три порядка слабее. Поэтому при возбуждении конвективных движений и, как следствие, переориентации директора, наиболее эффективным является рассмотренный в настоящей работе механизм радиационного давления.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем численные коэффициенты, входящие в формулы (6).

$$B_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{b_1 \pm \sqrt{b_1^2 - 4b_2}}, \quad (П.1)$$

$$B_3 = \sqrt{K_3/K_1}, \quad B_4 = \sqrt{\alpha_2/\alpha_3},$$

$$c_1 = -B_2 [2B_1(1+1/e_1) + (B_2 - B_1)(1/(e_1 e_2) + e_2) - (B_1 + B_2)(e_2/e_1 + 1/e_2)] /$$

$$/[8B_1 B_2 + (B_1 - B_2)^2(e_1 e_2 + 1/(e_1 e_2)) - (B_1 + B_2)^2(e_1/e_2 + e_2/e_1)], \quad c_2 = c_1 e_1, \quad (П.2)$$

$$c_3 = B_1(e_1 - 1)c_1 / (B_2(1 - e_2)),$$

$$c_4 = e_2 c_3, \quad e_i = \exp(B_i kL),$$

$$h_1 = (-1 + 1/e_3)h / (e_3 - 1/e_3), \quad h_2 = h_1 e_3,$$

$$h = B_4^2 / B_3^2 + (B_4^2 + B_1^2)(c_1 + c_2) / (B_3^2 - B_1^2) + (B_4^2 + B_2^2)(c_3 + c_4) / (B_3^2 - B_2^2).$$

Для численного расчета приведем значения параметров  $B_i$  для жидкого кристалла МББА [6]:  $\eta_1 = 0,24$  П,  $\eta_2 = 1,03$  П,  $\alpha_1 = 0,065$  П,  $\alpha_2 = -0,77$  П,  $\alpha_3 = -0,012$  П,  $\alpha_4 = 0,46$  П,  $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$  дин,  $K_3 = 7,5 \cdot 10^{-7}$  дин. Следовательно, имеем  $b_1 \approx 7,6$ ;  $b_2 \approx 2,4$ ;  $B_1 \approx 2,7$ ;  $B_2 \approx 0,6$ ;  $B_3 \approx 1,1$ ;  $B_4 = 8$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Nagai S., Peters A., Candau S. Acoustooptical effects in nematic liquid crystal // Rev. Phys. Appl. 1977. V. 12. № 1. P. 21-25.
2. Кожеевников Е. Н. Акустооптический эффект в нормально ориентированном слое нематического жидкого кристалла при падении на него ультразвукового пучка // ЖЭТФ. 1982. № 1. С. 161-165.
3. Witkowska-Borysewicz M., Sliwinski A. Optically detected variations of nematic liquid crystal orientation induced by ultrasound // J. Physique. 1983. V. 44. № 3. P. 411-420.
4. Капустин А. П., Капустина О. А. Акустика жидких кристаллов. М.: Наука, 1986. 448 с.
5. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я. Естественная конвекция в жидкостях, обусловленная поглощением лазерного излучения // ПММ. 1985. Т. 49. № 4. С. 685-688.
6. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.

Специальное конструкторское бюро  
наземно-космических, геофизических,  
сейсмопрогностических систем  
Академии наук АрмССР

Поступила в редакцию  
10.VII.1987