

01

© 1991 г.

КОНКУРЕНЦИЯ МЕЖДУ ГРАВИТАЦИОННОЙ И КАПИЛЛЯРНОЙ СИЛАМИ В ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Р. С. Аюбян, Г. Р. Хосровян

Теоретически рассмотрена задача о возбуждении конвективных движений в нематическом жидком кристалле с одной свободной поверхностью. Исследована конкуренция двух механизмов переориентации молекул жидкого кристалла: гравитационного и термокапиллярного. Обусловленная термокапиллярным механизмом переориентации молекул оптическая нелинейность оказывается на три порядка сильнее известной «гигантской» нелинейности.

Введение

В последнее время появился ряд работ, в которых исследован термокапиллярный механизм возбуждения гидродинамических движений лазерных пучком [1-3]. О возможности возникновения регулярных конвективных движений в нематических жидких кристаллах (НЖК) благодаря поглощению пространственно-периодической структуры интенсивности лазерного излучения предсказано еще в [4]. Было показано, что гидродинамические потоки приведут к модуляции диэлектрической проницаемости НЖК. Точная теория предсказанной в [4] сильной ориентационно-конвекционно-тепловой нелинейности дана в [5]. В этих работах ячейка с НЖК была закрытая, поэтому имел место только гравитационный механизм принудительной конвекции, связанный с тепловым расширением жидкости. В работе [6] теоретически рассмотрена задача о возникновении регулярной принудительной конвекции в слое изотропной жидкости с открытой поверхностью при поглощении световой волны с пространственно-периодическим в плоскости слоя распределением интенсивности, обусловленной температурной зависимостью коэффициента поверхностного натяжения.

В настоящей работе теоретически исследуются принудительная конвекция и светогидродинамическая (СГД) переориентация молекул НЖК с открытой поверхностью. Исследуется конкуренция между гравитационным и термокапиллярным механизмами.

Линеаризованные уравнения и граничные условия

Рассмотрим горизонтальный слой $0 \leq z \leq L$ гомеотропно (невозмущенный директор $\mathbf{n}_0 = \mathbf{e}_z$) или планарно ($\mathbf{n}_0 = \mathbf{e}_x$) ориентированного НЖК с открытой поверхностью $z=L$, находящийся в поле тяжести $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ и поглощающий падающее на него световое излучение. Предположим, что на слой падают две плоские когерентные световые волны, интерференция которых приводит к пространственно-периодическому распределению интенсивности $|E(x)|^2$ и при наличии слабого поглощения света к распределенным в объеме источникам тепла вида

$$Q(x) = \frac{L\kappa n}{8\pi} |E(x)|^2 = \frac{L\kappa n}{8\pi} [|E_1|^2 + |E_2|^2 + E_1 E_2^* \exp(ikx) + \text{к. с.}]. \quad (1)$$

Здесь $k=2\pi |\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2| / \lambda$ — волновой вектор неоднородной части тепловыделения; α_1, α_2 — углы падения волн; λ — длина волны света в воздухе; x — коэффициент поглощения света ($xL \ll 1$); c — скорость света в пустоте; n — средний показатель преломления НЖК.

Появляясь в описанной схеме объемный источник тепловыделения однороден относительно y координаты $\partial/\partial y=0$ и $v_y=0$, поскольку, как показано в работе [7], влияние однородного тепловыделения на рассматриваемую конвекцию пренебрежительно мало, если число Рэлея с запасом удовлетворяет условию, наложенному для применимости линеаризованного приближения. Здесь v — скорость гидродинамических движений. Пусть на жестко ориентирующей границе $z=0$ поддерживается температура T_0 и заданы граничные условия прилипания жидкости $v(z=0)=0$. Через $\varphi_n + \varphi$ обозначим угол между директором НЖК и осью z . Здесь φ_n — угол в невозмущенном состоянии директора ($\varphi_n=0$ для гомеотропной исходной ориентации НЖК и $\varphi_n=\pi/2$ для планарной ориентации), φ — возмущение директора, $\varphi(z=0)=0$.

Рассмотрим теперь граничные условия на открытой поверхности $z=L$. Связанная с неоднородностью коэффициента поверхностного натяжения σ НЖК тангенциальная сила на единицу площади плоской поверхности равна $\mathbf{f}=\nabla\sigma$. Поэтому граничное условие для скорости с учетом термокапиллярной силы запишется в виде

$$v_x = 0, \quad \sigma_{xx} = \partial\sigma/\partial x. \quad (2)$$

Граничное условие при $z=L$ для угла переориентации директора НЖК φ свободное, а для возмущения температуры $\theta=T-T_0$ соответствует линейному теплоотводу [8]

$$r_x \rho_0 c_p \frac{\partial\theta}{\partial z} = -b\theta, \quad \frac{\partial\varphi}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Выше $\sigma_{xx} = \eta_x \partial v_x / \partial z + (\eta - \alpha_3) \partial v_x / \partial x - zx$ -компонент вязких напряжений, $\sigma' = -\partial\sigma/\partial\theta$. Для гомеотропной исходной ориентации $\eta_x = \eta_2$, $r_x = r_1$, а для планарной $\eta_x = \eta_1$ и $r_x = r_{\perp}$. Здесь r_{\parallel} и r_{\perp} — параллельный и перпендикулярный компоненты коэффициента температуропроводности; $\eta = 0.5 \cdot (\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6)$, $\eta_2 = 0.5 \cdot (-\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_5)$ — коэффициенты вязкости НЖК; α_i — коэффициенты Лесли; ρ_0 — невозмущенная плотность; c_p — теплоемкость; b — коэффициент теплоотдачи Био.

В отсутствие светового поля равновесное состояние НЖК соответствует решениям вида

$$v_0 = 0, \quad T = T_0 = \text{const}, \quad \rho = \rho_0 = \text{const}, \\ \varphi_0 = 0, \quad p_0 = p(z=0) - \rho_0 g z.$$

Здесь p — гидродинамическое давление НЖК. При освещении слоя система возмущается, а стационарные уравнения для возмущенных величин θ , $\delta\rho = \rho - \rho_0 = -\beta\rho_0\theta$ (β — коэффициент объемного расширения), $\delta p = p - p_0$, v_x , v_z и φ в линеаризованном приближении имеют вид [9]

$$-\frac{\partial\delta p}{\partial x} + \eta_x \Delta v_x + \alpha_x \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} = 0, \quad (4a)$$

$$-\frac{\partial\delta p}{\partial z} + \eta_x \Delta v_x + \alpha_x \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} + \beta\rho_0 g \theta = 0, \quad (4б)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} = 0, \quad (4в)$$

$$r_x \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + r_x \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = -\frac{Q}{\rho_0 c_p L}, \quad (4г)$$

$$K_x \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + K_x \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \alpha_a \frac{\partial v_x}{\partial z} - \alpha_b \frac{\partial v_x}{\partial x}. \quad (4д)$$

Для планарно-ориентированной ячейки $\eta_z = \eta_2, \alpha_z = \alpha_1 + \alpha_5, \alpha_z = -\alpha_5, r_x = r_{11}, K_x = K_3, K_z = K_1, \alpha_a = \alpha_3, \alpha_b = \alpha_2$. Для ячейки с гомеотропно-ориентированным НЖК $\eta_z = \eta_1, \alpha_x = -\alpha_5, \alpha_z = \alpha_1 + \alpha_5, r_x = r_{11}, K_x = K_1, K_z = K_3, \alpha_a = \alpha_2, \alpha_b = \alpha_3$. Здесь K_1 и K_3 — коэффициенты упругости Франка.

Как показано в работе [7], однородная часть тепловыделения Q , пропорциональная ($|E_1|^2 + |E_2|^2$), не влияет на коллективные движения в области применимости линеаризованного приближения. Для периодической же части тепловыделения решение системы уравнений (4) можно искать в виде

$$\begin{aligned} \theta &= \Theta(z) \exp(ikx) + \text{к. с.}, \quad v_x = iV_x(z) \exp(ikx) + \text{к. с.}, \\ v_z &= V_z(z) \exp(ikx) + \text{к. с.}, \quad \varphi = i\Phi(z) \exp(ikx) + \text{к. с.}, \\ \delta p &= p_1 \exp(ikx) + \text{к. с.} \end{aligned} \quad (5)$$

Решения для $\Theta(z)$ и δp качественно не отличаются от изотропного случая [6]. Поэтому приведем лишь решения для $V_z(z)$, $V_x(z)$ и $\Phi(z)$:

$$V_z(z) = V_0 (1 + V_1 e^{\delta_1 k z} + V_2 e^{-\delta_1 k z} + V_3 e^{\delta_3 k z} + V_4 e^{-\delta_3 k z} + V_5 e^{\delta_5 k z} + V_6 e^{-\delta_5 k z}),$$

$$V_x(z) = [1/(kL)] dV_z/dz,$$

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= \Phi_0 (1 + \Phi_1 e^{\delta_1 k z} + \Phi_2 e^{-\delta_1 k z} + \Phi_3 e^{\delta_3 k z} + \Phi_4 e^{-\delta_3 k z} + \Phi_5 e^{\delta_5 k z} + \Phi_6 e^{-\delta_5 k z} + \\ &+ \Phi_7 e^{\delta_7 k z} + \Phi_8 e^{-\delta_7 k z}), \quad V_0 = \frac{\beta g}{r_x c_p \eta_z k^2 L} Q_0, \end{aligned}$$

$$\Phi_0 = - \frac{\alpha_b \beta g}{r_x c_p \eta_z K_x k^5 L} Q_0, \quad Q_0 = \frac{\chi L c n}{8\pi} E_1 E_2^* \quad (6)$$

Коэффициенты δ_i , V_i и Φ_i , входящие в формулы (6), приведены в приложении. Численные исследования выражений (6) проведем на примере НЖК МБА.

Светогидродинамическая переориентация

Рассмотрим сначала вклад в переориентацию директора НЖК от термокапиллярного механизма Марагоны. Для этого в формулах (6) надо сделать предельный переход $g \rightarrow 0$. Как для исходно планарной, так и для гомеотропной ориентаций НЖК профиль z -компонента скорости $V_z(z, k, L, B)$ по z качественно не отличается от случая изотропной жидкости [6]. Анизотропия НЖК не влияет также на зависимость от kL положения $z = z_{1M}$, при котором скорость достигает своего максимального значения по z : $V_z(z = z_{1M})$. При этом, как и для изотропного случая, z_{1M} не зависит от числа Био B . От изотропного случая качественно не отличаются также зависимости от k и L функции $V_z(z_{1M}, k, L, B)$ при фиксированных L , χL и k , χL соответственно. Функция $V_z(z_{1M}, k, L, B)$ достигает своего максимума по k при фиксированных L и χL при $a_{1M} = (kL)_{1M}$

$$V_z\left(z_{1M}, k, L = \frac{a_{1M}}{k}, B\right) = V_{1M} = u_1 \frac{\sigma' L Q_0}{r_x \eta_x \rho_0 c_p} \quad (7)$$

Функция $V_z(z_{1M}, k, L, B)$ принимает максимальное значение по L при фиксированных k и χL при $a_{2M} = (kL)_{2M}$

$$V_z\left(z_{1M}, k = \frac{a_{2M}}{L}, L, B\right) = V_{2M} = u_2 \frac{\sigma' Q_0}{r_x \eta_x k \rho_0 c_p} \quad (8)$$

Выше для исходно гомеотропно ориентированного НЖК $a_{1M} \approx 3$, $u_1 \approx 0.04/(B+2)$, $a_{2M} \approx (7B+24)/(B+6)$, $u_2 \approx (0.004 \cdot B + 0.2)/(B+3.3)$, а для планарно ориентированного НЖК $a_{1M} \approx (0.5 \cdot B - 36)/(B-24)$, $u_1 \approx 10^{-2} \cdot (4 - 0.08 \cdot B)/(B+3)$, $a_{2M} \approx (3.75 \cdot B + 12)/(B+6)$, $u_2 \approx 0.08/(B+3.1)$.

Переходим к численному исследованию функции $\Phi(z, k, L, B)$. Профили этой функции в зависимости от z и при $kL=8$, $B=0$ для планарного (а) и гомеотропного (б) случаев показаны на рис. 1. Для планарного случая функция $\Phi(z)$ по z имеет один нуль $\Phi(0)=0$, максимум $\Phi(z_{2M})$ при $z=z_{2M}$ и минимум $\Phi(z=L)$

при $z=L$ (рис. 1, *a*). Указанный максимум зависит от k , L , κL и B , а значение z_{2M} зависит только от kL (рис. 2, *a*). На рис. 2 приведены также зависимости максимума от k при фиксированных L , κL (рис. 2, *б*) и от L при фиксированных k , κL (рис. 2, *в*) для $B=0$.

В случае исходно гомеотропной ориентации молекул НЖК при $kL \leq 3$ профиль функции $\Phi(z)$ по z имеет только один нуль $\Phi(0)=0$ и максимум $\Phi(z=L)$. При больших kL в интервале $0 < z < L$ появляются новые нули функции $\Phi(z)$, их число удваивается с увеличением kL . Однако амплитуда этих осцилляций примерно на два порядка меньше основного максимума при $z=L$. Зависимости этого максимума от k и L при фиксированных L , κL и k , κL соот-

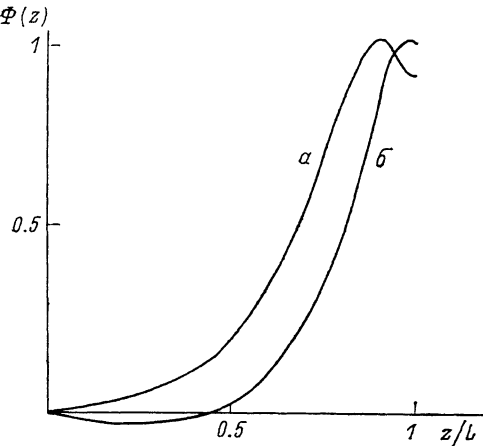


Рис. 1. Профили функции $\Phi(z)$ для исходно планарно- (*a*) и гомеотропно-ориентированных (*б*) ячеек с НЖК при $B=0$ и $kL=8$.

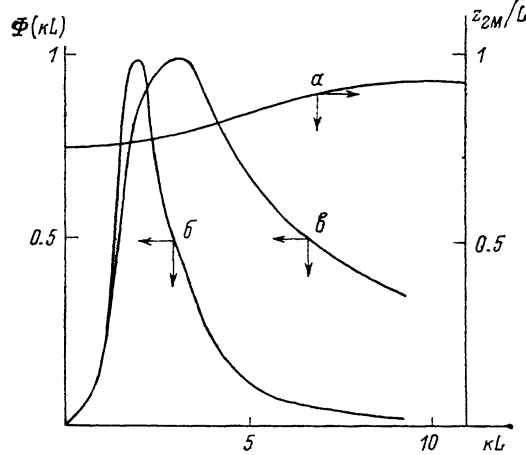


Рис. 2. Зависимости от kL точки максимума (*a*) и максимумов функции $\Phi(z)$ при фиксированных L , κL (*б*) и k , κL (*в*) для планарной исходной ориентации молекул НЖК при $B=0$.

ветственно имеют качественно такие же виды, как и показанные на рис. 2. Эти графики нормированы относительно их максимальных значений Φ_{1M} и Φ_{2M} по k и L соответственно. При фиксированных k и κL функция $\Phi(L)$ достигает своего максимального значения $\Phi_{1M}=F_{1M}\Phi_M/k^2$ при $a=kL=a_{3M}$. Причем

$$\Phi_M = - \frac{a_3 \sigma' Q_0}{K_{x^2} \rho c p^2 x} \quad (9)$$

При фиксированных L и κL максимальное значение функции $\Phi(k)$ по k $\Phi_{2M}=F_{2M}\Phi_M L^2$ достигается при $a=a_{4M}$. В случае исходно гомеотропной ориентации молекул НЖК

$$\begin{aligned} F_{1M} &\approx (0.2 \cdot B + 16.8)/(B + 2.4), \quad a_{3M} \approx (5 \cdot B + 14.4)/(B + 5.3), \\ F_{2M} &\approx (0.0056 \cdot B + 3)/(B + 1.2), \quad a_{4M} \approx (1.3 \cdot B + 1)/(B + 1). \end{aligned} \quad (10)$$

В случае исходно планарной ориентации молекул НЖК

$$\begin{aligned} F_{1M} &\approx (0.4 \cdot B + 1.2) \cdot 10^{-2}/(B + 0.8), \quad a_{3M} \approx (6 \cdot B + 48)/(B + 16), \\ F_{2M} &\approx 10^{-2} \cdot (0.79 - 0.0002 \cdot B)/(B + 2.5), \quad a_{4M} \approx 3. \end{aligned} \quad (11)$$

Численное исследование гравитационного механизма Рэлея—Бенара светогидродинамической переориентации ($\sigma=0$ в формулах (6)) показывает, что этот механизм дает существенный вклад при толщинах ячейки $L > 1$ мм. Однако известно, что приготовить ориентированные ячейки толщины $L > 1$ мм технически невозможно. Поэтому подробное исследование переориентации директора в этом случае не приводим. А лишь обсудим окончательные формулы для оптического набега фазы в следующем разделе.

Нелинейный сдвиг фазы $\delta\psi$ пробной световой волны, распространяющейся под углом α к оси z , при малых возмущениях директора $\varphi(x, z)$ примерно равен

$$\delta\psi(x) = \frac{2\pi\epsilon_a}{\lambda n} \sin \alpha \int_0^L \varphi(x, z) dz, \quad (12)$$

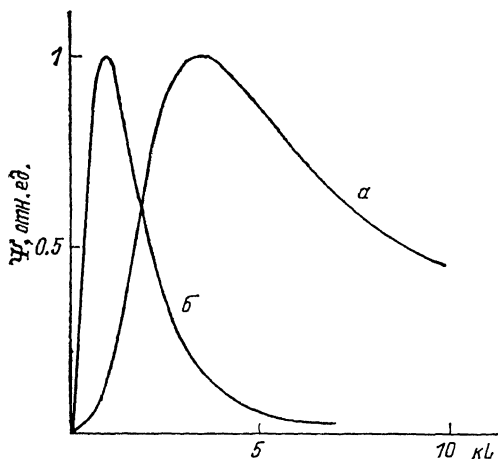
где λ — длина волны света в вакууме, $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ — анизотропия диэлектрической проницаемости на световой частоте.

Из (5) и (12) для механизма Марангони получаем

$$\delta\psi(x) = i\Psi \frac{2\pi\epsilon_a}{\lambda n} \sin \alpha \exp(ikx) + \text{к. с.},$$

$$\Psi = \Phi_M \frac{L^2}{a^3} \int_0^L \Phi(z) dz. \quad (13)$$

Зависимости нелинейного сдвига фазы $\delta\psi$ от L при фиксированных k и κL и от k при фиксированных L и κL для исходно гомеотропно ориентированной ячейки показаны на рис. 3. Графики нормированы относительно их максимумов по L и k соответственно.



Примерно такие же виды имеют зависимости в случае исходно планарной ориентации молекул НЖК. Значения указанных максимумов и критических точек зависят от числа Био В. При фиксированных k и κL функция $\Psi(L)$ достигает своего максимального значения $\Psi_{1M} = \xi_{1M} \Phi_M / k_3$ при $a = \kappa L =$

Рис. 3. Зависимости нелинейного сдвига фазы (при $B=0$) от L при фиксированных k и κL (а) и от k при фиксированных L и κL (б) для гомеотропной исходной ориентации НЖК ячейки.

$= a_{5M}$. При фиксированных L и κL максимальное значение функции $\Psi(k)$ по k $\Psi_{2M} = \xi_{2M} \Phi_M L^3$ достигается при $a = a_{6M}$. В случае исходно гомеотропной ориентации НЖК

$$\begin{aligned} \xi_{1M} &\approx (0.3 \cdot B + 30)/(B + 3), \quad a_{5M} \approx (5.8 \cdot B + 21)/(B + 6), \\ \xi_{2M} &\approx (0.006 \cdot B + 1.7)/(B + 1.2), \quad a_{6M} \approx (1.2 \cdot B + 1)/(B + 1). \end{aligned} \quad (14)$$

В случае исходно планарной ориентации НЖК

$$\begin{aligned} \xi_{1M} &\approx (0.0017 \cdot B + 0.14)/(B + 4.5), \quad a_{5M} \approx 6 \cdot (B + 5)/(B + 8), \\ \xi_{2M} &\approx 10^{-3} \cdot (0.02 \cdot B + 5.2)/(B + 2.03), \quad a_{6M} \approx (1.8 \cdot B + 0.76)/(B + 0.5). \end{aligned} \quad (15)$$

При рассмотрении вклада в нелинейный сдвиг фазы от механизма Рэлея — Бенара в формуле (13)

$$\Psi = \Phi_{Р.Б} \frac{L^4}{a^5} \int_0^L \Phi(z) dz, \quad \Phi_{Р.Б} = - \frac{\alpha_3 \beta g Q_0}{r_x \gamma_x c_p K_x}. \quad (16)$$

Численные оценки и обсуждение результатов

Сначала сравним вклады от двух механизмов оптической нелинейности. При фиксированных L и κL имеем

$$\frac{\Psi_{2M}}{\Psi_{2P.B}} = \xi \frac{\sigma'}{\rho g \beta L^2}. \quad (17)$$

Таким образом, вклады от двух механизмов сравниваются ($\Psi_{2M} \sim \Psi_{2P.B}$) при критической толщине $L_{кр}$. Для планарной ячейки имеем $L_{кр} \approx 0.28$ см, а для гомеотропной $L_{кр} \approx 0.37$ см при $B=0$. Таким образом, получаем, что даже для НЖК ячейки толщиной 1 мм термокапиллярный механизм ориентационно-конвекционно-тепловой нелинейности (ОКТН) дает вклад, на порядок больший, чем гравитационный механизм. Из формулы (17) видно, что это соотношение увеличивается с уменьшением толщины слоя как L^{-2} .

Сравнение формул (14) и (15) показывает, что ориентационно-конвекционно-тепловая нелинейность для гомеотропной ячейки примерно на порядок превышает нелинейности для планарной ячейки.

Переходим теперь к сравнению полученного термокапиллярного механизма ОКТН с известной «гигантской» нелинейностью [10]. Вклад «гигантской» нелинейности можно получить, добавляя в правую часть уравнения (4д) момент сил, действующих со стороны света на директор НЖК $M = (\epsilon_a/8\pi) |E(x)|^2 \times \sin \alpha \cos \alpha$. Здесь α — угол падения волн. Нелинейный сдвиг фазы дается формулой (13) с $\Psi_{1гр\gamma} = \xi_{1гр\gamma} \Phi_{гр\gamma}/k^3$ при фиксированных k и $\Psi_{2гр\gamma} = \xi_{2гр\gamma} \Phi_{гр\gamma} \cdot L^3$ при фиксированных L . Здесь

$$\Phi_{гр\gamma} = \frac{\epsilon_a}{8\pi K_x} E_1 E_2^* \sin \alpha \cos \alpha. \quad (18)$$

Функция $\xi_{1гр\gamma}(kL)$ растет с увеличением kL , а функция $\xi_{2гр\gamma}(kL)$ падает. Эти результаты связаны с тем, что «гигантская» нелинейность является наиболее эффективной при однородном облучении, когда $k \rightarrow 0$ [10]. Таким образом, максимальное значение «гигантской» нелинейности при фиксированном L получается при $kL=0$ и $\xi_{2гр\gamma} \approx -0.42$ для планарной ячейки и $\xi_{2гр\gamma} \approx -0.27$ для гомеотропной ячейки с НЖК.

Сравнивая «гигантскую» нелинейность с термокапиллярным механизмом ОКТН, получим

$$\frac{\Psi_{2M}}{\Psi_{2гр\gamma}} = \frac{\xi_{2M} \alpha_b \sigma' L \chi n}{\xi_{2гр\gamma} \gamma_x \eta_x \rho c_p \epsilon_a \sin \alpha \cos \alpha}. \quad (19)$$

При $B=0$, $\chi L=0.5$ и $\alpha=45^\circ$ (остальные параметры см. в Приложении) $\Psi_{2M}/\Psi_{2гр\gamma} \approx 2.2 \cdot 10^3$ для планарной ячейки и $\Psi_{2M}/\Psi_{2гр\gamma} \approx 10^4$ для исходно гомеотропной ориентации молекул НЖК. Таким образом, термокапиллярный механизм ориентационно-конвективно-тепловой нелинейности на 3—4 порядка сильнее известной «гигантской» нелинейности. Вместе с тем ОКТН остается столь же высокой при малых углах падения, когда «гигантская» нелинейность практически отсутствует. Отметим, что времена установления ОКТН и «гигантской» нелинейности совпадают.

Авторы благодарят Ю. С. Чилингаряна, Б. Я. Зельдовича, Н. В. Табиряна за ценные обсуждения.

Приложение

Приведем выражения для коэффициентов, входящих в формулу (6),

$$\Phi_i = \frac{\alpha_a \delta_i^2 / \alpha_b + 1}{1 - \delta_i^2 / \delta_7^2} V_i \quad (i=1, 2, \dots, 6); \quad \Phi_x = - \left(1 + \sum_{i=1}^6 \Phi_i + D \right) / (1 + P_7^2);$$

$$\Phi_8 = \Phi_7 P_7^2 + D; \quad D = \delta_1 P_7 (\Phi_1 P_1 - \Phi_2 / P_1) / \delta_7 + \delta_3 P_7 (\Phi_3 P_3 - \Phi_4 / P_3) / \delta_7 + \delta_5 P_x (\Phi_5 P_5 - \Phi_6 / P_5) / \delta_7; \quad V_1 = -C (A_0 + 1); \quad V_2 = C A_0;$$

$$V_3 = -[kL (\delta_3 - \delta_5) V_6 + kL (\delta_3 + \delta_5) V_5 + kL \delta_3 A_1 + A_3] / (2\delta_3 kL);$$

$$V_4 = -(V_3 + V_5 + V_6 + A_1); \quad V_5 = [(\delta_3 kL)^2 A_2 - A_4] / [k^2 L^2 P_5 (\delta_5^2 - \delta_3^2)];$$

$$\begin{aligned}
V_6 &= \{[\delta_3 A_1 + A_3/(kL)](P_3^2 - 1)P_5^2 + 2\delta_3(A_1 - A_2 P_3)P_5^2 - P_5[(\delta_3 kL)^2 A_2 - A_4] \times \\
&\times [2\delta_3 P_5 P_3 - (\delta_3 + \delta_5)P_3^2 - \delta_3 + \delta_5]/[k^2 L^2(\delta_5^2 - \delta_3^2)]\} / \{2\delta_3(P_3 P_5 - P_3^2) - \\
&- (\delta_3 - \delta_5)(P_3^2 - 1) - 2\delta_3 P_5 P_3 + (\delta_3 + \delta_5)P_3^2 + \delta_3 - \delta_5\}; \\
A_0 &= 0.5 [B(P_1 - 1) + \delta_1 P_1 kL] / [B \operatorname{sh}(\delta_1 kL) + \delta_1 kL \operatorname{ch}(\delta_1 kL)]; \quad A_1 = 1 - C; \\
A_2 &= V_1 P_1 + V_2 / P_1 + 1; \quad A_3 = \delta_1 kL (V_1 - V_2); \quad A_4 = (\delta_1 kL)^2 (A_2 - 1) + \\
&+ \eta_x \sigma' L^2 k^4 [(A_2 - 1)/C + 1] / (\eta_x \rho_0 g); \\
\delta_1 = \delta_2 &= \sqrt{r_x / r_z}; \quad \delta_3 = \delta_4 = \{[\eta + (\eta^2 - 4\eta_x \eta_z)^{0.5}] / (2\eta_x)\}^{0.5}; \\
\delta_5 = \delta_6 &= \{[\eta - (\eta^2 - 4\eta_x \eta_z)^{0.5}] / (2\eta_x)\}^{0.5}; \quad \delta_7 = \sqrt{K_x / K_z}; \\
\eta &= \eta_x + \eta_z + \alpha_1; \quad C = \eta_x / (\eta_x \delta_1^4 - \eta_z \delta_1^2 + \eta_z); \quad P_i = \exp(\delta_i kL) \quad (i = 1, 2, \dots, 7); \\
B &= bL / (r_x \rho_0 c_p).
\end{aligned}$$

Для численных оценок мы использовали следующие параметры НЖК МББА [11]: $\alpha_1 = 0.065$ П, $\alpha_2 = -0.77$ П, $\alpha_3 = -0.012$ П, $\alpha_4 = 0.83$ П, $\alpha_5 = -0.46$ П, $\eta_1 = 0.24$ П, $\eta_2 = 1.03$ П, $r_{\parallel} = 6 \cdot 10^{-4}$ см²/с, $r_{\perp} = 4 \cdot 10^{-4}$ см²/с, $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$ дин, $K_3 = 7.5 \cdot 10^{-7}$ дин, $\beta = 10^{-3}$ град⁻¹, $\rho C_p = 1$ Дж·см⁻³·град⁻¹, $\sigma' = 10^{-2}$ эрг·град⁻¹·см⁻², $n = 1.6$.

Список литературы

- [1] Бузаев А. А., Лукошкин В. А., Урнин В. А., Яковлев Д. Г. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 5. С. 908—914.
- [2] Визнюк С. А., Суходольский А. Т. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 5. С. 1000—1002.
- [3] Баженов В. Ю., Васнецов М. В., Соскин М. С., Тараненко В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. Вып. 6. С. 330—333.
- [4] Аюпян Р. С., Зельдович Б. Я. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 19. С. 1200—1204.
- [5] Аюпян Р. С., Зельдович Б. Я., Табириян И. В. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. Вып. 5. С. 1082—1086.
- [6] Аюпян Р. С., Зельдович Б. Я. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 5. С. 47—50.
- [7] Аюпян Р. С., Зельдович Б. Я. // ПММ. 1985. Т. 49. Вып. 4. С. 685—688.
- [8] Гершуни Г. З., Жуговичский Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., 1972. 392 с.
- [9] Аюпян Р. С., Зельдович Б. Я. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. Вып. 3. С. 533—545.
- [10] Зельдович Б. Я., Табириян Н. В. // УФН. 1985. Т. 147. С. 633.
- [11] Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М., 1977. 400 с.

Ереванский
университет

Поступило в Редакцию
16 июля 1990 г.
В окончательной редакции
13 марта 1991 г.