

УДК 534.535

ОБ ИНЕРЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ДОМЕНОВ В ГОМЕОТРОПНОМ НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЕРИОДИЧЕСКОГО СДВИГА

© 2006 г. Е. Н. Кожевников, Я. В. Кучеренко

Самарский государственный университет

443011 Самара, ул. Ак. Павлова 1

E-mail: kozhev@ssu.samara.ru

Поступила в редакцию 08.12.05 г.

Исследуется образование доменной структуры в гомеотропном слое нематического жидкого кристалла при воздействии на него периодического течения Куэтта. Анализ эффекта проводится на основе уравнений гидродинамики НЖК. Сопоставление результатов расчета с данными эксперимента доказывает ответственность инерционных эффектов за образование доменов на высоких частотах. Показано, что инерционный механизм приводит к скейлинговой зависимости пороговой амплитуды сдвига от частоты ω и толщины слоя h в виде $u_{th} \sim (\omega h^2)^{-1}$.

PACS: 61.30.Cz

При воздействии периодического сдвига на слой нематического жидкого кристалла (НЖК) возможно образование пространственно-модулированной структуры – доменов. В слое возникают вихревые движения жидкости, а молекулы колеблются около нового равновесного направления, которое периодически меняется вдоль слоя. Появление доменов в гомеотропном слое НЖК впервые было обнаружено и исследовано экспериментально для различных частот и толщин слоя в работах [1, 2]. Момент появления доменов в этих работах определялся по дифракции света. Пороговая амплитуда u_{th} в эксперименте обратно пропорциональна частоте сдвига ω ; эта зависимость сохраняется в диапазоне частот 100 Гц–40 кГц для толщин слоя 100, 200 мк и для толщины слоя 20 мк на частотах, больших 1 кГц. Зависимость порога эффекта от толщины слоя в [1, 2] не анализируется. Более поздние исследования [3, 4] приводят к картине эффекта, отличной от описанной в [1, 2]. В этих работах получена иная зависимость пороговой амплитуды от частоты, а величина порога на порядок выше измеренной в [1, 2].

В качественном анализе эффекта [5] ответственной за появление доменной структуры принимается инерция среды, которая приводит к запаздыванию по фазе смещения частиц среды в осциллирующем потоке по сравнению со смещением граничной пластины. Взаимодействие осциллирующих вихрей с первоначальным сдвиговым полем вызывает образование моментов, дестабилизирующих структуру кристалла. Зависимость пороговой амплитуды от частоты и толщины слоя в теории определяется соотношением $u_{th} \sim (\omega h^2)^{-1}$. Раз-

мер доменов $d \sim 0.5h$ слабо зависит от частоты и меньше экспериментальной величины $d \approx h$, полученной в [3, 4]; значения пороговой амплитуды близки к данным эксперимента [1, 2]. Вместе с тем, расчет порога эффекта и геометрии доменов в [5] носит оценочный характер в силу упрощений в граничных условиях для скоростей и профиля скорости в исходном течении Куэтта.

На низких частотах инерция среды мала, и образование доменов в гомеотропном НЖК-слое может быть обусловлено пограничными эффектами в ориентационных волнах вблизи граничных пластин [6]. В этом случае зависимость пороговой амплитуды от частоты и толщины слоя определяется соотношением $u_0 \sim (\omega h^2)^{-1/4}$.

Инерционные эффекты в НЖК-слое при воздействии осциллирующего течения Куэтта приводят к появлению доменных структур и при иной исходной ориентации молекул. Образование доменов, ориентированных ортогонально направлению сдвига в НЖК-слое с планарной ориентацией молекул в плоскости потока, описано в [7]. В той же работе построено адекватное теоретическое описание эффекта в предположении об определяющей роли инерции.

В работах [3, 4] приведены результаты численного анализа воздействия периодического течения Куэтта на гомеотропный НЖК-слой. В своем расчете авторы игнорируют инерционные эффекты, заявляя об их пренебрежимо малой роли в образовании доменной структуры. Однако конкретный физический механизм появления доменов в указанных работах не предлагается. Резуль-

таты численного моделирования эффекта [3, 4] приводят к зависимости пороговой амплитуды от частоты и толщины слоя, отличной от [6] и не согласуются ни с данными эксперимента [1, 2], ни с результатами собственного эксперимента [3, 4].

В данной работе заново анализируется роль инерции среды при воздействии периодического течения Куэтта на гомеотропный НЖК-слой; показано, что на достаточно высоких частотах инерционные механизмы являются доминирующими. Анализ эффекта проводится численно на основе уравнений гидродинамики НЖК; точность расчета обусловлена использованием многомодового представления гидродинамических переменных. Определяется качественная зависимость пороговой амплитуды сдвига от частоты и толщины НЖК-слоя, а также ширина доменов. Результаты расчета сравниваются с данными эксперимента.

Уравнение вращения директора и уравнение движения жидкости в НЖК имеют вид [8, 9].

$$\left[\mathbf{n} \times \left\{ (\gamma_1 \mathbf{N} + \gamma_2 \hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n}) - \nabla_i \frac{\partial g}{\partial (\nabla_i \mathbf{n})} + \frac{\partial g}{\partial \mathbf{n}} \right\} \right] = 0,$$

$$\rho \dot{\mathbf{v}} = -\nabla P + \nabla \hat{\sigma}.$$

Здесь \mathbf{n} – директор, \mathbf{v} – скорость жидкости, $\hat{\mathbf{v}}$ – тензор скорости деформации, $\mathbf{N} = \dot{\mathbf{n}} - \frac{1}{2}(\text{rot } \mathbf{v} \times \mathbf{n})$ – скорость вращения директора относительно жидкости, ρ – плотность, P – давление, $\hat{\sigma}$ – тензор вязких напряжений с компонентами

$$\sigma_{ij} = \alpha_1 n_i n_j n_k n_l v_{kl} + \alpha_3 n_i N_j + \alpha_4 v_{ij} + \alpha_2 N_i n_j + \alpha_5 v_{ik} n_k n_j + \alpha_6 v_{jk} n_k n_i;$$

где α_i – коэффициенты вязкости Лесли, $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$ и $\gamma_2 = \alpha_6 - \alpha_5 = \alpha_3 + \alpha_2$ – коэффициенты вращательной вязкости. Малые коэффициенты вязкости α_1, α_3 ($|\alpha_1|/|\alpha_4| \sim |\alpha_3|/|\alpha_2| \sim 10^{-2}$) полагаем равными нулю $\alpha_1 = \alpha_3 = 0$. В этом случае $\gamma_1 = -\gamma_2 = \alpha_5 - \alpha_6 = \gamma$, а тензор σ_{ij} записывается в виде

$$\sigma_{ij} = \alpha_4 v_{ij} + \alpha_6 (v_{ik} n_k n_j + v_{jk} n_k n_i) + \gamma (v_{ik} n_k n_j - N_i n_j).$$

Ограничимся в расчете одноконстантным приближением и представим плотность упругой энергии Франка в виде

$$g = \frac{1}{2} K_{33} \sum_i (\nabla n_i)^2, \quad i = X, Y, Z,$$

где K_{33} – упругий модуль Франка.

При анализе эффекта направим ось Z по нормали к слою, выбирая $Z = 0$ в центре плоскости слоя; ось X определим направлением сдвига.

Считаем, что сдвиговая деформация в слое НЖК толщиной h создается периодическим смещением верхней пластины с частотой ω в своей плоскости при неподвижной нижней пластине.

$$U_x|_{Z=h/2} = u_0 h \sin \omega T,$$

$$V_z|_{Z=h/2} = V_x|_{Z=-h/2} = V_z|_{Z=-h/2} = 0.$$

Здесь T – время, u_0 – безразмерная амплитуда сдвига.

Рассмотрим образование доменов в предположении, что вращение молекул происходит в плоскости XZ и все переменные не зависят от координаты Y ; в этом случае получим $V_y = 0$.

Полагаем, что амплитуды сдвига малы: $u_0 < 1$. В этом случае углы θ отклонения молекул от оси Z малы, что позволяет линеаризовать уравнения движения по θ и считать компоненты директора равными $n_x \approx \theta, n_z \approx 1$.

Линеаризованные по θ уравнения для θ, V_x, V_z сформулированы в [10]. Воспользуемся ими в нашей работе. Вводя безразмерные координаты $x = X/h, z = Z/h$, время $t = \omega T$ и безразмерные скорости $v_k = V_k/(\omega h)$, представим их в виде

$$\begin{aligned} \partial_t \theta - \varepsilon \Delta \theta - v_{x,z} &= -\theta_{,x} v_x - \theta_{,z} v_z - 2\theta v_{zz}, \\ (\eta \sigma^2 \Delta \partial_t - \hat{D}) v_x + \varepsilon \Delta \partial_z^3 \theta &= \\ = [\partial_z (\partial_z^2 - \partial_x^2) (v_{z,z} \theta) - 2\partial_x \partial_z^2 (v_{xz} \theta)] + & (1) \\ + \eta \sigma^2 \partial_z [\Delta v_z v_{1x} - v_z v_{x,z^2}], \end{aligned}$$

$$\text{div } \mathbf{v} = 0,$$

где $\hat{D} = \eta \Delta^2 + \partial_z^2 \partial_x^2$ – дифференцирующий оператор, ε и σ – безразмерные параметры, определяющие зависимость эффекта от толщины слоя НЖК h и частоты сдвига ω через скейлинговый параметр ωh^2

$$\varepsilon = \frac{K_{33}}{\gamma \omega h^2} = \frac{1}{\omega \tau}, \quad \sigma^2 = \frac{\rho \omega h^2}{\eta} = \lambda \omega \tau,$$

$$\lambda = \frac{\rho K_{33}}{\gamma \eta} \sim 10^{-6},$$

$$\eta = \frac{\alpha_4 + \alpha_6}{2\gamma} \text{ – безразмерная вязкость в вязкой вол-}$$

не, распространяющейся вдоль оси кристалла, $\tau = \gamma h^2 / K_{33}$ – некоторое характерное время. Структура уравнений (1) гарантирует зависимость пороговой амплитуды от частоты и толщины слоя через скейлинговый параметр $\omega \tau = \gamma \omega h^2 / K_{33}$. Заметим, что при жесткой ориентации молекул на границах нелинейные уравнения гидродинамики НЖК также приводят к скейлинговой зависи-

мости пороговой амплитуды сдвига от частоты и толщины слоя через комбинацию ωh^2 .

Определим пороговую амплитуду колебания пластины, при которой уравнения (1) имеют ненулевое периодическое вдоль слоя решение. Представим скорость v и угол θ в виде

$$v = v_1 + v_2 + v' \quad \theta = \theta_1 + \theta_2 + \theta'.$$

Здесь индекс 1 указывает на внешнее воздействие, задаваемое сдвигом граничной пластины и определяемое решением линейной системы гидродинамических уравнений, индекс 2 – на стационарные возмущения углов и скоростей, а штрих – на их осциллирующую часть.

Из (1) выделим уравнения для внешнего воздействия

$$\begin{aligned} (\sigma^2 \partial_t - \partial_z^2) v_x + \frac{\varepsilon}{\eta} \partial_z^3 \theta_1 &= 0, \\ \theta_{1,t} - \varepsilon \partial_z^2 \theta_1 - v_{1x,z} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\theta_1|_{z=\pm 1/2} = 0, \quad v_{1x}|_{z=-1/2} = 0, \quad v_{1x}|_{z=1/2} = u_0 \cos t;$$

для осциллирующих возмущений

$$\partial_t \theta' - \varepsilon \Delta \theta' - v'_{x,z} = -\theta_{2,x} v_{1x},$$

$$\begin{aligned} (\eta \sigma^2 \Delta \partial_t - \hat{D}) v'_z + \varepsilon \Delta \partial_z^2 \partial_x \theta' &= \partial_x^2 \partial_z (\theta_2 v_{1x,z}), \\ \operatorname{div} v &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\theta'|_{z=\pm 1/2} = v'_z|_{z=\pm 1/2} = v'_{z,z}|_{z=\pm 1/2} = 0;$$

для стационарных возмущений

$$\begin{aligned} \varepsilon \Delta \theta_2 + v_{2x,z} &= \langle \theta'_{,x} v_{1x} + 2\theta_1 v'_{zz} + \theta_{1,z} v'_z \rangle, \\ \hat{D} v_{2x} - \varepsilon \Delta \partial_z^3 \theta_2 &= -\partial_z (\partial_z^2 - \partial_x^2) \langle v'_{zz} \theta_1 \rangle + \\ &+ \partial_x \partial_z^2 \langle \theta' v_{1x,z} + \theta_1 v'_{x,z} + \theta_1 v'_{z,x} \rangle - \\ &- \eta \sigma^2 \partial_z [\langle \Delta v'_z v_{1x} \rangle + \langle v'_z v_{1x,z} \rangle], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\operatorname{div} v = 0,$$

$$\theta_2|_{z=\pm 1/2} = v_{2x}|_{z=\pm 1/2} = 0, \quad \int_{-1/2}^{1/2} v_{2x} dx = 0.$$

Здесь и далее угловые скобки означают усреднение по периоду колебаний.

Образование доменной структуры в слое НЖК определяется пограничными эффектами на низких частотах и инерцией среды на высоких; в первом случае на пороге эффекта $-u_0^2 \sim 1/q$, во втором $-u_0^2 \sim 1/\sigma^2$ [10]. В дальнейшем анализе эффекта будем рассматривать частоты, на которых инерционные эффекты преобладают над погра-

ничными, ограничивая снизу частоту неравенством $\omega > \eta^3 \sqrt{\lambda} / (\rho h^2)$. Дополнительно ограничим частоту сверху неравенством $\sigma^2 = \rho \omega h^2 / \eta < 1$ и отбросим в решении гидродинамических уравнений слагаемые порядка малости $\leq \sigma^4$.

Из системы (2) определим скорость жидкости в потоке Куэтта

$$v_{1x} = u_0 \left[\left(z + \frac{1}{2} \right) \cos t - \sigma^2 \left(\frac{1}{8} + \frac{z}{12} - \frac{z^2}{2} - \frac{z^3}{3} \right) \sin t \right].$$

Преобразуем уравнения для стационарных переменных, исключая из них углы θ_1 и θ' . Отбрасывая слагаемые порядка малости ε в уравнениях для осциллирующих переменных и, используя уравнения (2, 3), получим следующее уравнение для стационарного угла поворота молекул:

$$\varepsilon \Delta \theta_2 + v_{2x,z} = \partial_z \langle v'_z u_{1x} \rangle. \quad (5)$$

Введем функцию

$$w = v_{2x} - \partial_z^2 \langle v'_z u_{1x} \rangle.$$

В силу граничных условий для v'_z и v_{2x} в системах (3), (4) функция w удовлетворяет условиям

$$w|_{z=\pm 1/2} = 0; \quad \int_{-1/2}^{1/2} w dz = 0$$

и является приведенной скоростью потоков. Таким образом, уравнение (5) приводится к виду

$$\varepsilon \Delta \theta_2 + w_{,z} = 0, \quad (6)$$

Используя второе из уравнений системы (3), преобразуем конвективное слагаемое в уравнении для стационарной скорости (4),

$$\begin{aligned} -\eta \sigma^2 \partial_z \langle \Delta v'_z v_{1x} \rangle &= \partial_z \langle (\eta \sigma^2 \Delta \partial_t v'_z) u_{1x} \rangle = \\ &= \partial_z \langle u_{1x} \hat{D} v'_z \rangle + \varepsilon \langle u_{1x} \Delta \partial_z^2 \theta'_{,x} \rangle + \langle \partial_x^2 \partial_z (\theta_2 v_{1x}) u_{1x} \rangle. \end{aligned}$$

Ограничиваясь в преобразованиях слагаемыми порядка малости σ^2 , приведем уравнение для стационарной скорости в системе (4) к виду

$$\begin{aligned} (\hat{D} + \partial_z^4) w &= -[(4\eta + 1) \partial_z^4 + 4\eta \partial_x^2 \partial_z^2] \langle v'_z u_{1x,z} \rangle + \\ &+ \sigma^2 \{ [(6\eta + 1) \partial_z^3 + 2\eta \partial_x^2 \partial_z] \langle v'_z v_{1x} \rangle - \\ &- 4\eta \partial_z^2 \langle v'_z v_{1x,z} \rangle \}. \end{aligned} \quad (7)$$

Представим осциллирующую скорость разложением по степеням σ

$$v'_z = v' + \sigma^2 v'' + \dots$$

и выделим из (7) уравнения для v' и v''

$$\hat{D}v' = u_0 \cos t \partial_x^2 \theta_{2,z},$$

$$\eta \Delta \partial_t v' - \hat{D}v'' = u_0 \sin t \partial_x^2 \partial_z (\theta_2 H(z)),$$

где $H(z) = \frac{1}{12} - z - z^2$.

Обозначим через $\hat{D}^{-1}f$ решение уравнения $\hat{D}u = f$ с граничными условиями $u = |_{\pm 1/2} = u_{,z}|_{\pm 1/2} = 0$. Учитывая в уравнениях оценочное неравенство $|\eta \sigma^2 / |D| \ll 1$, представим полное выражение для осциллирующей скорости в виде

$$v'_z = u_0 \partial_x^2 [\cos t \hat{D}^{-1} \theta_{2,z} - \sigma^2 \sin t \{ \eta \hat{D}^{-1} \Delta \hat{D}^{-1} \theta_{2,z} + \hat{D}^{-1} \partial_z (\theta_2 H(z)) \}]. \quad (8)$$

Считаем все возмущения периодическими вдоль слоя θ_2 , $v_z \sim \cos kx$. Подставив выражение для v'_z из (8) в уравнение (7), преобразуем его к виду

$$\begin{aligned} \frac{L}{k^2} (\hat{D} + \partial_z^4) w = & -[(4\eta + 1) \partial_z^4 + 4\eta k^2 \partial_z^2] \times \\ & \times [u_{1,x,z} \hat{D}^{-1} \theta_{2,z} - \eta \hat{D}^{-1} \Delta \hat{D}^{-1} \theta_{2,z} - \hat{D}^{-1} \partial_z (\theta_2 u_{1,x})] + \\ & + [(6\eta + 1) \partial_z^3 - 2\eta k^2 \partial_z] [\hat{D}^{-1} \theta_{2,z} v_{1,x}] - 4\eta \partial_z^2 [\hat{D}^{-1} \theta_{2,z}], \end{aligned} \quad (9)$$

где $L = 2\varepsilon / (u_0^2 \sigma^2) = 2 / [u_0^2 \lambda (\omega \tau)^2]$, k – волновое число структуры, определяющее ширину доменов $d = \pi h / k$. Условие существования ненулевого решения самосогласованной системы (6, 9) позволит найти пороговую амплитуду u_0 для фиксированного волнового числа k . Минимизируя значения u_0 по k , найдем пороговую амплитуду u_{th} и одновременно волновое число доменов k_{th} на пороге эффекта.

Расчет порога эффекта проведем численно, используя многомодовый метод Галеркина. Для этого представим угол θ_2 и скорость w суммой функций с четной и нечетной зависимостью от координаты z (соответственно индексы “с” и “s”):

$$\begin{pmatrix} \theta_2 \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_\theta^c(z) + f_\theta^s(z) \\ f_w^c(z) + f_w^s(z) \end{pmatrix} \cos kx. \quad (10)$$

Выбираем вид функций $f_\theta^c(z)$, $f_\theta^s(z)$ и $f_w^c(z)$, $f_w^s(z)$, при котором выполняются граничные условия

$f_\theta^c(z) = f_\theta^s(z) = f_w^c(z) = f_w^s(z) = 0$ при $z = \pm 1/2$,

$$\int_{-1/2}^{1/2} f_w^c(z) dz = \int_{-1/2}^{1/2} f_w^s(z) dz = 0.$$

Представим их комбинацией тригонометрических функций

$$f_w^c(z) = \sum_{i=1}^N \beta_{2i-1} \left[\cos(p_{ci}z) + (-1)^{N+i} \frac{2N+1}{2i-1} \cos(p_{c(N+1)}z) \right], \quad (11)$$

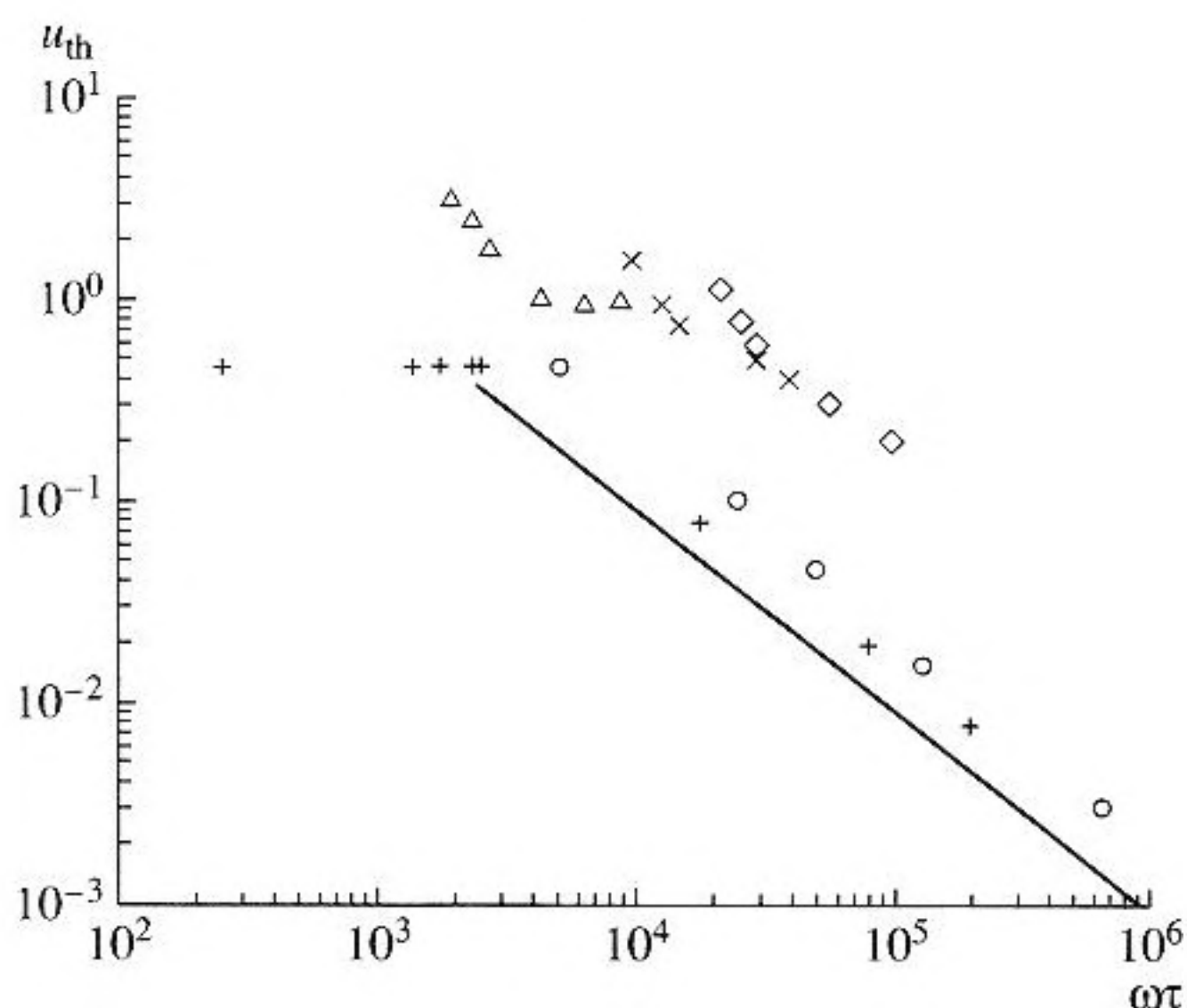
$$f_w^s(z) = \sum_{i=1}^N \beta_{2i} \sin(p_{si}z),$$

где $p_{ci} = \pi(2i-1)$ и $p_{si} = 2\pi i$, число слагаемых N определяет точность расчета.

Подставим $f_w^c(z)$, $f_w^s(z)$ в уравнение (6) и, решая его с нулевыми граничными условиями, определим вид функций $f_\theta^c(z)$, $f_\theta^s(z)$.

$$\begin{aligned} f_\theta^s(z) = & - \sum_{i=1}^N \beta_{2i-1} \left\{ \frac{p_{ci}}{p_{ci}^2 + k^2} \left[\sin(p_{ci}z) + (-1)^i \frac{\text{sh}(kz)}{\text{sh}(k/2)} \right] + \right. \\ & \left. + (-1)^{N+i} \frac{2N+1}{2i-1} \frac{p_{c(N+1)}}{p_{c(N+1)}^2 + k^2} \times \right. \\ & \left. \times \left[\sin(p_{c(N+1)}z) + (-1)^{N+i} \frac{\text{sh}(kz)}{\text{sh}(k/2)} \right] \right\}, \\ f_\theta^c(z) = & \sum_{i=1}^N \beta_{2i} \frac{p_{si}}{p_{si}^2 + k^2} \left[\cos(p_{si}z) - (-1)^i \frac{\text{ch}(kz)}{\text{ch}(k/2)} \right]. \end{aligned}$$

Подставив θ_2 и w из (10) в уравнение (9) и преобразуя его с учетом (11, 12), получим уравнение, содержащее коэффициенты, фигурирующие в представлении скорости w . Выделим из него систему алгебраических уравнений для коэффициентов β_i , умножая скалярно уравнение на соответствующие базисные функции $\cos(p_{ci}z)$ и $\sin(p_{si}z)$, ($i = 1, \dots, N$) и интегрируя по толщине слоя. Приравняв нулю определитель системы, найдем значения пороговой амплитуды u_0 как функции волнового числа k . Минимизируя u_0 по k , определим пороговые параметры эффекта. Заметим, что



Зависимость пороговой амплитуды u_{th} . Сплошная кривая – теория. Экспериментальные данные [1, 2] $h = 20$ мк (+), $h = 100$ мк (O); экспериментальные данные [3, 4] $h = 30$ мк (Δ), $h = 70$ мк (x), $h = 100$ мк (\diamond).

сведение исходной системы к одному уравнению позволяет при компьютерном моделировании повысить точность расчета, выбирая большее число базисных функций в представлении приведенной скорости потоков w .

Численный расчет проведем для нематического кристалла МББА с параметрами $K_{33} = 7.5 \times 10^{-7}$ дин., $\alpha_2 = -77.5$ сП., $\alpha_4 = 83.0$ сП., $\alpha_5 = 46$ сП., $\alpha_6 = -35$ сП., $\gamma = 77$ сП., $\rho = 1$ г см⁻³ [9]. Величина N определялась заданной точностью расчета. При значении $N = 7$, использованном в работе, ошибка в определении пороговой амплитуды составляла меньше 7%.

Проанализируем результаты расчета. Волновое число доменов на пороге эффекта равно $k_{th} = 3.4$, что дает ширину доменов $d = \pi h / k_{th} \approx 0.9h$. Это значение близко к экспериментальной величине $d \sim h$, приведенной в [3, 4].

Расчетная зависимость пороговой амплитуды u_{th} от скейлингового параметра $\omega\tau = \gamma\omega h^2 / K_{33}$ построена на рисунке. На том же рисунке приведены экспериментальные данные пороговой амплитуды u_{th} как функции $\omega\tau$, пересчитанные по данным работ [1, 2] для разных толщин слоя.

Как видно из рисунка, экспериментальная зависимость пороговой амплитуды от частоты и толщины слоя при $\omega\tau > 2500$ определяется соотношением $u_{th} \approx (\omega\tau)^{-1} = K_{33} / (\gamma\omega h^2)$, что подтверждает инерционную природу формирования доменов в НЖК-слое. Близость теоретических и экспериментальных значений пороговой ампли-

туды указывает на адекватность проведенного в работе расчета порога эффекта.

На рисунке также нанесены данные эксперимента, приведенные в работах [3, 4] для различных толщин слоя. Пороговые амплитуды сдвига в [3, 4] на один-полтора порядка больше значений u_{th} , полученных в [1, 2] при тех же величинах $\omega\tau$ и не имеют скейлинговой зависимости от частоты и толщины слоя. Последнее позволяет предположить, что в эксперименте, описанном в [3, 4], имели место дополнительные факторы, не учтенные авторами при анализе результатов, и механизм образования доменов может иметь инерционную природу. Отсутствие деталей эксперимента в [3, 4] не позволяет провести теоретический анализ наблюдаемого авторами эффекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-17454).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белова Г.Н., Ремизова Е.И. Особенности акустооптического взаимодействия в гомеотропно ориентированном слое нематического жидкого кристалла при его периодической сдвиговой деформации // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 3. С. 289–295.
2. Белова Г.Н., Ремизова Е.И. Акустооптический эффект в неориентированном слое нематического жидкого кристалла при его периодической сдвиговой деформации // Кристаллография. 1986. Т. 31. № 3. С. 517–521.
3. Börysönyi T., Buka A., Krekhov A.P., Kramer L. Response of homeotropic nematic liquid crystal to rectilinear oscillatory shear // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. № 6. P. 7419–7427.
4. Krekhov A.P., Kramer L. Flow-alignment instability and slow director oscillations in nematic liquid crystals under oscillatory flow // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. № 5. P. 4925–4932.
5. Кожевников Е.Н. Доменная структура в нормально ориентированном слое нематического жидкого кристалла при воздействии низкочастотного сдвига // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 4(10). С. 1346–1351.
6. Кожевников Е.Н. Доменная структура в слое нематического жидкого кристалла в низкочастотном потоке Куэтта // Кристаллография. 2005. Т. 50. № 5. С. 908–914.
7. Hogan S.J., Mullen T., Woodford P. Rectilinear low-frequency shear of homogeneously aligned nematic liquid crystals // Proc. Roy. Soc. London. A. 1993. V. 441. P. 559–573.
8. Де Жен П.-Ж. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 399 с.
9. Stephen M.J., Straley J.P. Physics of liquid crystals // Reviews of Modern Physics. 1974. V. 46. № 4. P. 617–703.
10. Кожевников Е.Н. Доменная структура в слое нематического жидкого кристалла в осциллирующем потоке Куэтта // Вестник Пермского университета. 2002. № 1. С. 63–70.

Inertial Mechanism of Domain Formation in a Homeotropic Nematic Liquid Crystal under Periodic Shear

E. N. Kozhevnikov and Ya. V. Kucherenko

Samara State University, ul. Akademika Pavlova 1, Samara, 443011 Russia

e-mail: Kozhev@ssu.samara.ru

Abstract—Formation of a domain structure in a homeotropic liquid crystal layer under the action of a periodic Couette flow is studied. The effect is analyzed using hydrodynamic equations for the nematic liquid crystal. Comparison of the results of calculations with experimental data testifies that, at high frequencies, the formation of domains is governed by inertial effects. It is shown that the inertial mechanism leads to a scaling dependence of the threshold shear amplitude on frequency ω and layer thickness h in the form $u_{th} \sim (\omega h^2)^{-1}$.