

АКУСТИЧЕСКИЙ АНАЛОГ ПЕРЕХОДА ФРЕДЕРИКСА В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

О. А. Капустина*, Е. Н. Кожевников, Е. К. Негазина

Акустический институт им. Н. Н. Андреева
117036, Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 апреля 2015 г.

В рамках нелинейной гидродинамики жидких кристаллов на основе молекулярной микромодеи, представляющей все процессы в мезофазе, исходя из поведения отдельной молекулы, построена нелинейная релаксационная модель для описания порогового изменения симметрии ориентационной структуры гомеотропного слоя нематического жидкого кристалла в поле однородных по сечению плоских ультразвуковых волн. Получено соотношение, связывающее частоту ультразвука, толщину слоя мезофазы, ее материальные постоянные, температуру среды и параметры молекулярной микромодеи жидкого кристалла с пороговой характеристикой эффекта. Результаты расчета в области частот, включающей частоту релаксации параметра ориентационного порядка, сопоставлены с экспериментальными данными.

DOI: 10.7868/S0044451015110176

1. ВВЕДЕНИЕ

Большое внимание в последние десятилетия уделялось изучению изменения симметрии ориентационной гомеотропной структуры нематического жидкого кристалла (НЖК) под воздействием ультразвука (УЗ) [1, 2]. Попытки [3, 4] описать в рамках гидродинамики Лесли–Эриксона [5] переориентацию молекул при нормальном падении на слой однородной по сечению УЗ-волны как пороговый эффект, возникающий в системе с периодически меняющимися свойствами среды, не привели к желаемому результату: расчетные значения пороговой интенсивности УЗ оказались на три порядка выше тех, которые обычно используют в опытах с ЖК. В последние годы утвердилась концепция конвективно-го механизма деформации структуры ЖК, согласно которой «разворот» молекул в рассмотренных физических ситуациях [2] вызывают вязкие моменты в стационарных акустических потоках. Модели, построенные в рамках классической гидродинамики [5] на основе этой концепции и постулирующие различные гипотезы происхождения потоков (поглощение звука, анизотропия поглощения звука, взаимодействие волн, анизотропия статического модуля

упругости, радиационное давление), в опытах на частотах УЗ-диапазона подтверждения не получили. Это связано не только с ошибочностью гипотез, но и неспособностью классической гидродинамики объяснить свойства НЖК в этой области частот [2, 6]. Дело в том, что в рамках традиционного подхода материальные параметры среды полагают постоянными и не учитывают процессы структурной релаксации ЖК в УЗ-поле, а вязкие напряжения и моменты, вызывающие поворот молекул, представляют как линейную комбинацию градиентов скорости и скорости вращения директора \mathbf{n} НЖК.

Идея значимости релаксационных процессов в макроскопических явлениях в ЖК на частотах УЗ-диапазона, впервые выдвинутая Кожевниковым [6], оказалась весьма плодотворной. Решающий шаг на пути ее продвижения связан с привлечением молекулярно-кинетического подхода, в рамках которого вязкоупругие свойства НЖК определяются на основе молекулярной микромодеи [7–9]. Эта модель описывает все процессы в НЖК, исходя из представлений о поведении отдельной молекулы, при этом каждая молекула рассматривается как вытянутый эллипсоид, погруженный в вязкую жидкость из окружающих частиц. В приближении самосогласованного поля [5] энергия взаимодействия молекул с этими частицами определяется ориентацией молекулы $W(\mathbf{L})$, где \mathbf{L} — единичный вектор, направленный вдоль длинной оси молекулы. В этом

*E-mail: oakapustina@yandex.ru

случае равновесное распределение ориентаций молекул в рассматриваемом пространстве f_{00} имеет вид экспоненты Больцмана [10]. При внешнем воздействии плотность распределения ориентаций молекул $f(\mathbf{L})$ отклоняется от равновесной f_{00} и может быть представлена в виде $f = f_0(1 + f')$, где f_0 — квазиравновесная плотность распределения, учитывающая изменение термодинамических параметров среды при ее деформации в упругих и вязких волнах, а f' — относительное отклонение плотности $f(\mathbf{L})$ от квазиравновесной под действием вязких сил \mathbf{G} , ортогональных вектору \mathbf{L} [10]. Согласно [10], эволюцию плотности углового распределения ориентаций молекул НЖК $f(\mathbf{L})$ в рассматриваемом пространстве при внешнем воздействии описывает следующее уравнение баланса:

$$\partial f / \partial t + \hat{H}_i (\dot{L}_i f) = 0, \quad (1)$$

где $\hat{H}_i = \partial / \partial L_i - L_i L_j \partial / \partial L_j$ — угловой оператор Гамильтона в пространстве векторов \mathbf{L} , L_i и L_j — компоненты вектора \mathbf{L} , t — время. Усреднение микронапряжений, обусловленных вращением отдельных молекул при внешнем воздействии, и уравнения (1) по неравновесной плотности распределения ориентаций молекул НЖК позволяет построить нелинейное по деформациям макроскопическое описание среды.

Важный этап в создании нелинейной релаксационной теории воздействия УЗ на структуру ЖК [11], базирующейся на молекулярной микромодели и статистическом описании процессов ориентационной релаксации и их взаимосвязи с макроскопическими гидродинамическими переменными, связан с работами [12–14]. В них было получено решение уравнения баланса (1), описывающего эволюцию плотности углового распределения молекул f при периодической деформации НЖК в поле упругих и вязких волн для потенциала самосогласованного поля в виде Майера–Заупе $W(\mathbf{L}) = -d \langle P_2(L_1) \rangle P_2(L_1)$ [5]. Здесь $L_1 = \mathbf{n} \cdot \mathbf{L}$, $P_k = P_k(L_1)$ — полиномы Лежандра, d — постоянная молекулярного поля, $\langle \rangle$ — символ усреднения по равновесному распределению f_{00} .

Цель данной работы состоит в том, чтобы рассмотреть свойства гомеотропного слоя НЖК при нормальном падении на него однородных по сечению УЗ-волн в рамках представлений нелинейной гидродинамики ЖК [11], в основе которой лежит молекулярная микромодел НЖК, построенная с привлечением методов неравновесной термодинамики. Мы покажем, что представленная нами нелинейная релаксационная модель явления хорошо описывает результаты опытов на слоях толщиной 20–120 мкм при температурах, отвечающих мезоморфному со-

стоянию вещества, в области частот 0.3–25 МГц, включающей частоту релаксации параметра ориентационного порядка НЖК.

2. НЕЛИНЕЙНАЯ РЕЛАКСАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим слой НЖК с гомеотропной ориентацией молекул и выберем геометрию задачи. Пусть ось z направлена вдоль нормали \mathbf{h} к плоскости слоя, первая на пути УЗ-волны граница ($z = 0$) акустически прозрачная, а вторая ($z = h$) — акустически жесткая (рис. 1). Будем считать, что однородная по сечению плоская волна с амплитудой колебательной скорости v_0 падает на НЖК снизу вдоль нормали \mathbf{h} , при этом в слое устанавливается периодическое сжатие с амплитудой $\varepsilon = 2v_0/c$, где c — скорость распространения УЗ в НЖК. Примем также, что направление колебаний частиц среды в УЗ-поле определяет вектор \mathbf{m} ($m^2 = 1$). Тогда, отклонение директора δn_s в УЗ-волне, распространяющейся в

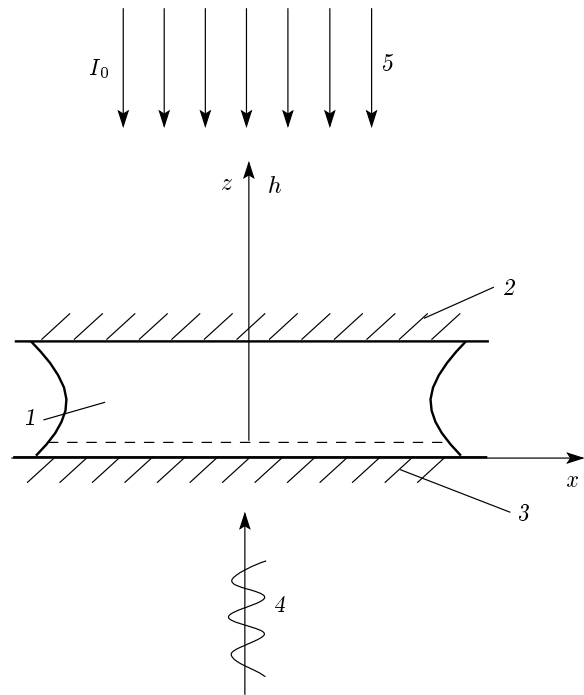


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — НЖК, 2 — пластина из стекла, 3 — пленка из лавсана, натянутая на жесткий каркас с зеркальным покрытием из Al (штриховая линия), 4 — однородные по сечению продольные УЗ-волны, 5 — световой поток интенсивностью I_0 в направлении нормали \mathbf{h} к плоскости слоя НЖК

направлении вектора \mathbf{m} , можно представить в виде $\delta n_s = -(\gamma_2/\gamma_1)\varepsilon_{kk}(m_1 m_s - m_1^2 n_s)$, вытекающем непосредственно из гидродинамики Лесли-Эриксона [5]. Здесь γ_2, γ_1 — коэффициенты вращательной вязкости НЖК, ε_{kk} — компоненты тензора деформации, индекс s — здесь и далее везде пробегает значения 2, 3 [10]. Будем рассматривать область частот, где длина упругой волны в НЖК больше толщины слоя.

Следуя далее методологии [10], базирующейся на молекулярной микромодели, представим уравнение вращения отдельной молекулы НЖК, обусловленного неравновесностью пространственного распределения ориентации их длинных осей, и микронапряжения, возникающие в окружающей среде при этом движении, в следующем виде:

$$L_i = 1/2[\text{rot } \mathbf{v} \times \mathbf{L}] + \lambda \kappa_{jk} v_{jk} + b G_i, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \sigma'_{ij} = & -T(L_i \partial / \partial L_j - L_j \partial / \partial L_i) 2f' + \\ & + \lambda T(L_i \partial / \partial L_j + L_j \partial / \partial L_i - 2L_i L_j L_k \partial / \partial L_\alpha) f' / 2 - \\ & - b^{-1}(\lambda^2 + a_5 + a_6)(v_{i\alpha} L_\alpha L_j + v_{j\alpha} L_\alpha L_i) 2 - \\ & - b^{-1}[a_1 - \lambda(a_2 + a_3)] v_{\alpha\beta} L_\alpha L_\beta L_i L_j. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь \mathbf{v} — скорость среды, λ — молекулярный формфактор, \mathbf{v}_{jk} — тензор скорости деформации среды, $\kappa_{ijk} = [\delta_{ij} L_k + \delta_{ij} L_j - 2L_i L_j L_k] / 2$ — тензор, удовлетворяющий условию ортогональности векторов \mathbf{L} и \mathbf{G} , $G_i = (1/b)(N_{L,i} - \lambda \kappa_{ijk} v_{jk})$ — вязкая сила, действующая на одну молекулу в направлении, ортогональном вектору \mathbf{L} , $N_{L,i}$ — компоненты вектора \mathbf{N}_L скорости движения директора \mathbf{n} относительно среды, b — вращательная подвижность, T — температура, a_i — кинетические коэффициенты, $a_2 + a_3 = a_6 - a_5 = \lambda$, $a_2 - a_3 = 1$.

Существенным моментом в использовании молекулярно-кинетического подхода является построение неравновесной плотности углового распределения ориентации длинных осей молекул НЖК при воздействии периодического сжатия или сдвига. Воспользуемся следующим представлением, полученным в работе [11]:

$$\begin{aligned} f_{dis} = & f_{00}\{3d_T L_1 L_s \delta n_s + (P_2 - \langle P_2 \rangle) \times \\ & \times [(1 - \psi_2) K p + 3\beta \psi_2 \lambda \varepsilon_{11}] + 2A_{1s} L_1 L_s + \\ & + (A_{22} - A_{33})(L_2^2 - L_3^2)/2\}. \end{aligned} \quad (4)$$

В этой формуле введены следующие обозначения: L_1, L_2, L_3 — проекции вектора \mathbf{L} на оси $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, δn_s — отклонение директора от равновесного направления в поле УЗ-волн, $d_T = d\langle P_2 \rangle / T$, $\psi_2 = (-i\omega \tau_2) / (1 - i\omega \tau_2)$, ω — частота, $\tau_2 = \beta / [6bT(1 - d_T/7)]$ — время релакса-

ции параметра ориентационного порядка, $K = (\beta d_T / T)(\partial T_c / \partial p - \alpha T V / C_p)$, T_c — температура перехода НЖК в изотропное состояние, p — звуковое давление, C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, $\beta = (1 + n R_2 d_T^2 / C_p - R_2 d_T / T)^{-1}$, $R_2 = \langle P_2^2 \rangle - \langle P_2 \rangle^2$, n — число частиц в единице объема, V — удельный объем, α — коэффициент объемного расширения, ε_{11} — деформация вдоль директора \mathbf{n} НЖК, A_{ij} — коэффициенты [13, 14]. В представлении (4) ось \mathbf{e}_1 направлена вдоль, а оси \mathbf{e}_2 и \mathbf{e}_3 ортогонально равновесному направлению директора \mathbf{n} , при этом $\mathbf{e}_1 = \mathbf{n}$, и расположение осей \mathbf{e}_2 и \mathbf{e}_3 таково, что компонента v_{23} тензора скорости деформации обращается в нуль, а изменение компоненты L_1 , связанное с поворотом директора \mathbf{n} , составляет $\delta L_1 = \delta \mathbf{n} \cdot \mathbf{L} = L_s \delta n_s$ [11].

Усреднение микронапряжения (3) по неравновесной плотности углового распределения ориентации молекул НЖК (4) и времени с учетом вида отклонения δn_s директора \mathbf{n} в УЗ-волне, распространяющейся вдоль вектора \mathbf{m} , приводит к следующему представлению для нелинейных стационарных напряжений, возникающих в УЗ-поле [11]:

$$\begin{aligned} \sigma_{ij}^{(2)} = & \left\{ \Sigma^{(1)} m_1 (n_i m_j - n_j m_i) - \right. \\ & - \Sigma^{(2)} [m_1 (n_i m_j + m_j n_i) - (2/3) m_i m_j + \\ & + 4(1 - 3R_4/10R_2)(m_2^2 - m_3^2)(e_i^2 e_j^2 - e_i^3 e_j^3)/21] \left. \right\} \times \\ & \times F(\omega \tau_2) \varepsilon^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \Sigma^{(1)} = & -(nT\gamma_2/4\gamma_1 T)(\partial T_c / \partial p - \alpha T V / C_p) \times \\ & \times \langle P_2 \rangle E, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \Sigma^{(2)} = & [3nT(1 - d_T/7)/2T] \times \\ & \times (\partial T_c / \partial p - \alpha T V / C_p) d_T R_2 E, \end{aligned}$$

$F(\omega \tau_2) = (\omega \tau_2)^2 / [1 + (\omega \tau_2)^2]$ — функция, которая описывает релаксационную зависимость возмущения углового распределения от частоты УЗ, ε — амплитуда сжатия среды в УЗ-волне, E — объемный модуль упругости. Следует отметить, что в работе [11] при определении нелинейных стационарных напряжений учитывали только те слагаемые, которые содержат звуковое давление¹⁾, и полагали, что взаимо-

1) Отношение χ слагаемых, содержащих градиенты скоростей и звуковое давление, составляет $\chi \approx 1/KE = 1/[(1/T)(\partial T_c / \partial p)E\beta]$ и у НЖК с типичными значениями постоянных ($\partial T_c / \partial p = 3 \cdot 10^{-7}$ град.Н⁻¹.м² [15], $T_c = 319$ К [5], $\beta \approx 10$, $E = 2 \cdot 10^9$ Н.м⁻² [16], $\gamma_2 = -0.08$ Па.с, $\gamma_1 = 0.1$ Па.с [5]) весьма мало, а именно $\chi < 0.1 \ll 1$, что позволило в работе [11] при расчете нелинейных напряжений сохранять только те слагаемые, которые содержат звуковое давление.

связь давления с деформацией НЖК в УЗ-поле имеет вид $p = -[E\varepsilon_{kk} + \mu_1(\omega)v_{kk}]$, а вязкие напряжения малы по сравнению с упругими напряжениями, так что выполняется условие $\omega\mu_1/E \ll 1$, где $\mu_1(\omega)$ — коэффициент объемной вязкости НЖК [5].

Уравнение вращения директора \mathbf{n} в поле упругих и вязких волн, построенное исходя из уравнения баланса плотности углового распределения ориентаций молекул НЖК в пространстве, с учетом выражения для \dot{L}_i , вытекающего из (2) и нелинейных стационарных напряжений (5), имеет следующий вид [11]:

$$\begin{aligned} \dot{n}_s + \omega_0 \{ \zeta_1(m_1 m_s - m_1^2 n_s) - \\ - (10m_1 m_s \zeta_2 \gamma_1 / 7\beta\gamma_2 d_T) \} \times \\ \times (\partial T_c / \partial p - \alpha TV / C_p) EF(\omega\tau_2)\varepsilon^2 / T - \\ - (v_{s,p} - v_{p,s})n_p / 2 - (\gamma_2 / \gamma_1)(v_{sp}n_p - v_{pq}n_p n_q n_i) - \\ - K_3 \Delta n_s / \gamma_1 = 0, \quad (7) \end{aligned}$$

где K_3 — упругая постоянная Франка, $\omega_0 = -(\gamma_2 d^2 \langle P_2 \rangle \beta / 20\tau_2 \gamma_1 T^2)$ — параметр, имеющий размерность частоты, $\zeta_1 = 1 + 5\langle P_2 \rangle / 7 - 12\langle P_4 \rangle / 7$ и $\zeta_2 = R_2 - 16R_4 / 5$ — коэффициенты, зависящие от температуры.

Чтобы определить порог эффекта, обратимся к формулам (5) и (7). Будем далее рассматривать стационарное искажение структуры НЖК, при котором течение анизотропной жидкости и поворот молекул происходят в плоскости (xz) и однородны вдоль слоя, при этом угол поворота $\vartheta \ll 1$. При неоднородном движении и деформации НЖК, с одной стороны, возрастают вязкие потери в потоках, а с другой — упругие стабилизирующие моменты Франка. На пороге эффекта действия дестабилизирующих и упругих моментов сравниваются, а при дальнейшем увеличении интенсивности воздействия возникает стационарное искажение гомеотропной структуры. В рассматриваемой геометрии задачи, согласно формуле (5), нелинейные стационарные напряжения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^{(2)} &= 0, \\ \sigma_{zz}^{(2)} &= -(4/3)\Sigma^{(2)}(\omega\tau_2)\varepsilon^2, \\ \sigma_{zx}^{(2)} &= -\Sigma^{(2)}F(\omega\tau_2)\varepsilon^2\vartheta, \\ \sigma_{xz}^{(2)} &= -[\Sigma^{(2)} - \Sigma^{(1)}]F(\omega\tau_2)\varepsilon^2\vartheta. \end{aligned} \quad (8)$$

При построении уравнения для определения скорости $V_x^{(2)}$ течения в плоскости xz учитываем не только нелинейные $\sigma_{xz}^{(2)}$, но и сдвиговые напряжения $\sigma_{ij} = \eta_2 V_{ij}$ в этом течении, что дает

$$\eta_2 V_{x,zz}^{(2)} + \sigma_{xz}^{(2)} = 0 \quad (9)$$

и приводит к следующему выражению для градиента скорости течения:

$$V_{x,z}^{(2)} = (1/\eta_2) [\Sigma^{(2)} - \Sigma^{(1)}] F(\omega\tau_2)\varepsilon^2\vartheta. \quad (10)$$

Здесь $\eta_2 = (\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_5)/2$ — коэффициент вязкости при течении жидкости вдоль оси x , α_i — коэффициенты вязкости Лесли [5]. Полагая далее в уравнении вращения директора (7) $n_s = n_x = \vartheta$ и сохраняя в нем только стационарные слагаемые, приводим его к следующему виду:

$$-(K_3/\gamma_1)\vartheta_{zz} = (\omega_0\zeta/T)(\partial T_c/\partial p - \alpha TV/C_p) \times EF(\omega\tau_2)\varepsilon^2\vartheta. \quad (11)$$

Из условия существования ненулевого решения вида $\vartheta = \vartheta_0 \sin(\pi/h)$, удовлетворяющего условию жесткой связи [5] молекул на границах слоя, находим пороговое значение амплитуды сжатия

$$\begin{aligned} \varepsilon_{th} &= (\pi/h) \times \\ &\times \{ (K_3/\gamma_1\omega_0\zeta) / [E(\partial T_c/\partial p - \alpha TV/C_p)/T] \times \\ &\times F(\omega\tau_2) \}^{1/2}. \quad (12) \end{aligned}$$

Здесь h — толщина слоя НЖК, коэффициент $\zeta = \zeta_1 + \zeta_2$, у которого соотношение его составляющих ζ_1 и ζ_2 определяет относительный вклад в эффект нелинейных моментов и течений, вызванных действием нелинейных напряжений.

Из формулы (12) следует, что взаимосвязь пороговой амплитуды колебательной скорости $v_{0th} = \varepsilon_{th} c/2$ и толщины слоя описывает соотношение вида $v_{0th} \sim 1/h$. Влияние температуры среды и частоты УЗ на порог — неоднозначное. Дело в том, что у НЖК отношение K_3/γ_1 слабо зависит от «расстояния» ΔT до температуры его перехода в изотропное состояние [5], а комбинации параметров τ_2/β и ω_0 от температуры не зависят, поэтому величину порогового сжатия определяет вид функции $F(\omega\tau_2)$ и значение коэффициента ζ . В области высоких частот, где $\omega\tau_2 \gg 1$, и эта функция сохраняет постоянное значение, равное $F(\omega\tau_2) \approx 1$, порог эффекта не зависит от частоты УЗ, а влияние температуры среды определяет только значение коэффициента ζ . На низких частотах ($\omega\tau_2 \ll 1$), где функция $F(\omega\tau_2) \sim (\omega\tau_2)^2$, связь порога эффекта с частотой УЗ описывает соотношение вида $v_{0th} \sim 1/\omega$, а его

изменения с температурой среды определяет комбинация параметров $1/(\tau_2\sqrt{\zeta})$.

Проведем численные оценки, исходя из значений физических постоянных такого типичного НЖК, как N-(*n*-метоксибензилиден)-*n*-бутиланилин (МББА): $\eta_2 \approx 0.1$ Па·с, $K_3 = 7 \cdot 10^{-12}$ Н, $\partial T_c/\partial p = 3 \cdot 10^{-7}$ град·м²·Н⁻¹ [15], $c = 1.5 \cdot 10^3$ м/с [16], $C_p = 2 \cdot 10^3$ Дж·кг⁻¹·град⁻¹ [17], $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ град⁻¹ [18], $T_c = 319$ К [5], $\rho = 10^{-3}$ кг·м⁻³. При $T = 310$ К расчет дает следующие значения параметров молекулярной микромодели: $d = 4.506T_c$, $d_T = 2.5$, $\langle P_2 \rangle = 0.6$, $\langle P_4 \rangle = 0.24$, $\omega_0 \approx 6 \cdot 10^7$, $\beta \approx 5$. Исходя из этих оценок, находим значения составляющих коэффициента ζ , а именно: $\zeta_1 = 1.15$ и $\zeta_2 = 1.2$. Близость значений ζ_1 и ζ_2 означает, что в этих условиях «вклады» стационарных нелинейных потоков и моментов в переориентацию директора \mathbf{n} в УЗ-поле сопоставимы. Графики, изображенные сплошными линиями на рис. 2 показывают, соответственно, ход типичных теоретических функций $v_{0th}(\omega\tau_2)$ и $v_{0th}(h)$, рассчитанных по формуле (12) с учетом приведенных выше оценок при следующих значениях основных параметров задачи: диапазон частот 0.3–25 МГц, толщина слоя 100 мкм (а); интервал толщин 20–120 мкм, частота 6.2 МГц (б).

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка, схема которой дана на рис. 1, отвечает принятой при моделировании геометрии задачи. НЖК (1) заполняет плоскую ячейку, которая составлена пластиной (2) из стекла и натянутой на каркас пленкой (3) из лавсана с зеркальным покрытием из Al (показано штриховой линией). Микроскоп, встроенный в оптический блок установки, позволяет вести наблюдения за состоянием макроструктуры слоя НЖК в УЗ-поле в параллельном или сходящемся пучке линейно-поляризованного света от источника интенсивностью I_0 , а регистрацию интенсивности светового потока I , прошедшего сэндвич «поляроид–НЖК-анализатор», осуществляет фотодиод. При перемещении пластины 2 и варьировании величины зазора между пластиной 2 и пленкой 3 менялась толщина слоя в ячейке в пределах 20–120 мкм, при этом как граничные условия в ячейке, так и энергия сцепления молекул НЖК с ее стенками не изменялись, что снижало погрешности при определении порога эффекта. Продольные волны 4 создавались излучателями в виде пластин из кварца (срез Штраубеля), колеблющихся однородно на собственной частоте (на третьей и пятой гармониках). Слой

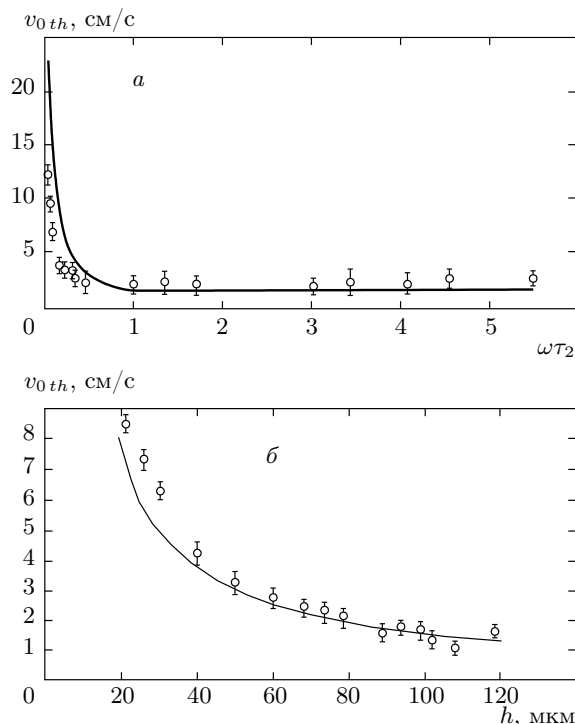


Рис. 2. а) Сравнение экспериментальных и теоретических значений пороговой амплитуды колебательной скорости v_{0th} : взаимосвязь порога эффекта с безразмерной частотой $\omega\tau_2$ для слоя НЖК толщиной 100 мкм в диапазоне частот 0.3–25 МГц при температуре 26 °С; б) изменение пороговой амплитуды колебательной скорости при увеличении толщины слоя НЖК в интервале значений h от 20 до 120 мкм при частоте 6.2 МГц и температуре 26 °С; \circ — данные опытов; сплошная линия — результаты расчета

салолы создавал акустический контакт излучателя и ячейки. Уровень воздействия на НЖК контролировался вольтметром В7-26 по напряжению U на излучателе УЗ, пересчитыванием этих значений U по методике [19] в амплитуду колебательной скорости на границе слоя с координатой $z = 0$. Погрешность измерения значений U составляла $\pm 4\%$. Частота УЗ изменялась в интервале 0.3–25 МГц. Система термостабилизации позволяла удерживать в ячейке постоянную температуру НЖК с точностью ± 0.5 °С в пределах $T = 22$ –50 °С.

Опыты проводились по следующей методике: устанавливалась заданная величина зазора в ячейке путем перемещения пластины 2 и заполнялась смесь двух НЖК: МББА и ЭББА (N-(*n*-этоксibenзилиден)-*n*-бутиланилин) [5]. Гомеотропные гра-

нические условия создавались путем обработки внутренних поверхностей ячейки лецитином [5]. Контроль исходной ориентации молекул НЖК в слое и ее изменений под воздействием УЗ проводился ортоскопическим и коноскопическим методами [20]. Электрическое напряжение U подводилось к излучателю УЗ и повышалось до порогового значения U_{th} , при котором просветление слоя НЖК, регистрируемое фотодиодом, превышало фоновый уровень интенсивности светового потока I_{ph} . Величина порога определялась также по искажению характерной для гомеотропной макроструктуры НЖК коноскопической картины [5, 20], наблюдаемой в сходящемся пучке поляризованного света.

Опыты по измерению пороговой амплитуды колебательной скорости v_{0th} описанными выше оптическими методами проводились при следующих условиях: а) толщина слоя НЖК варьировалась в интервале 20–120 мкм при постоянных температуре и частоте; б) частота УЗ менялась от 0.3 до 25 МГц при постоянных значениях температуры и толщины слоя; в) температура среды повышалась в пределах 22.8–45 °С при постоянной частоте и толщине слоя НЖК.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В принятой геометрии задачи воздействие УЗ на слой НЖК сводится к его одноосному сжатию в направлении распространения упругих волн и деформации макроструктуры слоя за порогом эффекта. Как показали визуальные наблюдения, при $v_0 < v_{0th}$ поле зрения — «темное», и оптическая прозрачность слоя НЖК, регистрируемая фотодиодом, не превышает фоновый уровень I_{ph} . За порогом эффекта в пределах «озвученной» области ячейки просветление слоя — однородное, и относительная интенсивность светового потока I/I_0 , регистрируемого при сканировании фотодиода по плоскости ячейки, в пределах этой области также сохраняет постоянное значение. В свете этих данных можно утверждать, что при нормальном падении на слой НЖК плоской однородной по сечению УЗ-волны в озвученной области слоя формируется однородное волновое поле, что и воспроизводит оптическая картина искажения.

Результаты измерений пороговой амплитуды колебательной скорости представлены на рис. 2, а в виде зависимости значений v_{0th} от безразмерной частоты $\omega\tau_2$ в диапазоне частот 0.3–25 МГц для слоя НЖК толщиной 100 мкм при температуре 26 °С. Значение времени релаксации параметра ориента-

ционного порядка τ_2 НЖК, необходимое для представления данных о частотной зависимости порога v_{0th} эффекта через безразмерную частоту $\omega\tau_2$, определено по «ходу» графика зависимости $v_{0th}(f)$, полученному в опытах. Этот график вблизи частоты $f^* \approx 4.5$ МГц демонстрирует «излом» и переход в ту область частот, где пороговая амплитуда v_{0th} сохраняет постоянное значение. Значение времени релаксации параметра ориентационного порядка $\tau_2 = 1/2\pi f^*$, найденное по величине f^* , составляет $3.5 \cdot 10^{-8}$ с, что коррелирует со значениями $\tau_2 = 10^{-7}$ с [21] и $\tau_2 = 3 \cdot 10^{-8}$ с [22], полученными для МББА при значениях «расстояния» ΔT , равных 1 и 10 °С, и подтверждает вывод о слабой зависимости времени релаксации от температуры [14]. Совокупность экспериментальных данных о значениях пороговой колебательной скорости v_{0th} для слоя НЖК толщиной 100 мкм, приведенных на рис. 2а согласуется с графиком теоретической частотной зависимости $v_{0th}(\omega\tau_2)$. В области плато функции $v_{0th}(\omega\tau_2)$ при $\omega\tau_2 > 1$ пороговая амплитуда колебательной скорости составляет около 1.8 см/с, что весьма близко к полученному при расчетах значению 1.5 см/с в этой области частот.

Типичные данные об экспериментальной и теоретической зависимостях пороговой амплитуды от толщины слоя НЖК при частоте 6.2 МГц (в области плато функции $v_{0th}(\omega\tau_2)$) и температуре 26 °С представлены на рис. 2б. Как видно, увеличение толщины слоя ведет к снижению порога, и результаты опытов (обозначение о) согласуются графиком теоретической зависимости $v_{0th}(h)$, представленным сплошной линией.

По данным опытов, для слоя толщиной 60 мкм в области плато функции $v_{0th}(\omega\tau_2)$ при частоте $f = 6.2$ МГц, где, согласно теории, на порог эффекта влияет только значение коэффициента ζ , относительное пороговое напряжение U_{th}/U_{th}^* при повышении температуры НЖК от 22.8 до 45 °С уменьшается от 1 до 0.85, что свидетельствует о слабой зависимости в этих условиях величины порога, а значит и коэффициента ζ от температуры. Значение подводимого к излучателю порогового напряжения U_{th}^* соответствует температуре 22.8 °С.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках новой методологии, базирующейся на молекулярной микромодели НЖК и статистическом описании процессов ориентационной релаксации и их взаимосвязи с макроскопическими гидроди-

намическими переменными, построена нелинейная релаксационная модель процессов и механизмов, ответственных за пороговое изменение симметрии гомеотропной структуры НЖК в поле однородных по сечению УЗ-волн при их нормальном падении.

Получено аналитическое представление для пороговой амплитуды сжатия НЖК в широкой области частот, включающей частоту релаксации параметра ориентационного порядка мезофазы, которое устанавливает его связь с частотой УЗ, толщиной слоя, температурой среды, ее материальными постоянными и параметрами молекулярной микромодели (время релаксации параметра ориентационного порядка, коэффициенты микровязкости). Показано, что значение v_{0th} пороговой амплитуды колебательной скорости изменяется обратно пропорционально толщине слоя, а ее связь с частотой и температурой среды зависит от соотношения между частотой УЗ и обратным временем релаксации параметра ориентационного порядка НЖК.

Впервые проведено экспериментальное исследование изменения ориентационной структуры гомеотропного слоя НЖК (смесь МББА и ЭББА) толщиной 20–120 мкм и сопутствующего ему акустооптического эффекта в условиях воздействия на мезофазу однородных по сечению волн при их нормальном падении в области частот 0.3–25 МГц.

Экспериментально подтвержден предсказанный теорией факт формирования в пределах озвученной области слоя при нормальном падении однородных по сечению УЗ-волн однородного в плоскости ячейки искажения исходной макроструктуры. Общность тех закономерностей, которые описывают пороговое искажение гомеотропного слоя НЖК под действием УЗ, и известный переход Фредерикса в магнитном поле [23], а именно $(v_{0th}h) = \text{const}$ и наличие однородности искажения исходной макроструктуры, свидетельствует об аналогии этих эффектов, имеющих разную природу.

Корреляция экспериментальных и теоретических данных о значениях пороговой амплитуды колебательной скорости в расширенном диапазоне частот УЗ и достаточно широком интервале изменения значений толщины слоя НЖК доказывает обоснованность привлечения новой методологии для описания воздействия УЗ на структуру НЖК.

Именно неспособность линейной гидродинамики Лесли–Эриксона дать адекватное данным опытов описание механических свойств ЖК в волновых полях на частотах УЗ-диапазона стимулировала постановку и решение задачи построения нелинейной релаксационной гидродинамики ЖК [11], учитыва-

ющей изменение материальных свойств среды (коэффициентов вязкости Лесли) вследствие процессов релаксации ориентационного порядка в УЗ-поле. Дело в том, что при традиционном гидродинамическом описании ЖК материальные параметры среды полагались постоянными, вследствие чего термодинамические силы линейны по потокам, а процессы структурной релаксации учитывались лишь при анализе анизотропии акустических свойств ЖК в слабых волновых полях [12, 13]. Попытки описать в рамках такого подхода переориентацию молекул при нормальном падении на слой однородной по сечению УЗ-волны привели к пороговым интенсивностям УЗ, которые на три порядка превышают обычно используемые в опытах с ЖК [3, 4].

Некоторое количественное расхождение экспериментальных и теоретических значений пороговой амплитуды колебательной скорости, представляемой функциями $v_{0th}(\omega\tau_2)$ (при $\omega\tau_2 < 1$) и $v_{0th}(h)$ (при значениях $h \leq 40$ мкм) (см. рис. 2), на наш взгляд, может быть связано с неизбежным в опытах дифракционным размыванием краев УЗ-пучка [24].

Авторы пользуются возможностью поблагодарить Э. Гюйона (E. Guyon) (Laboratoire d'hydrodynamique et mécanique physique de l'École Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles de la ville de Paris) за дискуссии, стимулировавшие работу.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 13-02-00099).

ЛИТЕРАТУРА

1. О. Капустина, J. Acoust. Soc. of America **123**, 3279 (2008).
2. О. А. Капустина, Кристаллография **59**, 685 (2014).
3. И. А. Чабан, Акуст. журн. **25**, 124 (1979).
4. Е. Н. Кожевников, Акуст. журн. **26**, 806 (1980).
5. П. Де Жен, *Физика жидких кристаллов*, Мир, Москва (1977).
6. Е. Н. Кожевников, Акуст. журн. **48**, 777 (2002).
7. А. Н. Семёнов, ЖЭТФ **85**, 549 (1983).
8. V. Osipov and E. Terentjev, Phys. Lett. A **134**, 301 (1989).
9. В. И. Степанов, *К статистической теории нематических жидких кристаллов*, Изд. Уральский научный центр, Свердловск (1982), с. 39.

10. Е. Н. Кожевников, Акуст. журн. **40**, 412 (1994).
11. Е. Н. Кожевников, *Акустика нематических жидких кристаллов*, Дисс. . . . докт. физ.-матем. наук, Пермский гос. университет, Пермь (1998), с. 258.
12. Е. Н. Кожевников, Акуст. журн. **40**, 613 (1994).
13. Е. Н. Кожевников, Акуст. журн. **42**, 800 (1996).
14. Е. Н. Кожевников, Известия Самарского государственного университета, Серия механика, 2, 1 (2008).
15. Н. А. Тихомирова, Л. К. Вистинь, В. Н. Носов, Кристаллография **17**, 1000 (1972).
16. D. Eden, C. W. Garland, and R. C. Williamson, J. Chem. Soc. **58**, 1861 (1973).
17. А. С. Сонин, *Лекции по жидким кристаллам*, МГУ, Москва (1974), с. 122.
18. J. S. Lee, S. L. Golub, and G. H. Brown, J. Chem. Soc. **76**, 2409 (1972).
19. В. И. Домаркас, Р. И. Кажис, *Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи*, МИНТАС, Вильнюс (1975).
20. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1986).
21. C. A. Castro, A. Hikata, and C. Elbaum, Phys. Rev. A **17**, 353 (1979).
22. G. C. Vacci, J. de Phys. **35**, 601 (1974).
23. С. А. Пикин, *Структурные превращения в жидких кристаллах*, Наука, Москва (1981).
24. Л. Бергман, *Ультразвук*, Мир, Москва (1954).