

ДИНАМИКА НАДМОЛЕКУЛЯРНЫХ СТРУКТУР,
ИНДУЦИРОВАННЫХ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

© 2015 г. О. А. Капустина

*Акустический институт им. Н.Н. Андреева
117036 Москва, ул. Шверника 4**E-mail: oakapustina@yandex.ru*

Поступила в редакцию 11.04.2014 г.

Впервые представлено экспериментальное обоснование теории, описывающей в рамках неравновесной гидродинамики свойства надмолекулярных пространственно-периодических структур в планарном слое холестерического жидкого кристалла при интенсивностях ультразвука, превышающих порог их образования в области частот, где длина волны больше шага холестерической спирали. Приведены наблюдения искажения текстуры слоя в плоском и клинообразном капиллярах с планарными граничными условиями в условиях нормального падения продольных волн для диапазона частот 1–4 МГц. Определены значения периода доменов на пороге эффекта и при его превышении для слоев толщиной 20–100 мкм при значениях шага спирали 2–10 мкм. Установлена зависимость периода доменов от интенсивности ультразвука и степени предварительного растяжения слоя. Апробирована модель, построенная с учетом процессов структурной релаксации, а также нелинейных релаксационных явлений. Показано, что полное описание эффекта, адекватное экспериментальным данным, можно получить только в рамках такого подхода.

Ключевые слова: жидкие кристаллы, надмолекулярные структуры, неравновесная гидродинамика, параметр ориентационного порядка жидких кристаллов, структурная релаксация, нелинейные релаксационные явления, надпороговая динамика, домены.

DOI: 10.7868/S0320791914060082

ВВЕДЕНИЕ

Физика образования и динамика упорядочения надмолекулярных структур во внешних полях традиционно является одной из наиболее актуальных областей физики конденсированного состояния. Это связано с определяющим влиянием и ролью такого вида “дефектов”, проявляющихся в процессах различного рода (переход к хаосу, фазовые превращения и т.п.). Особенно интересны и важны ситуации, когда такие процессы реализуются в анизотропных жидкостях — жидких кристаллах (ЖК), обладающих уникальным, присущим только им свойством: наличием ориентационной степени свободы. В современной акустике ЖК проблема устойчивости и изменчивости ориентационного упорядочения тонкого слоя мезофазы в волновых полях занимает особое место, и ее исследования в последние десятилетия велись достаточно активно. Одно из важнейших достижений этого периода — открытие двух классов ориентационных переходов в ЖК, проявляющихся в образовании надмолекулярных структур с различными волновыми числами: “пороговый” переход к пространственно-периодической структуре и “непороговый” переход к однородной ориентационной структуре [1, 2]. Выдвинутая в последние

годы концепция о бинарной природе этих явлений и существовании двух независимых акустических механизмов (“вихревым” и “релаксационным”) дестабилизации макроструктуры гомеотропного и планарного слоя мезофазы в поле ультразвуковых волн для ЖК различного типа [3–6] недавно получила экспериментальное обоснование в широком диапазоне частот, включающем частоту релаксации параметра ориентационного порядка в ЖК, применительно к холестерическим жидким кристаллам (ХЖК) [6]. Однако на современном этапе исследований совершенно не разработан очень важный аспект проблемы, связанный с самой сложной областью в теории неустойчивости планарной или гомеотропной макроструктуры ЖК в ультразвуковом поле: изучение динамики структур и степени деформации ЖК за порогом эффекта при высоких уровнях воздействия.

В настоящей работе сообщается о первых результатах экспериментального исследования надпороговых изменений геометрии и пространственного периода L системы двумерных доменов типа “квадратной сетки”, которые формируются под воздействием продольных ультразвуковых (УЗ) волн в планарных слоях ХЖК с равновесным (P_0)

и неравновесным ($P > P_0$) значениями шага спирали, много меньшими толщины d слоя, в диапазоне частот 1–4 МГц для слоев толщиной 20–100 мкм и ХЖК со значениями P_0 , равными 2–10 мкм. Определена зависимость периода доменов от интенсивности УЗ и степени предварительного растяжения слоя ХЖК при различных значениях толщины слоя и шага спирали. Апробирована модель [7], построенная в рамках неравновесной гидродинамики, которая описывает свойства этих надмолекулярных структур за порогом дестабилизации планарного слоя ХЖК с учетом процессов структурной релаксации и нелинейных релаксационных явлений. Показано, что полное описание эффекта, адекватное экспериментальным данным, можно получить только в рамках такого подхода.

МОДЕЛЬ

Эффект порогового образования надмолекулярных структур в виде системы двумерных доменов в планарном слое ХЖК под действием УЗ был открыт более четверти века тому назад [8]. Невозможность адекватного его описания в рамках классической гидродинамики Лесли–Эриксона [4, 6], где коэффициенты вязкости Лесли принято считать постоянными [9], привела к необходимости привлечения для этой цели представлений неравновесной гидродинамики и рассмотрения процессов, связанных с релаксацией параметра ориентационного порядка мезофазы в УЗ-поле. В рамках такого подхода недавно удалось обосновать концепцию о бинарной природе этого явления и доказать существование двух акустических механизмов ориентационной неустойчивости планарного слоя ХЖК под воздействием УЗ [4, 6]. Первый из них – вихревой – предполагает появление сдвиговых напряжений и моментов вида $\delta\sigma_{ij} \sim \delta n_p v_{pj}$ и $\delta M_i \sim \delta n_p v_{ip}$, которые порождают осциллирующие с частотой УЗ вихревые потоки. Запаздывание по фазе смещения частиц в этих потоках от деформации среды в УЗ-поле приводит к образованию стационарных потоков, которые увеличивают первоначальный случайный поворот директора \mathbf{n} ЖК. Второй – нелинейный релаксационный механизм – базируется на утверждении, что коэффициенты вязкости Лесли зависят от ориентационного упорядочения среды и меняются при ее деформации в УЗ-волнах. Релаксационное запаздывание этих изменений от деформации во внешнем поле приводит к появлению стационарных напряжений $\sigma_{ij}^{(2)} \sim \{\text{Re}[(\delta\alpha/\delta\varepsilon_{pq})\varepsilon_{pq}]v_{ij}\}$ и моментов $M_i^{(2)} \sim \{\text{Re}[(\delta(\gamma_2/\gamma_1)/\delta\varepsilon_{pq})\varepsilon_{pq}]v_{ik}\}n_k$, “разгоняющих” стационарные потоки. Здесь ε_{pq} – компоненты тензора деформации, $v_{pq} = \partial\varepsilon_{pq}/\partial t$, $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$, $\gamma_2 = \alpha_3 + \alpha_2$, γ_i – коэффициент вращательной вязко-

сти, α_i – коэффициенты вязкости Лесли, n_k – составляющие директора \mathbf{n} ХЖК.

Модель, представленная в [7], описывает надпороговую динамику системы двумерных доменов в планарном слое ХЖК в области частот, где длины УЗ-волн больше шага спирали, и доминируют нелинейные по деформации среды напряжения и моменты, имеющие релаксационную природу. Дестабилизация исходной планарной структуры ХЖК обусловлена действием только этого фактора, а роль вихревых осциллирующих потоков не учитывается. Введено также дополнительное ограничение на частоту УЗ, полученное в [4]: $\omega > \omega_b = 2\pi f_b \approx 2.25 \times 10^{-2}(d/P_0)\tau^{-1}$, где ω_b – нижняя граничная частота области эффективного действия нелинейного релаксационного механизма. При $d = 100$ мкм и $P_0 = 10$ мкм оценки приводят к величине $\omega_b \approx 7.5 \times 10^6$ с⁻¹, что дает значение “граничной” частоты $f_b \approx 1.2$ МГц.

Анализ эффекта проведен для ХЖК с шагом спирали $P_0 \ll d$ и следующей геометрии задачи: продольная волна с амплитудой сжатия ε_0 падает на планарный слой ХЖК в направлении нормали (ось z) (рис. 1). Оси x и y лежат в плоскости нижней границы слоя с координатой $z = 0$, невозмущенные холестерические слои параллельны плоскости xy , а ось спирали h направлена по нормали к слою (вдоль оси z). Первая на пути УЗ-волны граница слоя ($z = 0$) – акустически прозрачная, а вторая граница ($z = d$) – жесткая, и в слое устанавливается стоячая волна сжатия $\varepsilon(z, t) = 2\varepsilon_0 \cos[k_s(d - z)]\sin\omega t$. Здесь $k_s = \omega/c$, k_s – волновое число звука, $\omega = 2\pi f$, f – частота УЗ, c – скорость звука.

При нормальном падении УЗ на слой ХЖК его воздействие на мезофазу изотропно в плоскости слоя. В этих условиях холестерическая структура наименее устойчива к возмущениям, геометрия которой отвечает минимуму упругой энергии. В ХЖК, как в слоистой системе, возмущения, возникшие при воздействии такого вида, отвечают волновым числам $k_x = k_y = k/\sqrt{2}$ (соответственно по осям x и y) и имеют вид “квадратной сетки”, где $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ [9]. Образование именно такой надмолекулярной структуры рассмотрено в работе [7], согласно которой в планарном слое ХЖК такая структура с волновым числом k начинает формироваться при амплитуде сжатия ε_0 среды в УЗ-волне, равной

$$\varepsilon_0(k) = [(3 + \beta)(k^4 + k_0^4 - 2k_0^2 k^2 \delta)/4(2\Omega_1 + \Omega_2)k^2]^{1/2}, \quad (1)$$

а минимальное по волновому числу k значение ε_0 , имеющее смысл пороговой амплитуды сжатия ε_{th} , достигается при $k = k_0$ и определяется формулой:

$$\varepsilon_{th} = [(3 + \beta)k_0^2(1 - \delta)/2(2\Omega_1 + \Omega_2)]^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь параметр $\delta = \delta^*/\delta_0$ – отношение растяжения δ^* слоя к критической деформации растяжения δ_0 , при которой домены с волновым числом $k_0 = 2\pi[2\beta/(3 + \beta)]^{1/4}/(P_0d)^{1/2}$ и периодом $L_0 = \pi\sqrt{2}/k_0$ формируются в слое и в отсутствие воздействия УЗ [9]¹, $\delta^* = (P - P_0)/P_0$, $\Omega_1 = \gamma\omega_1^+/K_{33}$, $\Omega_2 = \gamma\omega_2^+/K_{33}$, γ – коэффициент вращательной вязкости, ω_1^+ и ω_2^+ – параметры, имеющие размерность частоты, $\beta = K_{22}/K_{33}$, K_{22} , K_{33} – упругие постоянные Франка. Стационарные искажения ХЖК в УЗ-поле появляются при $\varepsilon \geq \varepsilon_{th}$, их геометрию определяет волновое число k_0 , а период “акустических” доменов $L = \pi\sqrt{2}/k$ не отличается от периода “статических” доменов L_0 , которые отвечают критическому растяжению слоя δ_0 . За порогом эффекта, где справедливо неравенство $s = \varepsilon/\varepsilon_{th} > 1$, искажения структуры представляют целый спектр волновых чисел k , которые лежат в интервале, определяемом условием [7]

$$k_0\{s^2(1 - \delta) + \delta - [(s^2(1 - \delta) + \delta)^2 - 1]^{1/2}\}^{1/2} < (3) < k < k_0\{s^2(1 - \delta) + \delta + [(s^2(1 - \delta) + \delta)^2 - 1]^{1/2}\}^{1/2}.$$

Если принять, что в опытах с ХЖК всегда наблюдаются искажения с максимальной по k амплитудой, которая достигается при волновом числе k_{max} структуры, равно $k_{max} = k_0[s^2(1 - \delta) + \delta]^{1/2}$, а ее деформацию описывают амплитудные значения углов θ и φ отклонения директора \mathbf{n} ХЖК, равные

$$\theta_0 = 2(2\beta)^{1/2}P_0f_{max}(s, \delta, \xi)/3d, (4)$$

$$\varphi_0 = \{4[2\beta(3 + \beta)]^{1/2}P_0/9d\}^{1/2}f_{max}(s, \delta, \xi),$$

то пространственный период системы доменов составляет

$$L = \pi\sqrt{2}/k_0[s^2(1 - \delta) + \delta]^{1/2}, (5)$$

где функция $f_{max}(s, \delta, \xi) = \{[s^2(1 - \delta) + \delta]^2 - 1\}^{1/2}$, $\xi = k^2/k_0^2$. (В работе [7] принято следующее представление для директора \mathbf{n} ХЖК: $\mathbf{n} = (\cos\theta\cos\Psi, \cos\theta\sin\Psi, \sin\theta)$, θ – угол между директором \mathbf{n} ХЖК и плоскостью xu , $\Psi = qz + \varphi$, φ – угол отклонения директора \mathbf{n} от равновесной ориентации в плоскости слоя). Из формул (4) и (5) следует, что амплитудные значения θ_0 и φ_0 углов, представляющих деформацию структуры за порогом эффекта, и период L доменов связаны с относительным сжатием $s = \varepsilon/\varepsilon_{th}$ среды в УЗ-волне и предварительным растяжением δ холестерического слоя через скейлинговую комбинацию $[s^2(1 - \delta) + \delta]$.

¹ При статическом критическом растяжении холестерической структуры слоя вдоль оси спирали $\delta_0 = P_0[2\beta/(3 + \beta)]^{1/4}/4d$ она становится неустойчивой и возникают двумерные домены с волновым числом k_0 и периодом L_0 [9, 10].

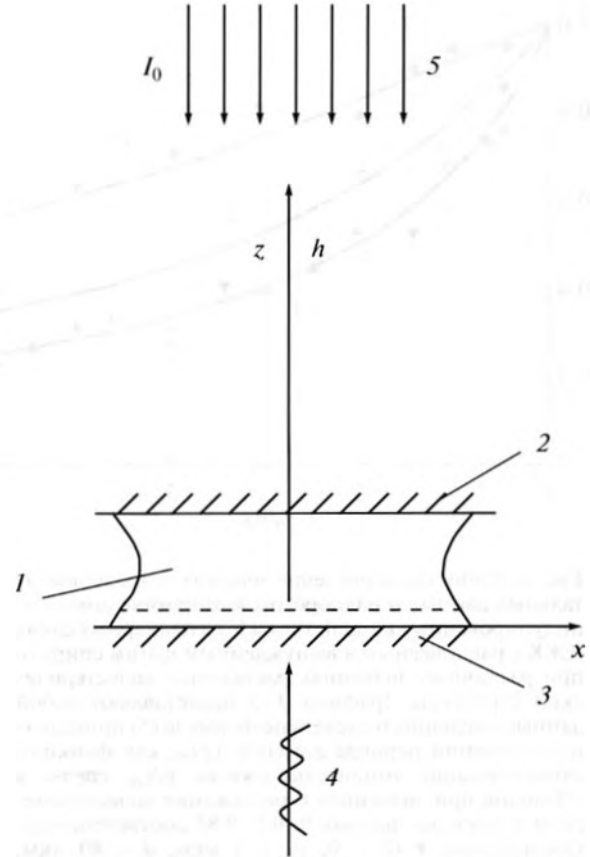


Рис. 1. К анализу воздействия УЗ на планарную текстуру ХЖК. Геометрия задачи и упрощенная схема эксперимента: 1 – ХЖК, 2 – оптически прозрачная пластина (стекло), 3 – “звукопрозрачная” пленка с отражающим свет покрытием, 4 – продольная УЗ-волна, 5 – световой поток в направлении нормали к слою ХЖК (вдоль оси z).

Семейство графиков 1–3 на рис. 2 представляет данные численного расчета по формуле (5) приведенных значений периода акустических доменов L/L_0 как функции относительной амплитуды сжатия среды при значениях δ растяжения холестерического слоя, равных соответственно 0, 0.5, 0.85. Эти теоретические кривые демонстрируют факт уменьшения периода доменов за порогом эффекта по мере увеличения интенсивности воздействия. С увеличением δ скорость спада значений L/L_0 уменьшается, что указывает на снижение относительной роли УЗ в поведении доменов за порогом эффекта в условиях предварительного растяжения холестерической структуры. При численном анализе в качестве физических параметров ХЖК приняты значения, типичные для МБА (4-метокси-бензилиден-4'-бутиланилин): $c = 1.5 \times 10^5$ см/с, $\alpha_2 = -0.78$ П, $\alpha_3 = 0.023$ П, $K_{22} \approx 4 \times 10^{-7}$ дин, $K_{33} \approx 7.5 \times 10^{-7}$ дин, $\tau = 3 \times 10^{-8}$ с [11]. Справедливость применения формулы (5) для оценки значений L по мере продвижения за

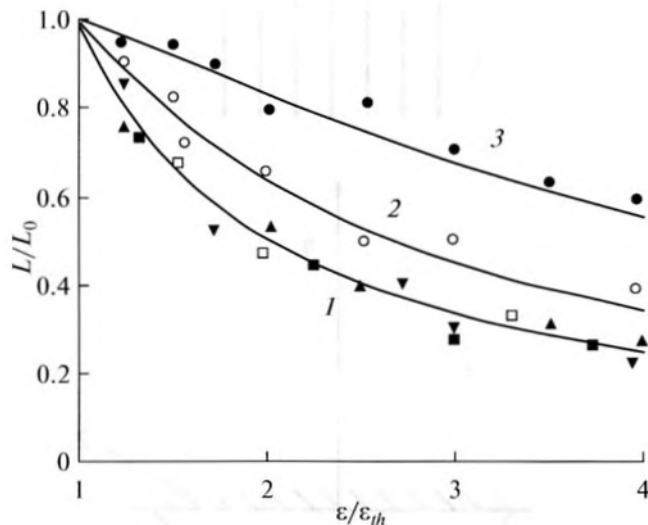


Рис. 2. Сопоставление теоретических и экспериментальных данных о надпороговой динамике доменов, индуцированных воздействием УЗ в планарных слоях ХЖК с равновесным и вынужденным шагом спирали при различных значениях растяжения холестерической структуры. Графики 1–3 представляют собой данные численного расчета по формуле (5) приведенных значений периода доменов L/L_0 , как функции относительной амплитуды сжатия $\varepsilon/\varepsilon_{th}$ среды в УЗ-волне при значениях δ растяжения холестерической структуры, равных 0, 0.5, 0.85 соответственно. Обозначения ∇ ($\delta = 0$, $P_0 = 4$ мкм, $d = 80$ мкм, $f = 1.2$ МГц), \blacktriangle ($\delta = 0$, $P_0 = 4$ мкм, $d = 80$ мкм, $f = 2.95$ МГц), \square ($\delta = 0$, $P_0 = 2$ мкм, $d = 80$ мкм, $f = 1.2$ МГц), \blacksquare ($\delta = 0$, $P_0 = 10$ мкм, $d = 80$ мкм, $f = 1.2$ МГц), \circ ($\delta = 0.5$, $P_0 = 2.2$ мкм, 20-я зона Гранжана, $d \approx 21.5$ мкм, $f = 3.65$ МГц), \bullet ($\delta = 0.84$, $P_0 = 4.3$ мкм, 10-я зона Гранжана, $d \approx 20.4$ мкм, $f = 3.65$ МГц) представляют экспериментальные значения приведенного периода доменов L/L_0 за порогом эффекта при различных значениях относительной амплитуды сжатия $\varepsilon/\varepsilon_{th}$ среды в УЗ-волне для разных значений δ .

порог эффекта и увеличения уровня воздействия определяет следующее неравенство:

$$s = \varepsilon/\varepsilon_{th} < s^* = \{[(9d/P_0b + 1)^{1/2} - \delta]/(1 - \delta)\}^{1/2}, \quad (6)$$

где $b = [2\beta(3 + \beta)]^{1/2}$. При $\beta = 0.533$ [11] неравенство (6) преобразуется к виду

$$s < \{[4.63(d/P_0)^{1/2} - \delta]/(1 - \delta)\}^{1/2}. \quad (7)$$

Из формулы (7) следует, что при постоянном значении δ увеличение отношения d/P_0 ведет к повышению значения s^* , тогда как с ростом параметра δ и при постоянном значении d/P_0 интервал значений $\varepsilon/\varepsilon_{th}$, в пределах которого справедливы формулы (4) и (5), возрастает, т.е. значение s^* увеличивается. Так, при $d = 100$ мкм и $P_0 = 10$ мкм для значений δ , равных 0, 0.5 и 0.85, оценки приводят к следующим величинам s^* , ограничивающим применимость формул (4) и (5): 3.8, 5.4 и 9.7 соответственно.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Установка, упрощенная схема которой приведена на рис. 1, соответствует геометрии, принятой при построении модели. ХЖК 1 заполняет ячейку, которая составлена пластиной 2 из стекла и “звукопрозрачной” пленкой 3 из лавсана, натянутой на жесткий каркас. Планарные граничные условия в ячейке созданы методом Шателена [11]. Продольные волны 4 создает излучатель УЗ, акустический контакт которого с ячейкой осуществляется через тонкий слой сала. Уровень воздействия в опытах контролирует вольтметр, показания которого о значении электрического напряжения U , подводимого к излучателю УЗ, пересчитываются в амплитуду сжатия ε_0 на границе слоя с координатой $z = 0$ по известной методике [12]. Частоту УЗ в опытах изменяли в интервале 1–4 МГц. Наблюдения состояния текстуры слоя проводили поляризационно-оптическим методом в режиме отражения. Световой поток 5 с интенсивностью I_0 проходит слой и отражается от зеркального покрытия из алюминия на поверхности пленки 3. Система термостабилизации позволяла поддерживать температуру ХЖК в ячейке постоянной в интервале значений 20–30°C с точностью $\pm 0.5^\circ\text{C}$.

Исследования проведены с разбавленными растворами холестерилхлорида в нематическом ЖК-404 при равновесных значениях шага спирали, равных 2, 2.2, 4, 4.3 и 10 мкм. Этими растворами заполняли ячейки двух видов: плоскую и клинообразную. Конструкция плоской ячейки позволяла варьировать толщину d слоя ХЖК путем перемещения пластины 2 и изменения зазора “пластина 2 – пленка 3” от 10 до 100 мкм, при этом граничные условия в ячейке и энергия сцепления молекул ХЖК с ее стенками не изменялись, что обеспечивало снижение погрешности определения пороговых уровней воздействия, обусловленных ориентационными флуктуациями в ХЖК. Возможность изменения в такой ячейке зазора d между пластиной и пленкой позволяла обеспечивать равновесные состояния холестерической структуры в слое, отвечающие условию $d = d_m = 0.5mP_0$. (Здесь m – число “полушагов” спирали.) Плоскую ячейку заполняли ХЖК с шагом P_0 , равным 2, 4 или 10 мкм.

В клинообразной ячейке зазор создавали с помощью прокладок из тефлона различной толщины, которые располагали так, чтобы направления натирания поверхностей стекла и пленки (параллельные друг другу) были перпендикулярны градиенту высоты зазора в клине. Угол α клина определяли по расстоянию l между линиями равной толщины в монохроматическом свете с длиной волны λ_0 : $\alpha = \lambda_0/2l$ ($\lambda_0 = 0.546$ мкм); $\alpha = 0.05$ рад. В такой ячейке с жесткими граничными условиями и планарной ориентацией молекул на границах спираль впишется в клинообразный зазор с

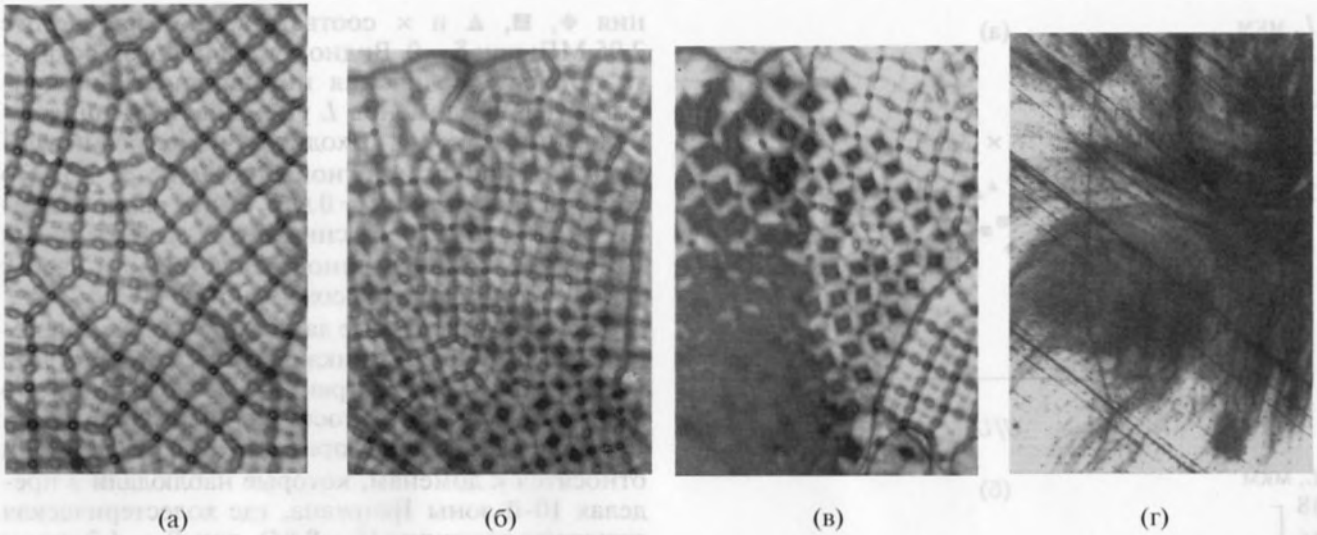


Рис. 3. Оптические картины искажения ХЖК в плоской ячейке с планарными граничными условиями под воздействием УЗ, характеризующие последовательные стадии процесса модификации системы двумерных акустических доменов при различных значениях напряжения U на излучателе УЗ. На пороге эффекта при напряжении $U_0 = 30$ В: размер “правильной” квадратной ячейки системы доменов 32 мкм (а). При значениях $U > U_0$: $U = 40$ В (б) и $U = 45$ В (в). Картина стационарных потоков, вызвавших полное разрушение системы доменов и разупорядочение планарного слоя ХЖК ($U = 60$ В): $d = 80$ мкм, $P_0 = 4$ мкм, $f = 1.2$ МГц, $\delta = 0$, $t = 25^\circ\text{C}$ (г).

тем же числом полувитков без изменения равновесного шага P_0 за счет его подгонки только при строго определенных значениях локальной толщины зазора d_m , равных $0.5P_0, P_0, 1.5P_0, \dots$. В текстуре Гранжана, формирующейся в клинообразном слое [11], левее d_m шаг спирали уменьшен, а правее — увеличен. Приблизительно на середине расстояния между соседними значениями локальной толщины d_m , которые удовлетворяют условию равновесного состояния холестерической структуры, число полушагов, “вписанных в клин”, меняется скачком на единицу и в слое возникает дисклинация Кано–Гранжана [11]. Именно между этими дисклинациями лежат зоны Гранжана с вынужденным шагом P спирали, но одним и тем же числом m . В опытах с клинообразной ячейкой использовали ХЖК с шагом P_0 , равным 2.2 и 4.3 мкм.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Опыты ставились следующим образом: после заполнения ячейки ХЖК с определенным значением P_0 увеличивали подводимое к излучателю электрическое напряжение U и наблюдали с помощью поляризационного микроскопа текстуру слоя. Были проведены две серии опытов в условиях реализации равновесного и растянутого состояния структуры на ХЖК с разными значениями P_0 и d , которыми заполняли плоскую или клинообразную ячейку.

В плоской ячейке с планарными граничными условиями на пороге потери устойчивости струк-

туры возникает неоднородное распределение ориентации директора ХЖК, которое оптически проявляется в виде системы равноудаленных светлых линий, образующих “квадратную сетку”. Расположение линий, которые составляют эту сетку, зависит от ориентационной однородности планарного слоя ХЖК. Наблюдения показали, что в системе доменов, которая возникает в УЗ-поле на участках слоя ХЖК, не содержащих какие-либо дисклинации, эти линии параллельны между собой и перпендикулярны по отношению к положению директора \mathbf{n} в исходном невозмущенном ориентационном состоянии текстуры планарного слоя (в направлении линий натирания внутренних поверхностей опорных пластин ячейки). Оптическая картина искажения планарного слоя ХЖК толщиной 80 мкм в УЗ-поле при $f = 1.2$ МГц и равновесном значении шага спирали $P_0 = 4$ мкм ($\delta = 0$) приведена на рис. 3а. Такую упорядоченную надмолекулярную структуру наблюдали на пороге эффекта при напряжении на излучателе УЗ, равном $U_0 = 30$ В. По мере повышения напряжения U возникшее в слое ХЖК при $U > U_0$ движение среды вначале приводит к искажению системы и изменению геометрии доменов, а затем вызывает их полное разрушение, при этом в слое устанавливается неупорядоченное состояние среды, сопровождаемое сильным рассеянием света. Последовательные стадии динамического процесса модификации системы доменов иллюстрируют фотографии на рис. 3б–3г. “Темный” участок на краю “сетки” в слое ХЖК при напряже-

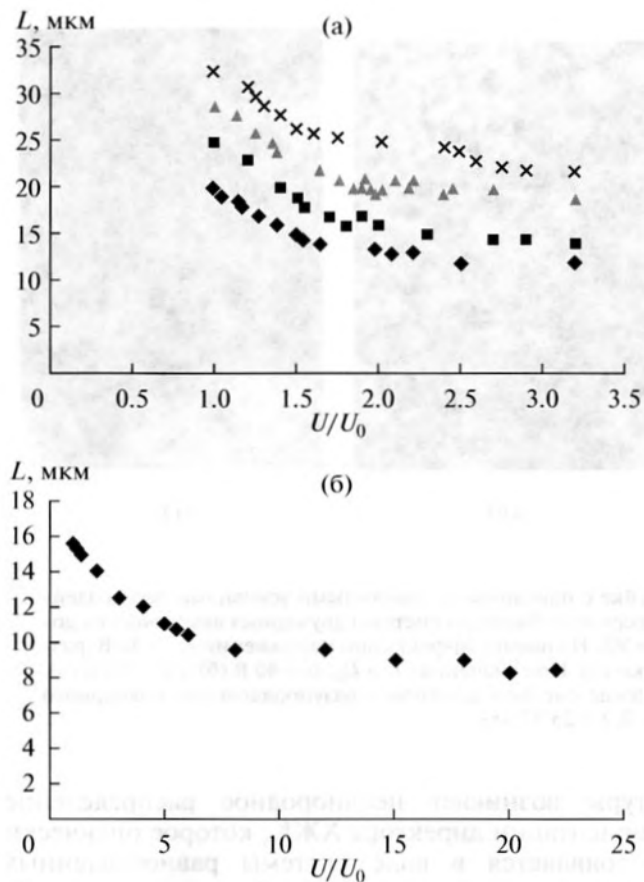


Рис. 4. Экспериментальные данные об изменении периода L доменов по мере увеличения относительного напряжения U/U_0 на излучателе УЗ для плоской ячейки в слоях ХЖК толщиной 40, 60, 80 и 100 мкм (обозначения \blacklozenge , \blacksquare , \blacktriangle и \times соответственно) на частоте 2.95 МГц при $\delta = 0$; $t = 25^\circ\text{C}$ (а) и для клинообразной ячейки в пределах 10-й зоны Гранжана, ограниченной дисклинациями Кано–Гранжана при $d \approx 20.4$ мкм, $P_0 = 4.3$ мкм, $f = 3.65$ МГц, $\delta = 0.84$, $t = 25^\circ\text{C}$ (б).

нии $U = 45$ В (рис. 3в) демонстрирует начало перехода к неупорядоченному состоянию мезофазы. Картина стационарных потоков, вызывающих искажение и движение линий, которые составляют “сетку”, показана на рис. 3г ($U = 60$ В).

В плоской ячейке с раствором ХЖК и равновесным значением шага спирали 4 мкм на слоях толщиной 40–100 мкм в области частот 1–4 МГц установлены закономерности изменения периода L доменов в надпороговом режиме по мере увеличения амплитуды сжатия при относительном растяжении холестерической структуры, равном $\delta = 0$, и постоянных значениях P_0 , d и f , указанных выше. Экспериментальные данные, представленные на рис. 4а, показывают, как меняется период L доменов при повышении напряжения на излучателе, которое выражено через отношение U/U_0 , в слоях толщиной 40, 60, 80 и 100 мкм (обозначения

\blacklozenge , \blacksquare , \blacktriangle и \times соответственно) на частоте 2.95 МГц при $\delta = 0$. Видно, что за порогом эффекта по мере увеличения интенсивности воздействия период доменов L уменьшается и при напряжении $U^* \approx 2U_0$ выходит на постоянный уровень L^* , при этом отношение $L/L^* \approx 1.5$. По данным опытов при $\delta = 0$ для ХЖК с равновесными значениями шага спирали P_0 , равными 2 и 10 мкм, во всей указанной выше области частот такие закономерности сохраняются.

Экспериментальные данные об изменении периода L доменов, возникающих в клинообразной ячейке с планарными граничными условиями, по мере повышения относительного напряжения U/U_0 на излучателе УЗ приведены на рис. 4б. Они относятся к доменам, которые наблюдали в пределах 10-й зоны Гранжана, где холестерическая структура растянута ($\delta = 0.84$), при $P_0 = 4.3$ мкм и $f = 3.65$ МГц. В этих условиях за порогом эффекта период доменов L уменьшается с увеличением интенсивности воздействия и при значении $U^* \approx 10U_0$ выходит на постоянный уровень L^* , при этом отношение $L/L^* \approx 1.9$. Во всей указанной выше области частот в опытах на слоях ХЖК с растянутой структурой эта закономерность сохраняется и при меньшем относительном растяжении холестерической структуры δ , равном 0.5.

Результаты этих наблюдений, проведенных на слоях ХЖК в плоской и клинообразной ячейках, показывают, что за порогом эффекта при постоянных значениях P_0 , d и δ независимо от состояния холестерической структуры (равновесное или растянутое) по мере увеличения интенсивности воздействия происходит уменьшение периода доменов до постоянного значения $L^* \approx 0.6L$, при этом значение отношения U^*/U_0 зависит от величины δ : в слое ХЖК с растянутой структурой оно выше, чем при равновесном ее состоянии. Наблюдения также показали, что скорость снижения за порогом эффекта значений периода L к значению L^* в условиях плоской ячейки для рассмотренной области значений d практически не зависит от толщины слоя. Сравнение данных, приведенных на рис. 4а и 4б, позволяет сделать вывод, что растяжение холестерической структуры ведет к понижению скорости уменьшения периода L за порогом эффекта, что соответствует предсказаниям модели [7] и указывает на снижение относительной роли УЗ в поведении доменов за порогом эффекта в слое ХЖК с вынужденным шагом спирали $P > P_0$.

Данные опытов, проведенных в диапазоне частот 1–4 МГц при постоянных значениях P_0 , d и δ , демонстрируют очень слабую зависимость периода доменов L на пороге эффекта от частоты УЗ, причем эти значения L практически не отличаются от значений периода L_0 на пороге эффекта тех доменов, которые возникают при статическом растя-

жении холестерической структуры [6]. При варьировании безразмерного параметра $a = \rho / (k_0^2 \tau \eta)$ от 2 до 14, как показывают оценки, отношение L/L_0 на пороге эффекта сохраняет практически постоянное значение, равное 0.98. (Здесь $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $\eta = 0.5(\alpha_4 + 0.5\alpha_6)$, $\alpha_4 = 0.83 \text{ П}$, $\alpha_6 = -0.34 \text{ П}$.) Значения периода доменов L_0 в ХЖК с шагом спирали P_0 от 2 до 10 мкм были определены в независимом опыте для условий, когда холестерическая жидкость “перетекала” через плоский капилляр, поступая в него из стороннего резервуара по гибкой трубке при ее деформировании [13].

Совокупность экспериментальных данных о надпороговом изменении приведенного периода L/L_0 доменов по мере повышения относительного сжатия $\varepsilon/\varepsilon_{th}$ при значениях предварительного растяжения холестерической структуры, равных 0, 0.5, 0.84, дана на рис. 2 и позволяет провести сопоставление результатов опытов с предсказаниями теории [7]. Здесь использованы следующие обозначения: \blacktriangledown ($\delta = 0$, $P_0 = 4 \text{ мкм}$, $d = 80 \text{ мкм}$, $f = 1.2 \text{ МГц}$), \blacktriangle ($\delta = 0$, $P_0 = 4 \text{ мкм}$, $d = 80 \text{ мкм}$, $f = 2.95 \text{ МГц}$), \square ($\delta = 0$, $P_0 = 2 \text{ мкм}$, $d = 80 \text{ мкм}$, $f = 1.2 \text{ МГц}$), \blacksquare ($\delta = 0$, $P_0 = 10 \text{ мкм}$, $d = 80 \text{ мкм}$, $f = 1.2 \text{ МГц}$), \circ ($\delta = 0.5$, $P_0 = 2.2 \text{ мкм}$, 20-я зона Гранжана, $d \approx 21.5 \text{ мкм}$, $f = 3.65 \text{ МГц}$), \bullet ($\delta = 0.84$, $P_0 = 4.3 \text{ мкм}$, 10-я зона Гранжана, $d \approx 20.4 \text{ мкм}$, $f = 3.65 \text{ МГц}$). Видно, что экспериментальные значения L/L_0 коррелируют с графиками 1–3 теоретической зависимости приведенного периода доменов, которые рассчитаны по формуле (4), от относительной амплитуды сжатия, выраженной через безразмерный параметр $s = \varepsilon/\varepsilon_{th}$, при соответствующих условиях опытов значениях параметров P_0 , d , f и δ .

Анализ представленных данных позволяет сделать вывод, что в области частот, удовлетворяющих условию $\lambda_s > P_0$, и на частотах $f \geq f_b \approx 3.58 \times 10^{-3}(d/P_0)\tau^{-1}$, где действие нелинейного релаксационного механизма образования надмолекулярных структур наиболее эффективно, дает вполне адекватное экспериментальным данным описание надпороговой динамики двумерных доменов в планарном слое ХЖК. В этой связи можно также утверждать, что процессы структурной релаксации в ЖК играют определяющую роль не только при формировании надмолекулярных структур в волновых полях [5, 6], но и при их трансформации за порогом эффекта.

ВЫВОДЫ

Впервые проведено экспериментальное исследование надпороговой динамики надмолекулярных структур типа “квадратной сетки”, которые формируются в слое ХЖК под воздействием УЗ в диапазоне частот, превышающих “граничную” ча-

стоту $f_b \approx 3.58 \times 10^{-3}(d/P_0)\tau^{-1}$, где наиболее эффективно действие акустического нелинейного релаксационного механизма дестабилизации планарной структуры.

Впервые апробирована модель [7], построенная в рамках нового подхода (неравновесная гидродинамика), который кардинально отличается от традиционной методологии. Он учитывает нелинейные поправки в уравнениях гидродинамики, связанные с процессом структурной релаксации, а при определении нелинейных по деформации среды напряжений и моментов, имеющих релаксационную природу, изменение коэффициентов вязкости Лесли из-за перемены ориентационной упорядоченности ЖК при деформации среды в УЗ-полях, а также релаксационное запаздывание этих изменений от деформации.

Сопоставлены надпороговые изменения экспериментальных и теоретических значений периода доменов при повышении уровня воздействия, выраженного через безразмерный параметр $\varepsilon/\varepsilon_{th}$, для слоев толщиной 20–100 мкм ХЖК с равновесным (P_0) и вынужденным ($P > P_0$) шагом спирали в области частот 1–4 МГц. Впервые по результатам измерений изменения периода двумерных доменов за порогом эффекта обоснована значимость влияния растяжения холестерической структуры на динамику “модификации” системы доменов в планарных слоях ХЖК с шагом спирали $P_0 \ll d$.

Показано, что результаты опытов согласуются с данными расчетов, выполненными на основе модели [7], как качественно, так и количественно. Этот факт убедительно доказывает обоснованность привлечения представлений неравновесной гидродинамики для описания структурных переходов в ХЖК в УЗ-полях, а также значимость учета роли релаксационных процессов и состояния спиральной структуры (равновесное или растянутое) при построении моделей, адекватно описывающих экспериментальные данные в области УЗ-частот.

Идея о значимости акустического нелинейного релаксационного механизма дестабилизации планарной структуры мезофазы в поле УЗ-волн, впервые обоснованная применительно к непороговым и пороговым ориентационным переходам в термотропных ЖК различного вида в [3–6], в [7] впервые апробирована применительно к описанию надпороговой динамики надмолекулярных пространственно-периодических структур в ХЖК. Можно также утверждать, что процессы структурной релаксации в ЖК играют определяющую роль не только при формировании надмолекулярных структур различного типа в волновых полях, но и при модификации этих структур за порогом эффекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-02-00099).

Автор пользуется возможностью поблагодарить профессора Э. Гойона (Laboratoire d'hydrodynamique et mécanique physique de l'École Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles de la ville de Paris, Франция) за интерес к рассмотренной проблеме и обсуждение результатов работы, О.В. Романову за программное обеспечение работы и Е.К. Негазину за помощь при постановке опытов на текстурах Гранжана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Handbook of Liquid Crystals. Demus D., Goodby J., et al., Eds. Germany, Weinheim: Wiley-VCH, 1998. V. 2. 503 p.
2. Капустин А.П., Капустина О.А. Акустика жидких кристаллов. М.: Наука, 1985. 247 с.
3. Кожевников Е.Н. Акустооптический эффект в слое нематического жидкого кристалла при бинарном воздействии звуковых и вязких волн // Кристаллография. 2010. Т. 55. № 1. С. 1261–1268.
4. Кожевников Е.Н. Релаксационная природа доменной структуры в холестерическом жидком кристалле при воздействии ультразвука // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 6. С. 777–787.
5. Капустина О.А., Кожевников Е.Н., Чумакова С.П. О роли релаксационных процессов в акустическом механизме образования надмолекулярных структур в нематических жидких кристаллах // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 3. С. 269–278.
6. Капустина О.А. О бинарной природе механизма ориентационной неустойчивости холестерических жидких кристаллов в волновых полях // Кристаллография. 2014. Т. 59. № 3. С. 451–458.
7. Кожевников Е.Н. Структура акустических доменов в холестерическом жидком кристалле при воздействии ультразвука // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 5. С. 657–665.
8. Kapustina O., Loupanov V., Gourova I. Les propriétés acousto-optiques d'un mélange nématique cholestérique // 7th Congrès International sur les cristaux liquides. France. Bordeaux. 1978. P. 78.
9. Пикин С.А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 247 с.
10. Кожевников Е.Н. Доменная структура в холестерическом жидком кристалле при воздействии ультразвука // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1306–1315.
11. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
12. Домаркас В.И., Кажис Р.Ю. Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: МИИТАС, 1975. 168 с.
13. Капустина О.А., Колесникова Н.А., Романова О.В. Вихревой механизм образования двумерных доменов в холестерических жидких кристаллах при воздействии ультразвука // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 1. С. 77–85.