

УДК 534:535

ВИХРЕВОЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ДВУМЕРНЫХ ДОМЕНОВ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УЛЬТРАЗВУКА

© 2004 г. О. А. Капустина, Н. А. Колесникова, О. В. Романова

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника, 4

E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 15.10.2002 г.

Экспериментально обоснована новая теоретическая модель вихревого механизма образования двумерных доменов в планарных слоях холестерического жидких кристаллов под воздействием ультразвука в диапазоне частот, не превышающих обратное время релаксации параметра ориентационного порядка. Определены границы применимости модели.

Одно из свойственных жидким кристаллам (ЖК) замечательных физических явлений – это образование упорядоченных одномерных и двумерных пространственно-модулированных структур (доменов) при различных видах внешних воздействий (акустических, электрических, магнитных и т.п.). Условие существования таких структур носит пороговый характер и определяется равновесием объемных и диссипативных сил, присущих тому или иному виду воздействия [1–3].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования условий образования двумерных доменов в планарных слоях холестерического ЖК с шагом холестерической спирали P_0 много меньшим толщины слоя d при акустическом воздействии на частотах ультразвукового диапазона, где длины вязкой λ_v и упругой λ волн таковы, что справедливы неравенства

$$\lambda_v \ll d, \quad \lambda \gg d.$$

Анализ полученных данных о пороговых характеристиках доменов (амплитуда колебательной скорости V_0^{th} в падающей на слой волне, соответствующая возникновению доменов, пространственный период доменов на пороге эффекта Λ^{th}) выполнен в рамках модели “вихревого” механизма дестабилизации планарной макроструктуры слоя мезофазы, предложенной в работе [4] и постулирующей новый подход к описанию явления.

Известно, что холестерический ЖК имеет слоистое строение и спиральное упорядочение: директор \mathbf{n} , характеризующий локальную ориентацию молекул, при переходе из одной холестерической плоскости в другую равномерно поворачивается в пространстве относительно оси

h спирали (ось z , рис. 1а). Номинальный “свободный” шаг P_0 спирали этой структуры равен $2\pi/q_0$ (q_0 – волновое число спирали). Однако, поскольку состояния n и $-n$ неразличимы, интервал периодичности вдоль оси z равен $P_0/2 = \pi/q_0$. Создав на обеих сторонах тонкого слоя мезофазы тангенциальные граничные условия, можно получить монокристалл холестерического ЖК с так называемой планарной текстурой [2]. Если толщина слоя удовлетворяет условию $d = 0.5mP_0$, где $m = 1, 2, 3, \dots$, то спектральная конформация сохраняет равновесное состояние и имеет свободный шаг P_0 спирали (рис. 1б). В том случае, когда d меньше или больше $0.5mP_0$, спираль вынуждена слегка изменить свой шаг, чтобы полностью удовлетворить этим граничным условиям. При этом возникает неравновесная конформация с вынужденным шагом P спирали, меньшим или большим P_0 в соответствии с тем, сжимается спираль или растягивается.

Эксперименты по наблюдению образования доменов в планарных слоях холестерического ЖК и определению их пороговых характеристик поставлены в условиях, схематично изображенных на рис. 1в. Здесь ЖК 1 заполняет плоский капилляр, образованный тонкой стеклянной пластиной 2 и подложкой 3, внутренние поверхности которых обработаны по традиционной методике создания тангенциальных граничных условий и получения планарной текстуры¹. Толщину слоя холестерического ЖК в ячейке задавали либо с

¹ Для создания планарного расположения молекул холестерического ЖК в слое на ограничивающих его поверхностях ячейки создавали покрытие из поливинилового спирта, которые затем полировали в одном направлении, определяющем ориентацию директора \mathbf{n} .

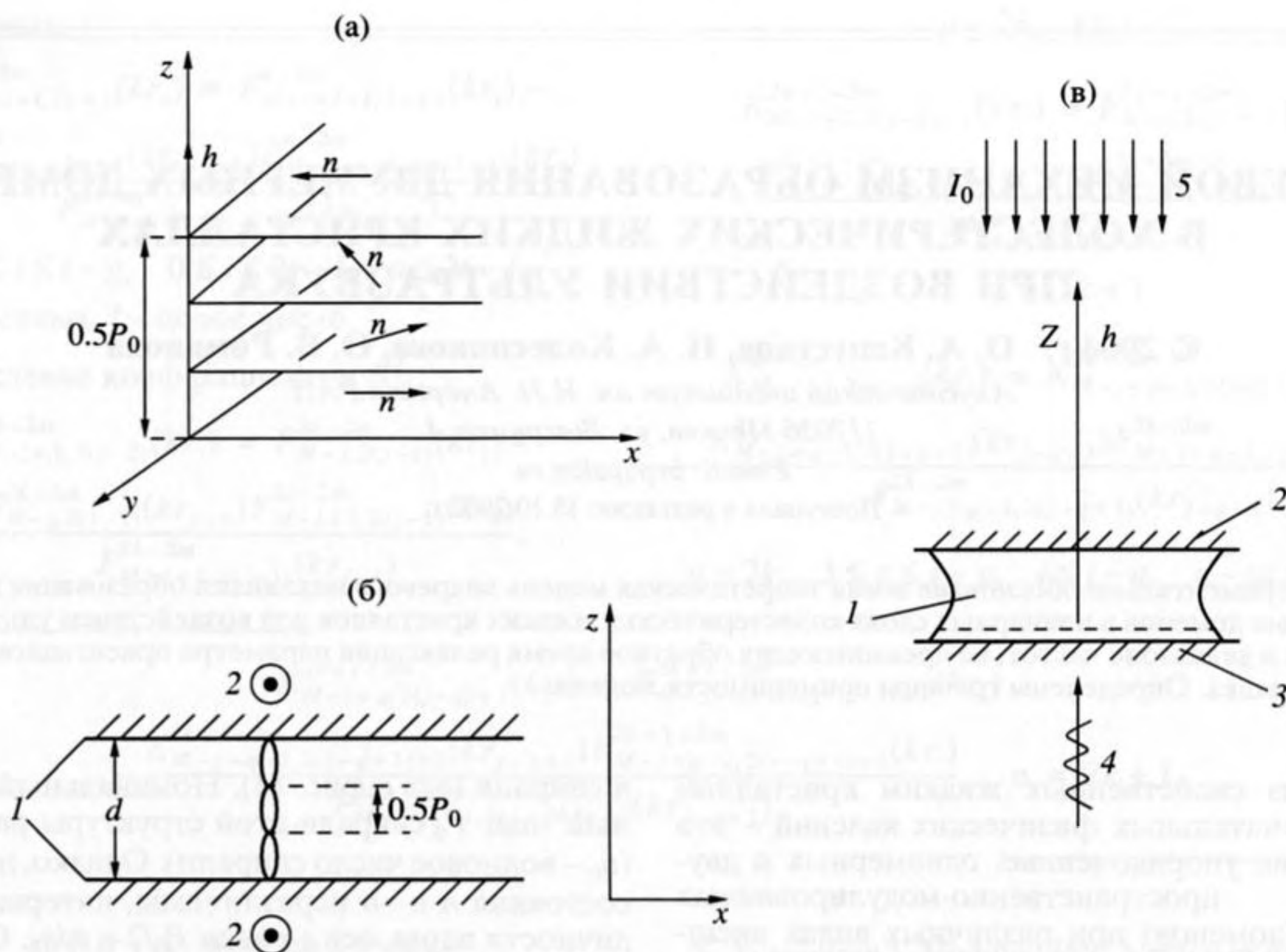


Рис. 1. К анализу воздействия ультразвука на планарную текстуру холестерического ЖК: расположение молекул в холестерической мезофазе; для удобства представления здесь показаны последовательные холестерические плоскости (а); схематическое изображение планарной текстуры холестерического ЖК между двумя поверхностями 1 с тангенциальными граничными условиями, созданными полировкой этих поверхностей в заданном направлении 2; спираль направлена вдоль оси z ; директор всюду горизонтален (б); геометрия задачи и упрощенная схема экспериментов: 1 – холестерический ЖК, 2 – оптически прозрачная пластина (стекло), 3 – подложка с отражающим свет покрытием, 4 – продольная ультразвуковая волна, 5 – световой поток с интенсивностью I_0 , падающий на слой ЖК (в).

помощью торированных прокладок из майлара (10, 40, 80 и 100 мкм), либо путем изменения расстояния между пластинами 2 и 3 в пределах 5–240 мкм при микроперемещениях пластины 2. Использование ячейки с переменной толщиной слоя позволяло в процессе наблюдений не только оценивать степень растяжения или сжатия холестерической структуры с вынужденным шагом спирали P , но и реализовывать равновесные состояния этой структуры, отвечающие условию $d = 0.5mP_0$. Продольная ультразвуковая волна падала на слой ЖК в направлении оси спирали. Частоту ультразвука изменяли в диапазоне 0.35–15 МГц. Для контроля уровня воздействия регистрировали с помощью вольтметра электрическое напряжение, подводимое к излучателям ультразвука, которое затем пересчитывали либо на амплитуду колебаний на границе излучатель/ЖК по описанной в работе [6] методике анализа многослойных колебательных систем, либо на акустическую интенсивность в падающей на слой волне по данным (предварительной) калибровки излучателя, выполненной методом акустического радиометра. Наблюдения за ориентационным со-

стоянием ЖК в ячейках с постоянной и переменной толщиной слоя проводили поляризационно-оптическим методом в отраженном свете по описанным ранее известным схемам [2, 5, 7].

Исследовались разбавленные растворы холестерических ЖК (холестерилхлорид, холестерилнонаноат, холестерилпропионат) в нематическом ЖК (ЖК 404) с большим по сравнению с длиной волны света λ_0 шагом спирали P_0 , составляющим 2, 4, 10 и 30 мкм². Величину шага измеряли описанным в литературе методом Кано–Гранжана [8].

Эксперименты ставились следующим образом: увеличивали напряжение на излучателе ультразвука и с помощью поляризационного микроскопа наблюдали за изменениями ориентационного состояния планарных слоев ЖК трех исследуемых растворов в условиях однородного (частоты 0.9–15 МГц) и квазиоднородного (частоты 0.35–3.65 МГц) волнового поля. Эти наблюдения показали, что при достижении порогового на-

² Известно, что, когда длина волны света соизмерима с шагом спирали, оптические свойства холестерических ЖК изменяются коренным образом [8].

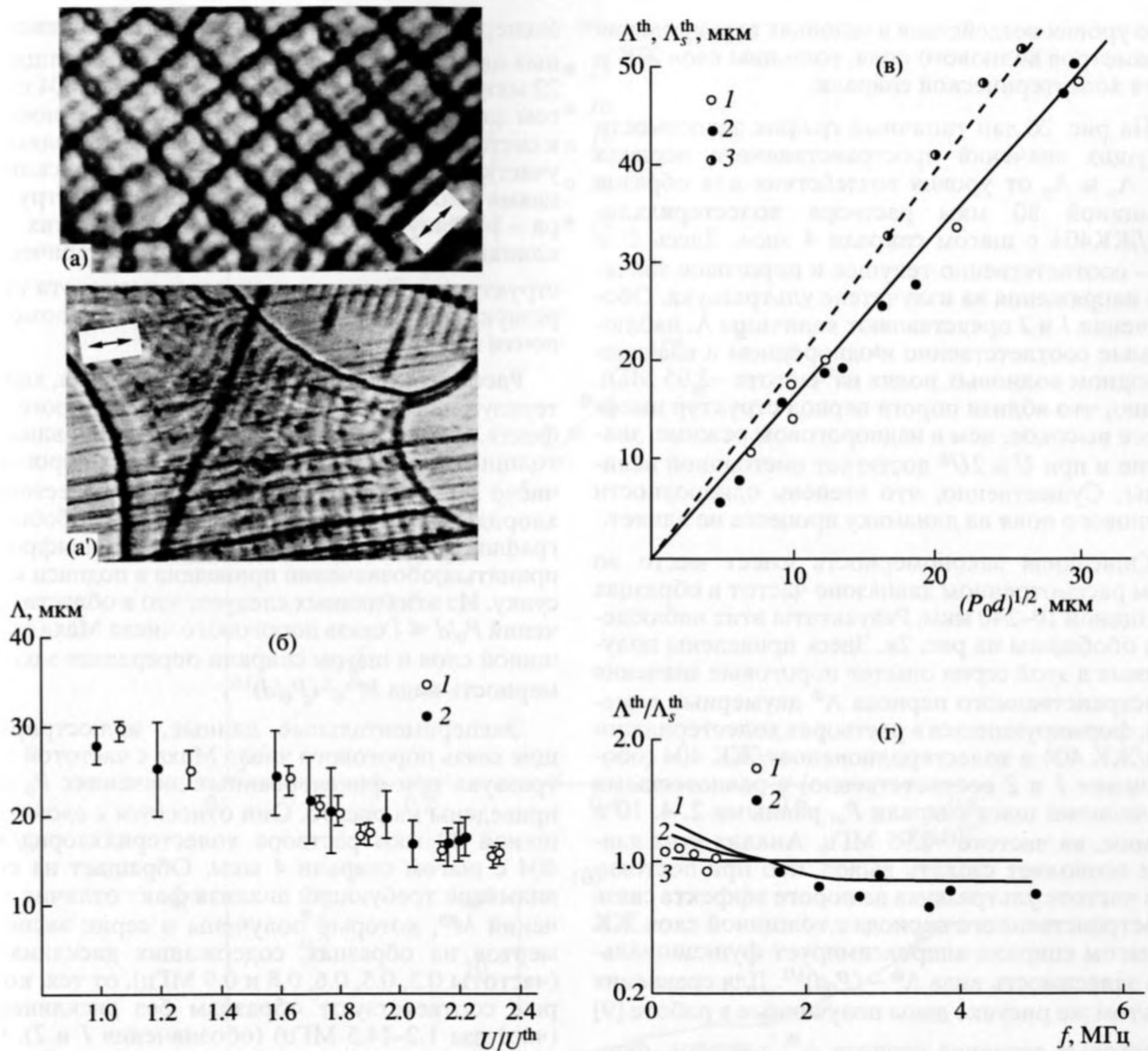


Рис. 2. К анализу закономерностей, определяющих пространственный период доменов: оптические картины искажения планарной текстуры в ультразвуковом поле в образце, свободном от дисклинаций, и с дисклинациями, которые вынуждают “квадратную сетку” слегка изменять свою ориентацию по отношению к направлению линий полировки подложки, изображенному символом \longleftrightarrow (вид сверху, увеличение микроскопа на двух кадрах – различное): толщина слоя 40 мкм; шаг спирали 4 мкм, частота ультразвука 0.375 МГц, пространственный период сетки $\sim 19.5 \times 19.5$ мкм (а и а’); зависимость периода доменов от уровня воздействия для слоя толщиной 80 мкм в однородном и квазиоднородном волновых полях (обозначения 1 и 2); шаг спирали 4 мкм; частота 2.95 МГц (б); связь периода доменов на пороге эффекта с толщиной слоя и шагом спирали в растворах холестерилхлорид/ЖК 404 и холестерилнонаноат/ЖК 404 (обозначения 1 и 2) в условиях воздействия ультразвука (частота 2.95 МГц) и в растворе холестерилхлорид/МББА при статическом растяжении (обозначение 3) (в); влияние частоты ультразвука на приведенный период доменов при толщине слоя 22 мкм и шаге спирали 4 мкм: кривые 1–3 – теоретическая зависимость периода при значениях параметра растяжения δ , равных 0.01, 0.5 и 0.9; обозначения 1 и 2 представляют экспериментальные значения периода в растворе холестерилхлорид/ЖК 404 для слоев, содержащих дисклинации, и без них (г).

пряжения U^{th} в слое возникает неоднородное распределение ориентации директора \mathbf{n} , которое оптически проявляется в виде двумерной системы равноудаленных светлых линий, параллельных и перпендикулярных расположению директора в исходном невозмущенном ориентационном состоянии слоя. Это так называемая “квадратная

сетка” с пространственным периодом Λ_x и Λ_y , стороны которой параллельны и перпендикулярны направлению полировки граничных поверхностей ячейки (рис. 2а, а’).

Чтобы описать этот эффект количественно, проведены опыты по изучению динамики развития структур, определению их периода и порога-

вого уровня воздействия в условиях варьирования параметров волнового поля, толщины слоя ЖК и шага холестерической спирали.

На рис. 2б дан типичный график зависимости текущих значений пространственного периода $\Lambda = \Lambda_x \cong \Lambda_y$ от уровня воздействия для образца толщиной 80 мкм раствора холестерилхлорид/ЖК404 с шагом спирали 4 мкм. Здесь U и U^{th} – соответственно текущее и пороговое значения напряжения на излучателе ультразвука. Обозначения 1 и 2 представляют величины Λ , наблюдаемые соответственно в однородном и квазиоднородном волновых полях на частоте ~ 2.95 МГц. Видно, что вблизи порога период структур имеет более высокое, чем в надпороговом режиме, значение и при $U \cong 2U^{\text{th}}$ достигает постоянной величины. Существенно, что степень однородности волнового поля на динамику процесса не влияет.

Описанная закономерность имеет место во всем рассмотренном диапазоне частот в образцах толщиной 10–240 мкм. Результаты этих наблюдений обобщены на рис. 2в. Здесь приведены полученные в этой серии опытов пороговые значения пространственного периода Λ^{th} двумерных доменов, формирующихся в растворах холестерилхлорид/ЖК 404 и холестерилнонаноат/ЖК 404 (обозначения 1 и 2 соответственно) с равновесными значениями шага спирали P_0 , равными 2, 4, 10 и 30 мкм, на частоте ~ 2.95 МГц. Анализ этих данных позволяет сделать вывод, что при постоянной частоте ультразвука на пороге эффекта связь пространственного периода с толщиной слоя ЖК и шагом спирали аппроксимирует функциональная зависимость вида $\Lambda^{\text{th}} \sim (P_0 d)^{1/2}$. Для сравнения на этом же рисунке даны полученные в работе [9] пороговые значения периода Λ_s^{th} доменов, формирующихся в планарных слоях раствора холестерилнонаноат/МББА с шагом спирали 12 мкм в условиях статического растяжения (обозначение 3). Видно, что характерная для ультразвукового поля закономерность сохраняется, но в этих условиях угловой коэффициент аппроксимирующего ее графика выше. Далее эти значения Λ_s^{th} будут использованы в качестве параметра нормирования при представлении экспериментальных значений Λ^{th} , что позволит упростить сопоставление экспериментальных и теоретических данных. Отметим, что представленные выше значения Λ_s^{th} получены для раствора, содержащего классический нематический ЖК *N* – (*n*-метоксибензильден) – *n*-бутиланилин (МББА), который является одной из компонент нематической смеси ЖК-404, используемой в наших опытах.

Связь пространственного периода доменов с частотой ультразвука представляет совокупность

экспериментальных значений $\Lambda^{\text{th}}/\Lambda_s^{\text{th}}$, приведенных на рис. 2г. Они получены для слоя толщиной 22 мкм раствора холестерилхлорид/ЖК 404 с шагом спирали 4 мкм. Обозначения 1 и 2 относятся к системам доменов, которые сформировались на участках слоя, ограниченных парными дисклинациями (см. рис. 2а), где холестерическая структура – растянута [2], и в условиях, когда этих дисклинаций нет (равновесная холестерическая структура)³. Согласно этим данным частота ультразвука на пространственный период доменов почти не влияет.

Рассмотрим основные закономерности, характеризующие величину воздействия на пороге эффекта. Результаты опытов по изучению влияния толщины слоя ЖК и шага спирали на пороговое число Маха $M^{\text{th}} = V^{\text{th}}/c$ для растворов холестерилхлорид/ЖК 404 на частоте 2.95 МГц обобщает график, представленный на рис. 3а. Расшифровка принятых обозначений приведена в подписи к рисунку. Из этих данных следует, что в области значений $P_0/d \ll 1$ связь порогового числа Маха с толщиной слоя и шагом спирали определяет закономерность вида $M^{\text{th}} \sim (P_0/d)^{1/2}$.

Экспериментальные данные, иллюстрирующие связь порогового числа Маха с частотой ультразвука при фиксированных значениях P_0 и d , приведены на рис. 3б. Они относятся к слою толщиной 22 мкм раствора холестерилхлорид/ЖК 404 с шагом спирали 4 мкм. Обращает на себя внимание требующий анализа факт отличия значений M^{th} , которые получены в серии экспериментов на образцах, содержащих дисклинации (частоты 0.3, 0.5, 0.6, 0.8 и 0.9 МГц), от тех, которые соответствуют образцам без дисклинаций (частоты 1.2–14.5 МГц) (обозначения 1 и 2). Существенно, что в каждой из этих областей изменение частоты ультразвука на пороговое число Маха практически не влияет.

Обсудим представленные выше экспериментальные данные о поведении пороговых характеристик двумерных доменов в холестерических ЖК с позиций теоретической модели [4]. Традиционно теоретический анализ структурных превращений в ЖК проводили в рамках макроскопического подхода [1–3], сформулированного еще в 70-е годы 19-го века Лесли–Эриксоном и базирующегося на классической линейной гидродинамике, которая учитывает только анизотропию вязких свойств ЖК. Эта концепция не потеряла своего значения до настоящего времени. Определенные трудности возникли при анализе акустически индуцированных доменов. Оказалось, что

³ Из-за конструктивных особенностей ячеек, использованных в области наиболее низких частот (0.3–0.9 МГц), получить однородные слои ЖК, свободные от дисклинаций, в этой серии опытов не удалось.

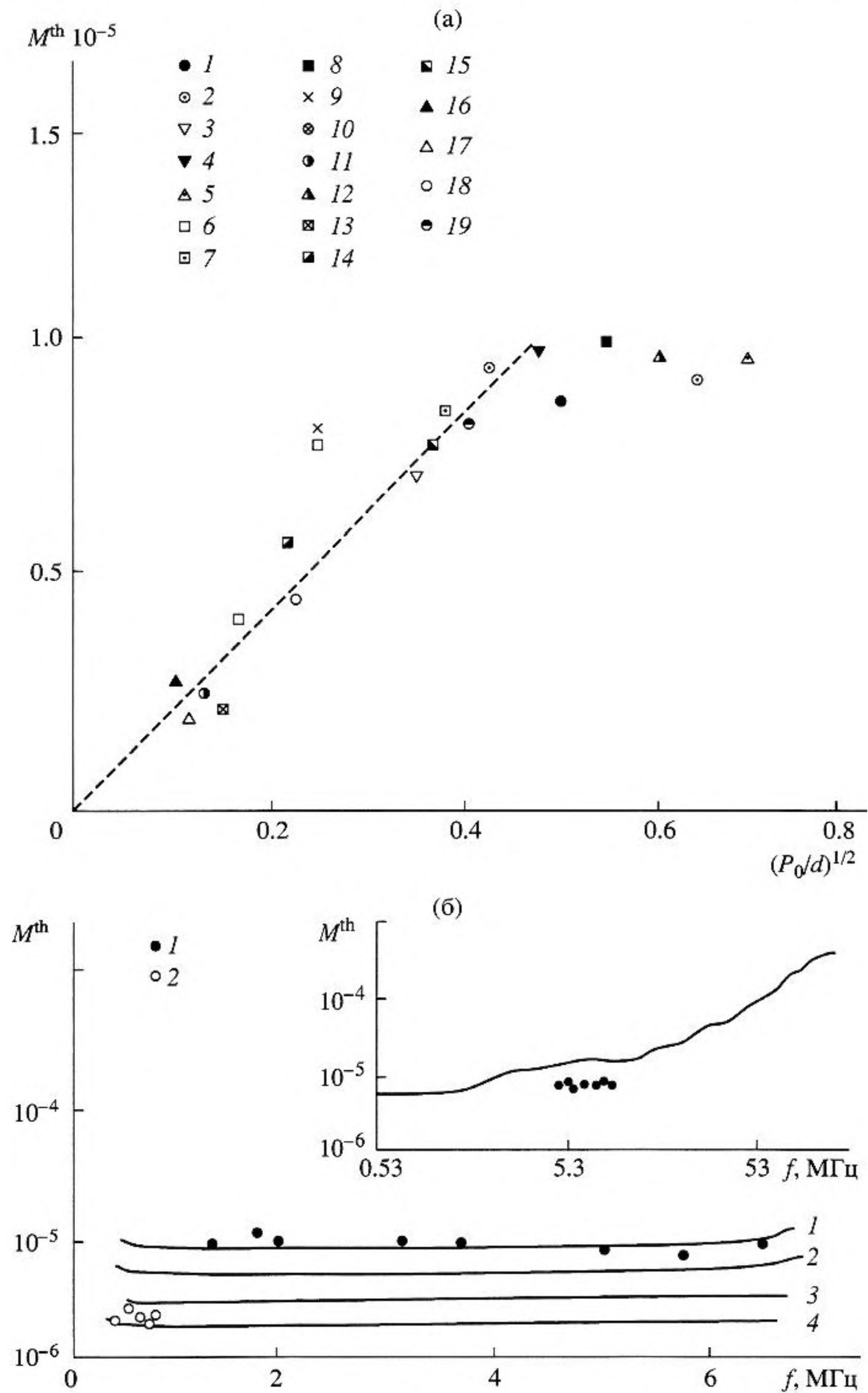


Рис. 3. Основные закономерности, определяющие поведение порога эффекта: влияние толщины слоя и шага спирали на пороговое число Маха для раствора холестерилхлорид/ЖК 404 на частоте 2.95 МГц; величины P_0 и d представлены в следующих обозначениях: (1) 2 мкм и 10 мкм; (2) 4 мкм и 10 мкм; (3) 2 мкм и 22 мкм; (4) 4 мкм и 22 мкм; (5) 10 мкм и 22 мкм; (6) 2 мкм и 40 мкм; (7) 4 мкм и 40 мкм; (8) 10 мкм и 40 мкм; (9) 4 мкм и 80 мкм; (10) 10 мкм и 80 мкм; (11) 2 мкм и 90 мкм; (12) 30 мкм и 90 мкм; (13) 2 мкм и 100 мкм; (14) 4 мкм и 100 мкм; (15) 10 мкм и 100 мкм; (16) 2 мкм и 240 мкм; (17) 4 мкм и 240 мкм; (18) 10 мкм и 240 мкм; (19) 30 мкм и 240 мкм (а); связь порогового числа Маха с частотой ультразвука для слоя толщиной 22 мкм и шага спирали 4 мкм: теоретическая частотная зависимость при значениях параметра растяжения, равных 0, 0.5, 0.7 и 0.9 (кривые 1–4); экспериментальные значения порога в области частот 0.3–6 МГц для слоев, содержащих дисклинации, и без них (обозначения 1 и 2 соответственно); на вставке даны теоретические и экспериментальные значения порога в области высоких частот для слоев, свободных от дисклинаций (б).

общепринятый подход дает адекватное опытным данным описание эффекта только на частотах звукового диапазона [10, 11]. В работе [5] была убедительно экспериментально доказана применительно к холестерическим ЖК полнота несостоятельности в области ультразвуковых частот теоретической модели [12, 13], основанной на уравнениях линейной гидродинамики, даже в том случае, когда учитывался факт существования в планарном слое областей с растянутой холестерической структурой. Позднее для нематических ЖК было установлено [14], что только переход на позиции неравновесной термодинамики и учет релаксационных явлений в мезофазе, приводящих к анизотропии динамической упругости, позволяет в рамках классической гидродинамики практически полностью согласовать результаты расчета пороговых характеристик доменов и данные экспериментов у этого типа ЖК в области частот 1–10 МГц. Распространение этого подхода на анализ структурных превращений в планарных слоях холестерических ЖК в ультразвуковом поле привело к созданию теоретической модели “вихревого” механизма образования доменов [4], к обсуждению которой мы переходим.

“Вихревая” модель опирается на решение классических уравнений гидродинамики, в которых учтено универсальное свойство среды: способность восстановления термодинамического равновесия, нарушаемого сжатиями и разрежениями в ультразвуковой волне. Согласно [4], релаксационные процессы меняют характер движения холестерической жидкости и приводят к анизотропии динамического модуля упругости $\Delta E = DE(\omega\tau)^2/[1 + (\omega\tau)^2]$. Здесь $\omega = 2\pi f$, f – частота ультразвука, τ – время релаксации параметра ориентационного порядка, $2DE = (E_{\parallel} - E_{\perp})|_{\omega=0}^{\omega=\infty}$ – дисперсионный скачок анизотропии упругого модуля среды при ее сжатии в ультразвуковой волне вдоль оси кристалла (E_{\parallel}) и в перпендикулярном ей направлении (E_{\perp}). Общая схема формирования двумерных доменов, следующая из вихревой модели, такова: случайное периодическое вдоль холестерического слоя отклонение директора от равновесной ориентации вызывает сдвиговые напряжения и моменты, под влиянием которых возникают вихревые осциллирующие потоки холестерической жидкости с той же периодичностью. Смещения частиц среды в этих потоках запаздывают по фазе относительно ее сжатия ϵ в ультразвуковой волне, что приводит к появлению нелинейных стационарных моментов вида $\overline{\gamma\theta\epsilon}$, которые увеличивают первоначальный случайный поворот директора. На пороге эффекта действие этих вращающих моментов компенсируют упругие моменты Франка, которые стремятся сохранить исходное расположение холестерических

слоев. Однако с повышением интенсивности ультразвука этот баланс нарушается и, как компромисс, возникает периодическое по осям x и y искажение поля директора, которое можно описать двумя угловыми переменными [4]: $\theta, \varphi \sim \exp(iq_x x + iq_y y) \sin q_z z$. Здесь и выше θ и φ – углы, определяющие отклонение молекул соответственно от невозмущенной холестерической плоскости и от первоначальной ориентации в этой плоскости, q_x, q_y, q_z – волновые числа искажения по осям x, y и z ; $q_z = 2\pi/d$; γ – вращательная вязкость ЖК. Согласно [4] для физической ситуации, адекватной условиям описанных выше экспериментов и растянутой вдоль оси спирали (ось z) холестерической структуры⁴, пороговое число Маха в падающей на слой волне в самом общем виде представляет следующее соотношение:

$$M^{\text{th}}(\omega, q_i) = [\eta K_{33}(3 + \beta)q_s^4/32\gamma q_0^2 DE]^{1/2} F(\omega, q_i), \quad (1)$$

где $K = K_{11} = K_{33}$ и K_{22} – упругие постоянные Франка, $\beta = K_{22}/K$, $q_s = 2\pi[2\beta/(3 + \beta)]^{1/4}/(P_0 d)^{1/2}$, $\eta = 0.5(\alpha_4 + 0.5\alpha_6)$, α_4, α_6 – коэффициенты вязкости Лесли. Волновое число доменов на пороге эффекта определяется из условия минимума функции $F(\omega, q_i)$ по значениям q_i . Ввиду его громоздкости выражение для $F(\omega, q_i)$ здесь опущено. Для качественных оценок воспользуемся аналитическими представлениями пороговых характеристик, следующими из формулы (1), для низких и высоких частот. Согласно [4], имеем:

$$\text{при } \omega \gg \omega_1 \quad M^{\text{th}} \sim \omega^{1/2},$$

$$\Lambda^{\text{th}} = \Lambda_s^{\text{th}} \left\{ (a + 2\delta) / [1 + (1 + a^2 + 2a\delta)^{1/2}] \right\}^{1/2} \sim (P_0 d)^{1/2} \quad (2)$$

$$\text{при } \omega \ll \omega_1 \quad M^{\text{th}} \sim \omega^{-1/2},$$

$$\Lambda^{\text{th}} \approx \Lambda_s^{\text{th}} / \sqrt{2} a \omega \tau \sim (P_0 d)^{1/2} \omega^{-1}. \quad (3)$$

Здесь $\Lambda_s^{\text{th}} = \frac{\pi\sqrt{2}}{q_s} = (P_0 d)^{1/2} [(3 + \beta)/8\beta]^{1/4}$ – пороговое значение периода двумерных доменов, которые, согласно теории [14], возникают в планарном слое холестерического ЖК в условиях статического растяжения холестерических слоев в направлении оси спирали, если величина этого

⁴ Известно, что такое растяжение холестерической структуры вдоль оси спирали может быть вызвано непараллельностью границ слоя вблизи линий Гранжана или наличием парных дисклинаций, на которых меняется число холестерических слоев в слое с параллельными границами [2].

растяжения δ_z достигает критического значения, равного

$$\delta_c = P_0[2\beta(3 + \beta)]^{1/2}/2d, \quad \delta = \delta_z/\delta_c,$$

$$a = (\rho P_0 d/4\pi^2 \eta \tau)[(3 + \beta)/2\beta]^{1/2},$$

$$\omega_1 = (2\pi\eta/\rho P_0 d)[2\beta/(3 + \beta)]^{1/2}.$$

Существует область частот, определяемых неравенством $\omega_1 < \omega < \omega_2$, где действие вихревого механизма наиболее эффективно, а связь пороговых характеристик с толщиной слоя, шагом спирали и частотой ультразвука описывают следующие соотношения:

$$\Lambda^{\text{th}} = \Lambda_s^{\text{th}} = \sqrt{2\pi/q_s} \sim (P_0 d)^{1/2}, \quad (4)$$

$$M^{\text{th}} \approx (q_s/q_0)\{\rho K_3(3 + \beta)(1 - \delta)/16\gamma\tau DE\}^{1/2} \sim (P_0 d)^{1/2}, \quad \omega_2 = 1/\tau. \quad (5)$$

Оценки, следующие из формул (2)–(4), показывают, что связь пространственного периода доменов с толщиной слоя и шагом спирали определяет закономерность вида $\Lambda^{\text{th}} \sim (P_0 d)^{1/2}$, а влияние частоты ультразвука может проявиться только в области значений $\omega \ll \omega_1^5$. Эти предсказания теории коррелируют с представленными на рис. 2в и 2г экспериментальными данными. Взаимосвязь порогового числа Маха с шагом спирали и толщиной слоя в области значений $P_0/d \ll 1$ также совпадает с экспериментальной зависимостью вида $M^{\text{th}} \sim (P_0 d)^{1/2}$ (см. рис. 3а). Вывод теории о слабой частотной зависимости порога образования доменов в области, определяемой неравенством $\omega_1 < \omega < \omega_2$, качественно согласуется с результатами его измерений (см. рис. 3б). Особенности поведения порога на частотах $\omega < \omega_1$ и $\omega > \omega_2$, а также отмеченной в эксперименте аномалии в значениях M^{th} , полученных на образцах с дисклинациями, находят объяснение при количественном сопоставлении экспериментальных и теоретических значений пороговых характеристик доменов.

На рис. 4 представлена теоретическая зависимость приведенного периода доменов $\Lambda^{\text{th}}/\Lambda_s^{\text{th}}$ от введенного в теории параметра “ a ”, характеризующего влияние толщины слоя и шага спирали, для значений относительного растяжения холестерической структуры, равных 0.01, 0.2 и 0.9 (кривые 1–4), в области частот $\omega \gg \omega_1$. При этих расчетах приняты следующие значения материальных постоянных ЖК: $\eta = 0.05$ Па, $\rho = 10^3$ кг/м³, $\tau = 3 \times 10^{-8}$ с, $\beta = 2.8 \times 10^{-2}$. Экспериментальные величины $\Lambda^{\text{th}}/\Lambda_s^{\text{th}}$, приведенные на этом рисунке,

⁵ Оценки показывают, что в рассмотренной области значений P_0 и d частота $f_1 = \omega_1/2\pi$ не превышает 0.5 МГц.

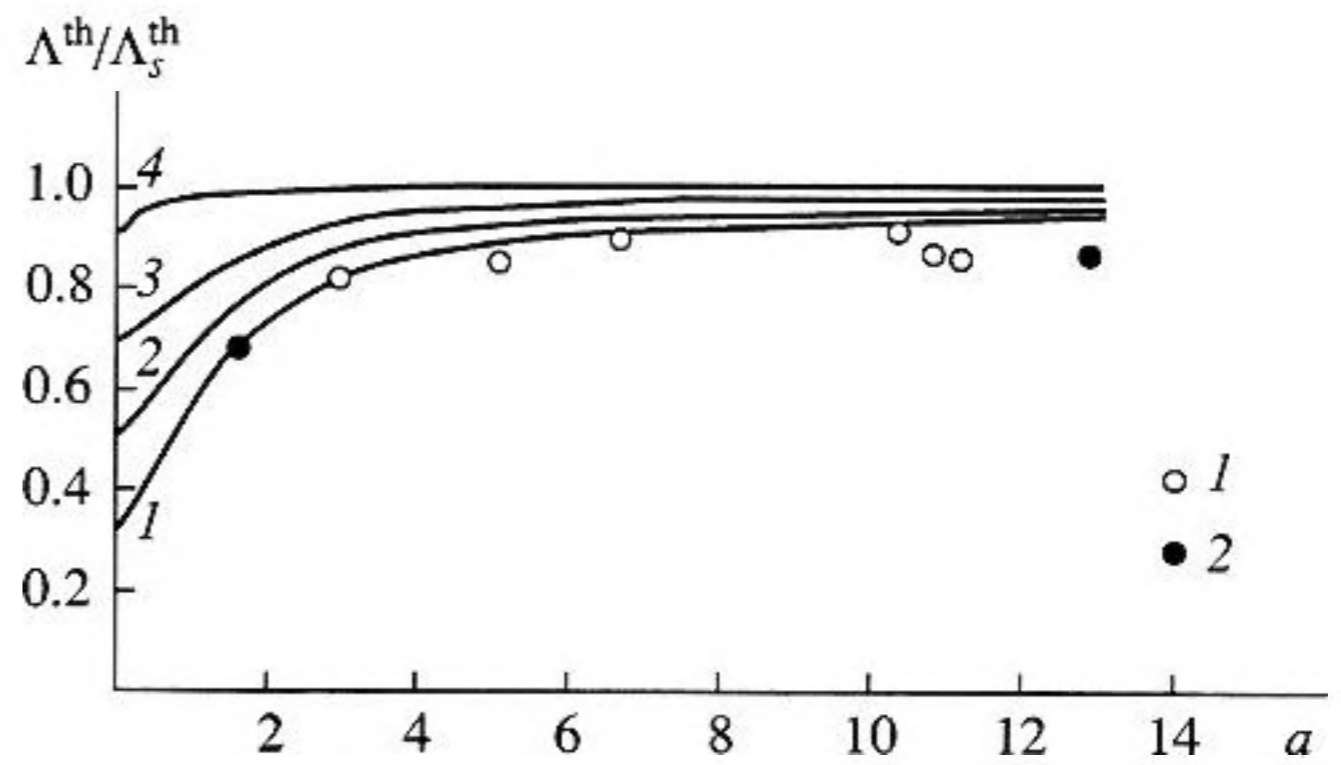


Рис. 4. Сравнение экспериментальной и теоретической зависимостей приведенного периода доменов на пороге эффекта от параметра a ; частота ультразвука 2.95 МГц; расчеты проведены для значений относительно растяжения слоя 0.01, 0.2, 0.5 и 0.9 (графики 1–4); экспериментальные значения порога относятся к растворам холестерилхлорид/ЖК 404 с шагом спирали 2 и 4 мкм (обозначения 1 и 2).

относятся к растворам холестерилхлорид/ЖК 404 с шагом спирали 2 и 4 мкм (обозначения 1 и 2) при толщинах слоя, равных соответственно 10, 40, 80, 100, 240 мкм и 10, 22, 40, 80, 100 мкм и частоте 2.95 МГц. Они получены обработкой данных, приведенных на рис. 2в. Видно, что экспериментальные значения приведенного периода располагаются вблизи теоретической кривой 1, отвечающей относительному растяжению $\delta = 0.01$, что соответствует условиям этой серии экспериментов: наблюдения проводились на образцах со значениями P_0 и d , удовлетворяющими условию $d = mP_0/2$, так что холестерическая спираль “имела возможность вписаться” в капилляр, составленный пластинами ячейки, практически без изменения равновесного значения шага. Отметим существенное на наш взгляд обстоятельство, следующее из теории и подтвержденное экспериментальными данными: в области значений P_0 и d , отвечающих условию $a \gg 1$, приведенный период доменов от относительного растяжения холестерической структуры практически не зависит.

Семейство графиков на рис. 2г представляет рассчитанную по формуле (3) зависимость приведенного периода доменов от частоты ультразвука в диапазоне 0.3–4.5 МГц при постоянных значениях толщины слоя и шага спирали ($d = 22$ мкм, $P_0 = 4$ мкм, $a \approx 10$) [4]. Относительное растяжение спиральной структуры является параметром и принимает значения, равные 0.01, 0.5 и 0.9 (кривые 1–3 соответственно). Видно, что вблизи кривой 1 располагаются экспериментальные значения приведенного периода тех доменов, которые наблюдали в образцах, не содержащих дисклинации, на частотах, превышающих f_1 . Напротив, у доменов, сформировавшихся в слоях ЖК с дис-

клинациями, в области частот, близких к f_1 , приведенные значения периода коррелируют с кривыми 2 и 3, соответствующими более высоким значениям δ . Экспериментальная установка позволяет оценивать относительное растяжение δ лишь по порядку величины, поэтому можно отметить только количественное совпадение экспериментальных и теоретических данных, подтверждающее факт влияния локального растяжения холестерической структуры на период доменов и его взаимосвязь с частотой ультразвука. Из анализа формулы (5), которая представляет поведение порогового числа Маха в области частот, удовлетворяющих условию $\omega_1 < \omega < \omega_2$, связь M^{th} с толщиной слоя и шагом спирали при постоянной частоте ультразвука аппроксимирует закономерность определенного вида: $M^{\text{th}} \sim (P_0/d)^{1/2}$, которую подтверждают результаты экспериментов (рис. 3а). Отклонение от этой закономерности при значениях P_0 , близких к d , связано с нарушением введенного при построении модели [4] ограничения $P_0 \ll d$.

О теоретической частотной зависимости порогового числа Маха можно судить, анализируя приведенное на рис. 3б семейство графиков для холестерического ЖК с шагом спирали 4 мкм при толщине слоя 22 мкм. Величина растяжения δ холестерической структуры здесь является параметром и составляет 0, 0.5, 0.7, 0.9 (кривые 1–4). Видно, что в области частот 0.3–6 МГц при всех значениях δ теоретический порог демонстрирует слабую зависимость от частоты ультразвука. Как показал эксперимент, вблизи теоретической кривой 1, соответствующей равновесному состоянию спирали ($\delta = 0$), располагаются только те значения M^{th} , которые получены у образцов, свободных от дисклинаций, тогда как значения M^{th} образцов с дисклинациями группируются около теоретических кривых 3 и 4, определяющих частотную зависимость порогов для слоев ЖК с растянутой холестерической структурой. Представленные данные позволили выявить причину обнаруженной в опытах аномалии поведения порогового числа Маха при изменении частоты ультразвука и подтвердить постулированную в модели [4] гипотезу о роли локальных изменений шага холестерической структуры в механизме образования доменов. Согласно теории формула (5), графическим представлением которой является семейство кривых 1–4 на рис. 3б, описывает изменение порога доменов в области частот, определяемой неравенством $\omega_1 < \omega < \omega_2$, где значения M^{th} от частоты не зависят. Вне этого частотного интервала, согласно теоретическим представлениям, порог должен нарастать как с понижением, так и с повышением частоты. Такое поведение порога на частотах, превышающих $f_2 =$

$= \omega_2/2\pi = 5.2$ МГц⁶, подтверждает график на вставке к рис. 3б, любезно предоставленный Е.Н. Кожевниковым (расчет выполнен для следующих условий: $d = 100$ мкм, $P_0 = 10$ мкм, $\delta = 0.8$). Однако, судя по приведенным на вставке экспериментальным данным, полученным на частотах, больших f_2 , порог M^{th} от частоты не зависит и имеет почти ту же величину, что и на частотах, меньших f_2 . Это дает основание заключить, что инициированный ультразвуком структурный переход в ЖК представляет сложное явление, определяемое, по-видимому, влиянием различных конкурирующих механизмов [16], и потому не поддается трактовке в рамках одной универсальной модели вихревого механизма. Вместе с тем, выполненный в процессе исследования сравнительный анализ экспериментальных и теоретических данных, характеризующих поведение пороговых характеристик доменов в ЖК при изменении толщины слоя, шага спирали и частоты ультразвука, подтверждает перспективность нового подхода к трактовке ориентационных явлений, базирующегося на традиционных уравнениях линейной гидродинамики и учитывающего не только анизотропию вязких свойств холестерического ЖК, но и связь упругих свойств мезофазы с релаксацией параметра ориентационного порядка.

В заключение отметим, что модель вихревого механизма образования двумерных доменов в планарном слое под воздействием ультразвука для ЖК с шагом спирали много меньшим толщины слоя, разработанная в рамках нового подхода, в целом дает адекватное опытным данным описание картины явления в диапазоне частот, удовлетворяющем условию $f < f_2$. Обсуждавшееся выше отклонение экспериментальных данных о влиянии частоты ультразвука на порог эффекта от предсказаний модели [4], использующей новую идеологию, на частотах, превышающих обратное время релаксации, свидетельствует о необходимости поиска и рассмотрения дополнительных факторов, приводящих к ориентационной неустойчивости планарной структуры холестерического ЖК в ультразвуковом поле для указанной области частот. Следует отметить, что полученные в работе результаты важны как с точки зрения обоснования необходимости привлечения новых идей и подходов к анализу ориентационных явлений в ультразвуковых полях и их апробации применительно к различным типам ЖК, так и развития прикладных аспектов проблемы, связанных с созданием активных акустооптических элементов на ЖК, которые позволяют управлять параметрами светового луча [17].

⁶ По определению, частота f_2 – это величина, обратная времени релаксации τ параметра ориентационного порядка. Принимая в качестве τ типичное для нематических ЖК значение 3×10^{-8} с [15], приходим к $f_2 = \omega_2/2\pi = 5.2$ МГц.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 00-02-17732).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Handbook of Liquid Crystals / Ed. D. Demus et al. Weinheim: WILEY-VCH, 1998. V. 1. P. 549–568.
2. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
3. Пикин С.А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 336 с.
4. Кожевников Е.Н. Влияние ультразвукового поля на структуру холестерического жидкого кристалла // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 4. С. 501–508.
5. Гурова И.Н., Капустина О.А. Неустойчивость текстуры Гранжана холестерического жидкого кристалла в ультразвуковом поле // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 3. С. 338–343.
6. Домаркас В.И., Кажис Р.Ю. Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: МИНТИС, 1975. 256 с.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1986. 646 с.
8. Беляков В.А., Сонин А.С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982. 360 с.
9. Scaramuzza N., Bartolino R., Rerbero G. Buckling instabilities in cholesterics // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 5. P. 8593–8597.
10. Guyon E., Pieranski P. Instability of certain shear flows in nematic liquids // Phys. Rev. A. 1974. V. 9. № 1. P. 404–407.
11. Аникеев Д.И., Капустина О.А. Особенности модулированных структур в жидких кристаллах, индуцированных воздействием звука // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. Вып. 4(10). С. 1328–1338.
12. Кожевников Е.Н. Доменная структура в планарно ориентированных слоях НЖК и ХЖК в ультразвуковом поле // VI Всесоюзная конференция по жидким кристаллам. Чернигов. 1988. Тезисы докладов. Т. 1. С. 121.
13. Кожевников Е.Н. Доменная структура в холестерическом жидком кристалле при воздействии ультразвука // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1306–1315.
14. Аникеев Д.И., Капустина О.А., Лупанов В.Н. Структурные превращения в планарных образцах нематических жидких кристаллов в ультразвуковом поле // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. Вып. 1(7). С. 197–204.
15. Castro C.A., Hikata A., Elbaum C. Ultrasonic attenuation anisotropy in nematic liquid crystal // Phys. Rev. A. 1987. V. 17. № 1. P. 353–362.
16. Physical Properties of Liquid Crystals / Ed. D. Demus et al. Weinheim: WILEY-VCH. 199. P. 447–466.
17. Капустин А.П., Капустина О.А. Акустика жидких кристаллов. М.: Наука, 1985. С. 247.

A Vortex Mechanism for the Formation of Two-Dimensional Domains in Cholesteric Liquid Crystals under the Effect of Ultrasound

O. A. Kapustina, N. A. Kolesnikova, and O. V. Romanova

An experimental verification is presented for the new theoretical model of a vortex mechanism that explains the formation of two-dimensional domains in planar layers of cholesteric liquid crystals under the effect of ultrasound in the range of frequencies not exceeding the inverse relaxation time of the orientational order parameter. The limits of applicability of this model are determined.