

УДК: 534.535

## КРИТЕРИЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ МЕХАНИЗМОВ ОРИЕНТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПОЛЯХ

© 2006 г. О. А. Капустина

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника 4

E-mail: journal@akin.ru

Поступила в редакцию 11.05.05 г.

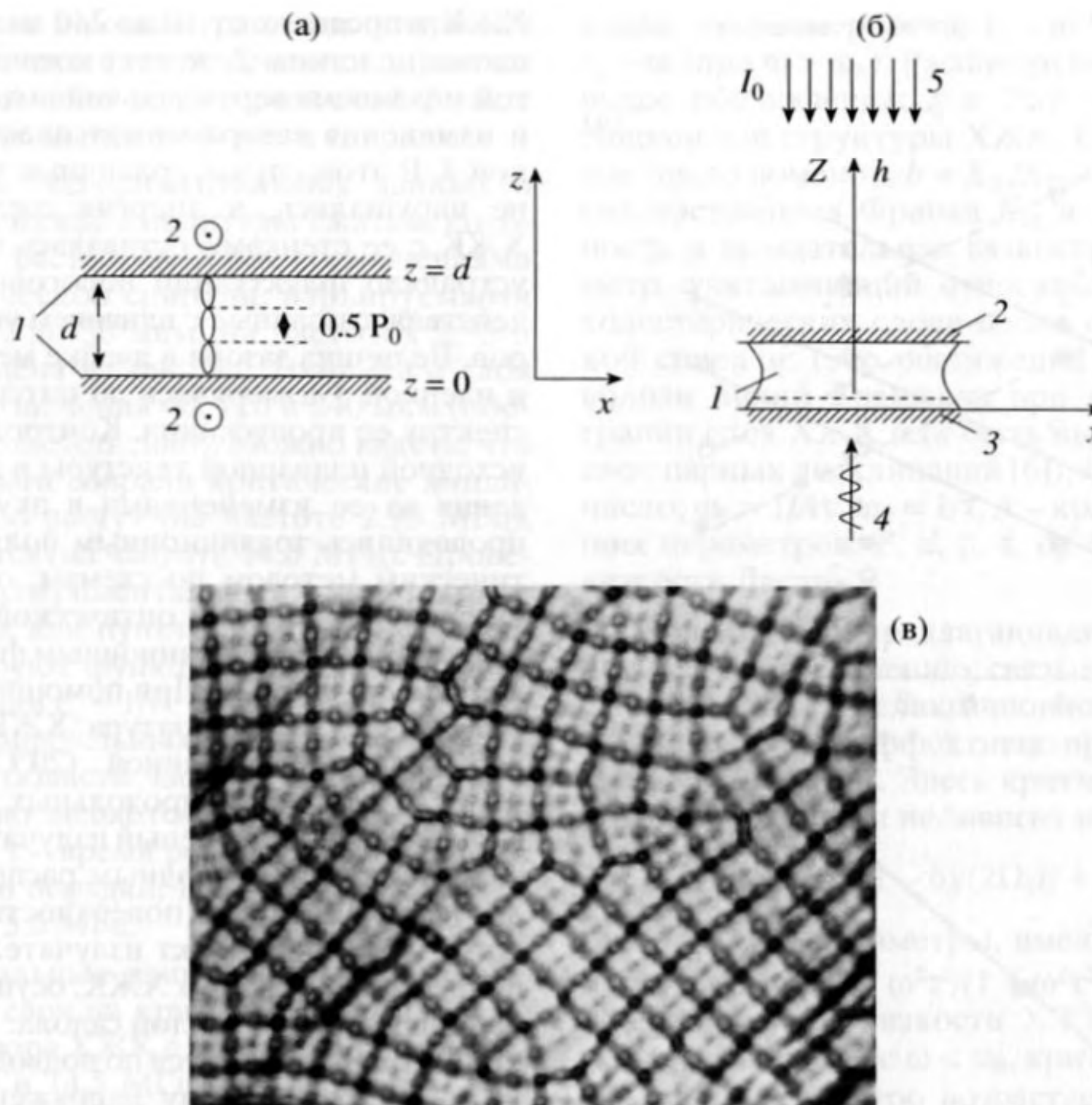
Впервые предложен и экспериментально обоснован критерий идентификации действия двух независимых акустических механизмов (“вихревого” и “релаксационного”) образования системы двумерных доменов в планарном слое холестерического жидкого кристалла в области частот, где длина звуковой волны больше шага холестерической спирали. Представлены результаты измерений критической амплитуды сжатия в слоях мезофазы толщиной от 40 до 240 мкм на частотах меньшей и большей частоты, равной обратному времени релаксации параметра ориентационного порядка в холестерическом жидком кристалле, для разбавленных растворов холестерилхлорида в нематическом жидком кристалле с шагом спирали, варьируемым от 2 до 30 мкм. Экспериментально подтверждена концепция о бинарной природе акустического механизма дестабилизации планарной текстуры холестерического жидкого кристалла в рассматриваемой области частот.

PACS: 61.30.-v;43.35.Ty;43.35.Sx

Одно из свойственных жидким кристаллам уникальных физических явлений – это образование упорядоченных пространственно-модулированных структур (доменов) при различных видах внешних воздействий (акустических, электрических, магнитных и т.п.). Этот эффект имеет “пороговый” характер и определяется равновесием объемных и диссипативных сил, присущих тому или иному виду возмущения. Факт образования под воздействием акустических колебаний в планарном слое холестерического жидкого кристалла (ХЖК) системы двумерных доменов в виде “квадратной сетки” был открыт более четверти века тому назад [1], но до сих пор механизм этого явления однозначно не определен. В последнее время предпринято несколько попыток построения моделей для его объяснения [2, 3]. Наиболее достоверными и интересными среди них представляются модели [4] и [5], основанные на принципиально различных подходах к анализу двумерных структур. Они постулируют существование двух независимых акустических механизмов ориентационной неустойчивости ХЖК: “вихревого” (линейного [4]) и “релаксационного” (нелинейного [5]). Модель I [4] использует традиционный подход, основанный на анализе уравнений линейной гидродинамики ХЖК [6]. Ключевой момент этой теории состоит в том, что в тензор вязкоупругих напряжений введено анизотропное слагаемое, обусловленное релаксацией параметра ориентационного порядка и дисперсионным скачком

анизотропии упругого модуля  $\Delta E$  среды при ее сжатии вдоль и перпендикулярно оси кристалла. Модель I предполагает следующую схему развития “вихревого” механизма процесса дестабилизации планарной текстуры ХЖК в ультразвуковом поле: случайное и периодическое вдоль слоя отклонение директора  $\mathbf{n}$  от равновесной ориентации приводит к появлению сдвиговых напряжений и моментов, пропорциональных скорости деформации среды, которые рожают вихревые осциллирующие потоки жидкости. Запаздывание по фазе смещения частиц в потоках от деформации в акустическом поле, которое обусловлено вязкими напряжениями в потоках и релаксацией параметра ориентационного порядка, приводит к появлению стационарных потоков, увеличивающих начальный поворот директора ХЖК. При превышении критической амплитуды сжатия  $\epsilon_c$ , когда дестабилизирующие моменты превалируют над упругими моментами Франка [6], в слое возникает система двумерных доменов с периодом  $\Lambda$ . Подход, развиваемый в работе [5] (модель II), кардинально отличается от традиционного: в уравнениях гидродинамики впервые учтены нелинейные поправки, связанные с процессом структурной релаксации, а при определении напряжений и моментов, нелинейных по деформации среды и имеющих релаксационную природу, использована микромодель, которая введена в работах [7–9] при статистическом описании жидких кристаллов.





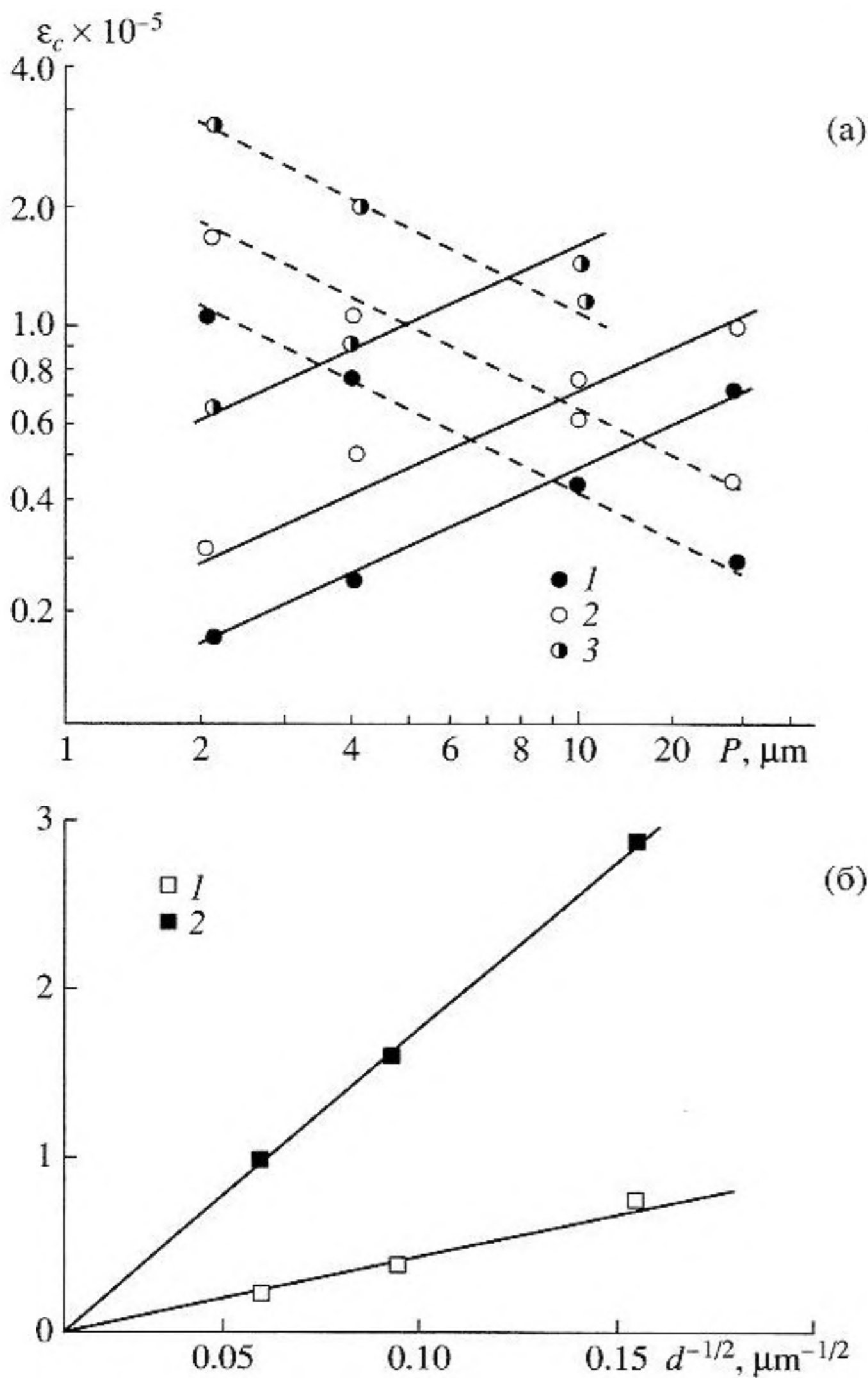
**Рис. 1.** К анализу акустического воздействия на планарную текстуру ХЖК. Геометрия задачи: 1 – поверхности ячейки, имеющие тангенциальные ориентационные граничные условия; 2 – направления “натирания” этих поверхностей; холестерическая спираль располагается вдоль оси  $z$  (а); упрощенная схема эксперимента: 1 – ХЖК, 2 – оптически прозрачная пластина (стекло), 3 – звукопрозрачная пленка с отражающим свет покрытием, 4 – продольная акустическая волна, 5 – световой поток  $I_0$ , падающий на слой ХЖК в направлении нормали (ось  $z$ ) (б); оптическая картина искажения планарной текстуры слоя ХЖК в ультразвуковом поле: частота 2.95 МГц, толщина слоя 40 мкм, шаг спирали 10 мкм (в).

Вопрос о выборе критерия, позволяющего идентифицировать и подтвердить в экспериментах существование различных механизмов, ответственных за образование двумерных доменов в ХЖК, в настоящее время можно назвать одним из главных в проблеме структурных превращений ХЖК в акустических полях, так как он неразрывно связан с обоснованием новой концепции о бинарной природе этого явления. Чтобы получить ответ на этот вопрос, в данной работе проведено экспериментальное исследование изменения структуры планарных слоев ХЖК при величинах акустического воздействия, близких к критическому, и выявлена зависимость критических амплитуд сжатия  $\epsilon_c$  от шага  $P$  холестерической спирали и толщины слоя  $d$  в двух очень разных областях частот, соответственно ниже и выше граничной частоты, равной обратному времени релаксации параметра ориентационного порядка.

Для опытов выбраны ХЖК с равновесными значениями шага  $P$  спирали, равными 2, 4, 10 и

30 мкм. Это – разбавленные растворы холестерилхлорида в жидком кристалле марки ЖК-404 (нематический жидкий кристалл, НЖК). Типичная конфигурация распределения ориентации директора  $\mathbf{n}$  в тонком слое такого раствора, заполняющего ячейку, для тангенциальных ориентационных граничных условий на обеих ее пластинах приведена на рис. 1а. В невозмущенном состоянии ось спирали  $\mathbf{h}$  направлена по нормали к слою (ось  $z$ ), а холестерические слои параллельны границам слоя с координатами  $z = 0; d$ . На этих границах акустические условия таковы, что, если продольная волна сжатия частотой  $\omega$  с амплитудой сжатия  $\epsilon_0$  падает на слой в направлении нормали, то в нем установится стоячая волна вида:  $\epsilon = 2\epsilon_0 \cos[\omega(d-z)/c] \sin \omega t$ , где  $c$  – скорость звука в ХЖК. Рассмотрение проводится для области частот, при которых длины волн в ХЖК больше шага холестерической спирали. Предполагается также, что этот шаг значительно меньше толщины слоя ХЖК.





**Рис. 2.** Связь критической амплитуды сжатия с шагом холестерической спирали для слоев ХЖК толщиной 40, 120 и 240 мкм (обозначения 1–3) на частотах 2.95 и 14.5 МГц (соответственно, сплошные и пунктирные линии) (а); влияние толщины слоя ХЖК на критическую амплитуду сжатия при постоянном значении шага спирали, равном 2 мкм, на частотах 2.95 и 14.5 МГц (обозначения 1 и 2) (б).

Упрощенная схема экспериментальной установки дана на рис. 1б. Раствор ХЖК заполняет плоскую ячейку, составленную пластиной 2 из стекла (акустически жесткая, полностью отражающая звук граница) и звукопрозрачной полимерной пленкой 3 с отражающим свет покрытием. Для создания планарных граничных условий в ячейке на ее внутренние поверхности предварительно наносилось тонкое полимерное покрытие (поливиниловый спирт), а затем эти поверхности натирались в одном направлении, чтобы создать ось легкого ориентирования для молекул ХЖК (метод Шателена [2]). Конструкция ячейки позволяла при наблюдениях варьировать толщину слоя

ХЖК в пределах от 10 до 240 мкм путем перемещения пластины 2, жестко соединенной со штангой механизма вертикальной подачи микроскопа, и изменения зазора между пластиной 2 и пленкой 3. В этом случае граничные условия в ячейке не нарушались, и энергия сцепления молекул ХЖК с ее стенками оставалась постоянной. Это устраняло флуктуации пороговых уровней воздействия, связанные с влиянием указанных факторов. Величина зазора в ячейке между пластиной 2 и пленкой 3 измерялась по интерференционному спектру ее пропускания. Контроль однородности исходной планарной текстуры в ячейке и наблюдения за ее изменениями в акустическом поле проводились традиционным поляризационно-оптическим методом по схемам, описанным в [2]. Полоса пропускания оптической системы, определяемая интерференционным фильтром, составляла  $0.63 \pm 0.6$  мкм. При помощи системы термостабилизации температура ХЖК в ячейке поддерживалась постоянной ( $20^\circ\text{C}$ ) с точностью  $0.5^\circ\text{C}$ . Источником продольных ультразвуковых волн 4 служил кварцевый излучатель (срез Штраубеля) с квазиоднородным распределением амплитуд колебаний по поверхности пластины [10]. Акустический контакт излучателя с ячейкой, заполненной раствором ХЖК, осуществлялся через тонкий переходной слой салола. Уровень воздействия контролировался по подводимому к излучателю электрическому напряжению с помощью вольтметра. Это напряжение затем пересчитывалось в амплитуду сжатия  $\epsilon_0 = 2\omega\xi_0/c$  на границе слоя ХЖК с координатой  $z = 0$  по известной методике расчета амплитуд  $\xi_0$  колебаний в многослойной системе (излучатель–переходный слой–рабочая среда) с учетом ее резонансных свойств [11]. Частоты колебаний составляли 2.95 и 14.5 МГц.

Эксперименты проводились следующим образом: ячейку заполняли раствором ХЖК с определенным значением шага спирали и при перемещении пластины 2 создавали такое состояние холестерической структуры для заданной величины зазора, при котором на расстоянии  $d$  укладывалось целое число полувитков холестерической спирали. В такой ситуации спираль, вписываясь в зазор, не деформируется, и ее шаг в ячейке соответствует свободному шагу  $P_0$  для неограниченного ХЖК [6] (рис. 1а). Затем к излучателю ультразвука подводили электрическое напряжение и повышали его до тех пор, пока не достигали критического значения, при котором в слое возникала система двумерных доменов в виде квадратной сетки; ее составляют равноотстоящие светлые линии, перпендикулярные и параллельные линиям натирания (рис. 1б).

Были проведены две серии опытов на частотах 2.95 и 14.5 МГц по определению критических для образования доменов уровней воздействия на планарные слои ХЖК толщиной 40, 120 и 240 мкм в



четырёх растворах с концентрациями оптически активной компоненты (холестерилхлорид), отвечающими образованию холестерической фазы с указанными выше значениями шага спирали.

Совокупность экспериментальных данных о значениях критической амплитуды сжатия, которые относятся к растворам ХЖК со значениями шага холестерической спирали, варьируемыми в интервале от 2 до 30 мкм, на частотах 2.95 и 14.5 МГц приведена на рис. 2а. Толщина  $d$  слоя здесь принимает значения 40, 120 и 240 мкм (обозначения 1–3, соответственно). Можно видеть, что с увеличением шага спирали критические амплитуды сжатия либо растут (на частоте 2.95 МГц), либо уменьшаются (на частоте 14.5 МГц). Проведенные через экспериментальные точки прямые линии (сплошная или пунктирная, соответственно) аппроксимируют функции вида  $\varepsilon_c \sim P^{1/2}$  (частота 2.95 МГц) или  $\varepsilon_c \sim 1/P^{1/2}$  (частота 14.5 МГц). Из этих экспериментальных данных следует, что при переходе из области частот  $f < f_R$  на частоты  $f > f_R$  кардинально меняется вид функции  $\varepsilon_c(P)$ . Здесь  $f_R = 1/2\pi\tau$ ,  $\tau$  – время релаксации параметра ориентационного порядка. Полагая  $\tau = 3 \times 10^{-8}$  с [2, 6], имеем  $f_R = 5.3$  МГц.

Экспериментальные данные о влиянии изменения толщины слоя на критические амплитуды сжатия для раствора ХЖК с шагом спирали 2 мкм на частотах 2.95 и 14.5 МГц (обозначения 1 и 2) приведены на рис. 2б. Как видно, увеличение толщины слоя  $d$  при постоянном значении шага спирали на обеих частотах приводит к единообразному уменьшению критических амплитуд сжатия, и эту зависимость аппроксимирует функция следующего вида:  $\varepsilon_c \sim d^{-1/2}$ .

Рассмотрим картину образования двумерных доменов в идеальном плоском слое ХЖК с планарной ориентацией молекул для области частот, где длина звуковой волны больше шага холестерической спирали, с позиций моделей, предложенных в работах [4], [5].

Модель I [4], постулирующая вихревой механизм дестабилизации планарного слоя ХЖК, предсказывает весьма неоднозначное изменение порога эффекта с переменной частоты колебаний. Действие этого механизма, согласно теории, наиболее эффективно в области частот, удовлетворяющих условию  $\omega_0 < \omega < \omega_R$ , где критическая амплитуда сжатия слабо зависит от частоты и описывается соотношением вида

$$\varepsilon_c = (k/q)(\rho K_{33}(3+b)(1-\delta)/4\gamma\tau\Delta E \times [1 + \sin(2k_s d)/2k_s d]^{1/2}. \quad (1)$$

Существенно, что за пределами этого диапазона порог эффекта демонстрирует сильную частотную зависимость, а поведение критического значения амплитуды сжатия  $\varepsilon_c$  определяют следу-

ющие закономерности:  $\varepsilon_c \sim \omega^{-1/2}$  (при  $\omega > \omega_0$ ) и  $\varepsilon_c \sim \omega$  (при  $\omega > \omega_R$ ). Расшифруем использованные выше обозначения:  $q = 2\pi/P$  – волновое число спиральной структуры ХЖК,  $k = \pi^2/\Lambda$  – волновое число доменов,  $b = K_{33}/K_{22}$  – отношение упругих постоянных Франка  $K_{22}$  и  $K_{33}$ ,  $\rho$  и  $\gamma$  – плотность и вращательная вязкость ХЖК,  $\delta$  – параметр, учитывающий относительное растяжение холестерических слоев вдоль оси холестерической спирали; (это растяжение может возникать вблизи линий Гранжана при непараллельности границ слоя ХЖК или быть вызвано наличием в слое парных дисклинаций [6]),  $k_s = \omega/c$  – волновое число,  $\omega_0 = 1/A\tau$ ,  $\omega_R = 1/\tau$ ,  $A$  – комбинация следующих параметров:  $P$ ,  $d$ ,  $\rho$ ,  $\tau$ ,  $\alpha_i$ ;  $\alpha_i$  – коэффициент вязкости Лесли.

Модель II [5], предлагающая иное объяснение обсуждаемому явлению, связывает его с действием нелинейного релаксационного механизма, который наиболее эффективно проявляется в области частот  $\omega > \omega_R$ . Здесь критическая амплитуда сжатия от частоты не зависит и равна

$$\varepsilon_c = k\{K_{33}(3+b)(1-\delta)/(2\Omega_1 B + \Omega_2)F(\omega, \tau)\}^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  – параметры, имеющие размерность частоты,  $F(\omega, \tau) = \omega^2\tau^2/(1 + \omega^2\tau^2)$ ,  $B$  – комбинация коэффициентов вязкости ХЖК. С переходом в область частот, где  $\omega < \omega_R$ , критическая амплитуда сжатия  $\varepsilon_c$  быстро возрастает при понижении частоты колебаний, следуя закономерности вида  $\varepsilon_c \sim 1/\omega$ .

Обобщая эти теоретические данные, можно утверждать, что в ХЖК совместное действие вихревого и релаксационного механизмов приводит к сложной зависимости критической амплитуды сжатия от частоты колебаний, причем существуют области частот, где эта амплитуда сохраняет постоянное значение, если не изменяются толщина слоя и шаг холестерической спирали. В описанных выше условиях экспериментов для растворов ХЖК с шагом спирали, варьируемым от 2 до 30 мкм, и слоев толщиной 40–240 мкм границы таких областей определяют частоты, равные  $f_0 = \omega_0/2\pi \geq 0.5$  МГц и  $f_R = 5.3$  МГц. Это означает, что частоты 2.95 и 14.5 МГц, которые были выбраны для постановки описанных выше экспериментов, действительно находятся в тех диапазонах, где доминируют различные акустические механизмы. Факт сохранения постоянного значения критической амплитуды сжатия ( $10^5$ ) для достаточно широкого диапазона частот (1.2–14.5 МГц) в экспериментах [13] имеет следующее объяснение в рамках изложенной выше теории: два независимых механизма эффективно действуют в различных частотных диапазонах, как бы дополняя друг друга. Это обстоятельство и приводит к слабой зависимости критической амплитуды сжатия от частоты колебаний. (Указанное выше значение



критического сжатия  $\epsilon_c$  относится к слою ХЖК толщиной 22 мкм и шагу спирали 4 мкм.)

Следует отметить, что трудность в определении критерия, который позволил бы устанавливать приоритеты в отношении применения той или иной модели и находить вклады в общую картину явления вихревого и релаксационного механизмов для различных частотных диапазонов, связана с тем, что домены разного происхождения невозможно различить визуально. Дело в том, что и вихревой, и релаксационный механизмы “рождают” домены одного и того же размера, равного [4, 5]

$$\Lambda = (Pd)^{1/2}[(3 + b)/8b]^{1/4}. \quad (3)$$

Этот вывод подтверждают результаты наблюдений эффекта в широком диапазоне частот (от 0.3 до 16 МГц) [12, 13]. В этой связи единственно возможный путь идентификации действия двух независимых механизмов сводится к тому, чтобы сопоставить те изменения критических амплитуд сжатия, которые имеют место при варьировании параметров  $P$  и  $d$  в определенных областях частот, удовлетворяющих следующим неравенствам  $\omega_0 < \omega < \omega_R$  и  $\omega > \omega_R$ .

Из теории (см. формулы (1) и (2)) следует важный вывод о кардинальном изменении характера взаимосвязи критической амплитуды сжатия и шага спирали при переходе через граничную частоту  $f_R$ , которая разделяет области наиболее эффективного действия различных по своей природе акустических механизмов: в условиях, где доминирует вихревой механизм дестабилизации (модель I), значения критической амплитуды сжатия  $\epsilon_c \sim P^{1/2}$ , тогда как в сфере влияния релаксационного механизма (модель II) имеет место зависимость вида:  $\epsilon_c \sim P^{-1/2}$ . Вместе с тем, при постоянном значении шага спирали увеличение толщины слоя вызывает снижение критической амплитуды сжатия, при этом обе модели приводят к зависимости вида  $\epsilon_c \sim d^{-1/2}$ . Нетрудно убедиться в корреляции этих предсказаний теории с экспериментальными данными о зависимостях критической амплитуды сжатия от шага спирали и толщины слоя (рис. 2а и 2б). Обращает на себя внимание то, что при некоторых сочетаниях параметров  $P$  и  $d$  критические амплитуды сжатия в разных частотных диапазонах, разделенных частотой  $f_R$ , где работают различные акустические механизмы дестабилизации ХЖК, совпадают по величине. Например, среди представленных на рис. 2а данных такое совпадение имеет место в отношении критических амплитуд сжатия, соответствующих частотам 2.95 и 14.5 МГц и раствору ХЖК с шагом спирали 10 мкм (толщина слоя 120 мкм). В свете представленных выше экспериментальных данных и их интерпретации в рамках моделей I и II можно утверждать, что по виду функций  $\epsilon_c(\omega)$  и  $\epsilon_c(d)$  действие вихревого или ре-

лаксационного механизмов дестабилизации планарного слоя ХЖК идентифицировать нельзя. Экспериментально обнаруженный факт изменения вида функции  $\epsilon_c(P)$ , которая представляет зависимость критического значения амплитуды сжатия от шага спирали ХЖК, при переходе через граничную частоту  $f_R$ , равную обратному времени релаксации параметра ориентационного порядка в ХЖК, можно интерпретировать в рамках гипотезы о доминирующей роли процесса структурной релаксации на высоких частотах. Действительно, при выполнении условия  $\omega\tau > 1$ , критическое значение амплитуды сжатия для “включения” альтернативного вихревого механизма дестабилизации планарной структуры слоя в ультразвуковом поле (модель I), будет расти пропорционально частоте колебаний ( $\epsilon_c \sim \omega$ ). Предпринятые в данной работе попытки выделить вклады этих механизмов в разных частотных диапазонах показали, что существует только один критерий для их идентификации – инверсия вида функции  $\epsilon_c(P)$ , которая сопутствует “смене” одного механизма дестабилизации другим. Тем самым нам удалось подтвердить концепцию о бинарной природе акустического механизма дестабилизации планарного слоя ХЖК в области частот, где длина волны превышает шаг спирали.

Наш основной результат: наиболее яркий с физической точки зрения эффект, который позволяет идентифицировать в эксперименте действие двух альтернативных механизмов дестабилизации (вихревого и релаксационного) и установить их взаимную корреляцию, это – “инверсия” вида зависимости критической амплитуды сжатия от шага спирали. Она будет всегда проявляться при переходе через частоту, равную обратному времени релаксации параметра ориентационного порядка в ХЖК.

В заключение следует отметить значимость развития новых подходов, учитывающих роль релаксационных процессов в макроскопических явлениях, и обоснованность применения представлений статистической механики при анализе структурных переходов в ХЖК. Поскольку ХЖК представляет собой разновидность НЖК (у обоих типов жидких кристаллов имеется ориентационный порядок и отсутствует трансляционный порядок), можно ожидать существенного влияния релаксационных процессов на изменения макроструктуры слоя мезофазы в акустических полях и для НЖК. Однако ограничение на соотношение волновых чисел  $k_z \ll k \ll q$  ( $k_z = \pi/d$ ), введенное при выводе формулы (2) в работе [5], для НЖК нарушается, поэтому у этого типа жидких кристаллов оценка влияния нелинейных релаксационных моментов и напряжений при анализе структурных переходов требует дополнительных исследований.



Автор признателен С.А. Пикину за полезные дискуссии при постановке работы и ее проведении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проекты 00-02-17732 и 04-02-17454.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kapustina O., Loupanov V., Gourova I.*, in: Abstracts "7-eme Congres International sur les cristeaux liquids". Bordeaux, 1978. P. 51.
2. Handbook of Liquid Crystals / Eds. D. Demus et al. Weinheim Wiley-VCH, 1998. V. 1. P. 549–568.
3. *Kapustina O.* Ultrasonic Properties, in: Physical Properties of Liquid Crystals / Eds. D. Demus et al. Weinheim. Wiley-VCH. 1999. P. 447–466.
4. *Кожевников Е.Н.* Доменная структура в холестерическом жидком кристалле при воздействии ультразвука // ЖЭТФ. 1978. Т. 92. № 4. С. 1306–1315.
5. *Кожевников Е.Н.* Релаксационная природа доменной структуры в холестерическом жидком кристалле при воздействии ультразвука // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 6. P. 777–787.
6. *Пикин С.А.* Структурные превращения в жидких кристаллах. 1981, Москва.
7. *Doi M., Edwards S.* Dynamics of rod-like micromolecules in concentrated solution // J. Chem. Soc. Faraday II 1978. V. 74. P. 560–570.
8. *Семенов А.Н.* Реологические свойства жидкокристаллического раствора стержнеобразных молекул // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 549–560.
9. *Osipov M., Terentjev E.* Statistical viscosity theory of nematic liquid crystals // Phys. Lett. A. 1989. V. 134. P. 303–309.
10. *Бергман Л.* Ультразвук. М. Иностранная литература. 1956. 458 с. (*Bergman L.* Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik. Zurich. 1954).
11. *Гурова И., Капустина О.* Неустойчивость холестерического жидкого кристалла в ультразвуковом поле // Письма в ЖЭТФ. 1996. V. 63. № 11. P. 866–870.
12. *Капустина О., Колесникова Н., Романова О.* Вихревой механизм образования двумерных доменов в холестерических жидких кристаллах при воздействии ультразвука // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 1. С. 77–85.
13. *Домаркас В., Кажис Р.* Контрольн-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: МИНТИС, 1975. 256 с.

## Identification Criterion for the Mechanisms of Orientation Instability of Cholesteric Liquid Crystals in Ultrasonic Fields

O. A. Kapustina

*Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences,  
ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia*

*e-mail: journal@akin.ru*

**Abstract**—An identification criterion is proposed and experimentally substantiated for the two independent acoustic mechanisms (vortex and relaxation ones) governing the formation of a system of two-dimensional domains in a planar layer of a cholesteric liquid crystal in the frequency range where the sound wavelength is greater than the step of the cholesteric circuit. The results of measuring the critical compression amplitude in mesophase layers with thicknesses from 40 to 240  $\mu\text{m}$  are presented for frequencies lower and higher than the frequency equal to the inverse relaxation time of the orientation order parameter in a cholesteric liquid crystal. The data are obtained for diluted solutions of cholesterilchloride in a nematic liquid crystal with a circuit step varied from 2 to 30  $\mu\text{m}$ . The concept of the binary nature of the acoustic mechanism that causes destabilization of the planar texture of a cholesteric liquid crystal in the frequency range under consideration is experimentally verified.