

УДК 534.535

## ОСОБЕННОСТИ ЛИНЕЙНЫХ ДОМЕНОВ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ, ИНДУЦИРОВАННЫХ АКУСТО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

© 2006 г. О. А. Капустина, О. В. Романова

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

119036 Москва, Шверника 4

E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 18.08.04 г.

Исследованы особенности линейных доменов, формирующихся в планарном слое нематического жидкого кристалла в условиях воздействия осциллирующего гидродинамического потока, индуцированного сдвиговыми колебаниями звуковой частоты, при произвольных значениях угла между скоростью потока и директором, описывающим ориентацию молекул мезофазы в слое. Показано, что помимо ранее наблюдавшихся доменов с пространственным периодом, сравнимым или большим толщины слоя, возникают пространственно-модулированные структуры, чей период значительно меньше толщины слоя. Установлено существование области критических углов, где их влияние на картину искажения планарной макроструктуры оказывается наиболее значительным.

Акусто-гидродинамическое воздействие на монокристаллический слой жидкого кристалла (ЖК) при определенных условиях приводит к изменению упорядочения молекул, что проявляется в образовании стационарных пространственно-модулированных структур (доменов) различного масштаба и конфигурации [1]. Природа этого явления носит пороговый характер и определяется равновесием объемных и диссипативных сил, присущим тому или иному виду воздействия.

В литературе неоднократно обсуждалась проблема образования линейных доменов в планарных слоях нематического ЖК, помещенного в плоский капилляр, под воздействием осциллирующего течения нематической жидкости с линейным профилем скорости, которое индуцируют сдвиговые колебания одной из составляющих капилляр пластин [1]. Однако до сих пор усилия многочисленных исследовательских групп были направлены на рассмотрение двух частных случаев параллельного ( $\varphi = 0^\circ$ ) [2] и ортогонального ( $\varphi = 90^\circ$ ) [3] расположения директора  $\mathbf{n}$  нематического ЖК и вектора скорости  $\mathbf{V}_y$  осциллирующего потока (рис. 1а).

Необходимость исследования структурных превращений в планарных слоях нематического ЖК в условиях произвольных значений угла  $\varphi$  между директором и скоростью потока неоднократно декларировалась в литературе [1, 4]. Дело в том, что анализ результатов изучения линейных доменов, представленных в работах [2, 3], обнаруживает некоторое различие в поведении пороговых характеристик доменов (пороговая амплитуда колебаний/пороговый градиент скорости, про-

странственный период доменов на пороге эффекта) при изменении толщины слоя ЖК, частоты колебаний и угла  $\varphi$ . В этой связи возникает ряд вопросов, ответ на которые пока найти не удается. Так, неоднократно отмечалась [1, 4] неоднозначность экспериментальных данных, относящихся к указанным выше частным случаям взаимной ориентации векторов  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{V}_y$ , о пространственном периоде доменов и их взаимосвязи с толщиной слоя, амплитудой и частотой колебаний. При  $\varphi = 0^\circ$  в слое толщиной 10 мкм в области частот от 20 Гц до 100 Гц наблюдали крупномасштабные линейные домены, период которых  $\Lambda$  уменьшался с повышением частоты колебаний, при этом отношение  $\Lambda/d$  составляло  $10^2$ – $10^3$ ; существенно, что в этой области частот период до-

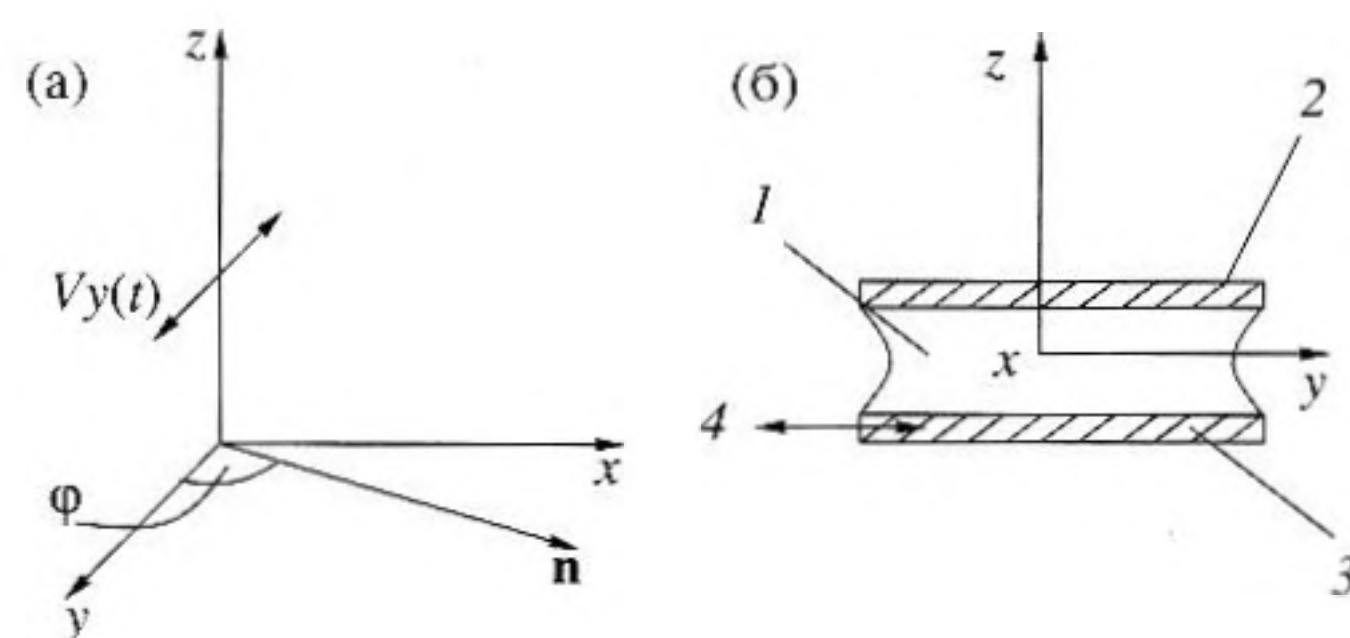


Рис. 1. К анализу пороговых характеристик доменов в планарном слое нематического ЖК: геометрия задачи (а); упрощенная схема эксперимента: 1 – нематический ЖК; 2, 3 – стеклянные пластины; 4 – направление колебаний пластины 3 (б).



менов не зависит от амплитуды, а средняя величина пороговой амплитуды сохраняет постоянное значение, равное около 100 мкм, так что отношение пороговой амплитуды колебаний  $\xi_0^{th}$  к толщине слоя  $\xi_0^{th}/d \gg 1$  [12]. В другом случае ( $\varphi = 90^\circ$ ) в слоях толщиной 100–300 мкм в том же диапазоне частот (1–100 Гц) формируются домены с периодом  $\Lambda \cong 2d$ , а пороговая амплитуда коррелирует с толщиной слоя, при этом во всей рассмотренной области частот она сохраняет постоянное значение [3]<sup>1</sup>. Пока нет ясности, связаны ли эти расхождения с увеличением (более чем на порядок) толщины слоя или с кардинальной переменной направления осциллирующего потока по отношению к директору нематического ЖК.

В настоящей работе исследовано возникновение системы линейных доменов в планарных слоях нематического ЖК при акусто-гидродинамическом воздействии в условиях изменения в интервале от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  угла между скоростью осциллирующего потока и исходной ориентацией молекул мезофазы для области частот, где длина вязкой волны значительно превышает толщину слоя.

Эксперименты по наблюдению образования доменов и определению их пороговых характеристик проведены на установке, упрощенная схема которой дана на рис. 1б. Нематический ЖК 1 заполняет плоский капилляр, образованный стеклянными пластинами 2 и 3, внутренние поверхности которых обработаны по известной методике [7] для получения планарной ориентации молекул в плоскости слоя (плоскость  $OXY$ ). Предусмотрена возможность микроперемещений пластины 2 в направлении оси  $Z$ , что позволяет варьировать в требуемых пределах расстояние между пластинами 2 и 3, определяющее толщину слоя ЖК. Это расстояние контролируется интерферометрическим методом с точностью  $\pm 5$  мкм. Пластина 3 совершает колебания в плоскости  $OXY$  в направлении оси  $Y$ , задаваемые электродинамическим возбудителем, который питается от генератора. Амплитуду колебаний этой пластины  $\xi_0$  измеряли по смещениям нанесенной на ее боковую поверхность риски с помощью микрометрического окуляра микроскопа, который был предварительно откалиброван по тест-объекту. Установка позволяла поворачивать капилляр относительно “оси” колебаний возбудителя и тем самым варьировать угол между направлением оси, т.е. вектором скорости потока, и директором нематического ЖК, в интервале  $0^\circ$ – $90^\circ$ . Оптический блок установки дает возможность контроли-

ровать ориентационное состояние слоя ЖК поляризационно-оптическим и дифракционным методами [7]. Источник света поляризационного микроскопа дополняет интерференционный светофильтр, обеспечивающий оптической системе полосу пропускания  $0.63 \pm 0.6$  мкм. Фотоумножитель, установленный за экраном, на котором при образовании в слое доменов возникает картина дифракции, регистрирует интенсивность дифрагированного света по показаниям вольтметра.

Были проведены опыты с планарными слоями нематического ЖК в виде смеси МББА (метоксибензилиден-*n*-бутиланилин) и ЭББА (этоксидбензилиден-бутиланилин) в условиях, когда угол между директором ЖК и направлением скорости осциллирующего потока принимает одно из значений в интервале от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ ; толщину слоя варьировали в пределах от 10 до 150 мкм, а частоту колебаний в интервале 1–500 Гц. Существенно, что все наблюдения и измерения в этом диапазоне проводились только на тех частотах, где отношение поршневых “паразитных” колебаний пластины [3] в направлении оси  $Z$  к амплитуде колебаний сдвига не превышало 0.001, что позволяет минимизировать влияние этих паразитных колебаний на характер искажения поля директора в слое НЖК [8].

Наблюдения показали, что осциллирующий в направлении колебаний (ось  $Y$ ) поток нематической жидкости по достижении пороговой амплитуды создает в слое неоднородное периодическое вдоль оси  $X$  распределение ориентации молекул, которое вызывает соответствующее изменение показателя преломления ЖК для света с вектором поляризации  $E$ , направленным вдоль оси  $X$ . Типичная оптическая картина искажения, наблюдаемая в поляризованном свете ( $E \parallel X$ ), представляет собой систему чередующихся темных и светлых полос, параллельных оси  $Y$ , с периодом  $\Lambda = 2\pi/q$  по оси  $X$ , где  $q$  – волновое число этой периодической вдоль оси  $X$  структуры (рис. 2а). Качественное объяснение этого явления дает схема, представленная на рис. 2б. Здесь линия ММ показывает расположение молекул ЖК (они изображены черточками) в слое. Плоскополяризованный свет проходит через его нижнюю границу. Начальный волновой фронт  $S$  – плоский. Внутри слоя в области  $P_1$  показатель преломления больше, чем в области  $Q_1$ , так что в области  $Q_1$  скорость света больше, и выходящий из слоя волновой фронт  $S'$  – изогнутый, что соответствует фокусировке лучей, нормальных к фронту волны  $S'$ , в точках  $F_1, F_2, \dots$ . Представленная на рис. 2а фотография доменов – это результат действия такой системы цилиндрических линз в ситуации, когда микроскоп сфокусирован над поверхностью слоя на расстояние, равное фокусу линз  $F = \pm[(n_0^2 - n_e^2)\theta^2 q^2 / 2n_0^2]$  [9]. Здесь  $n_0$  и  $n_e$  – показате-

<sup>1</sup> Ссылки [2, 3] не исчерпывают все современные публикации по данной проблеме и приведены с целью подчеркнуть их приоритетный характер. В целом состояние проблемы отражено в монографиях и обзорах [1, 4–6].

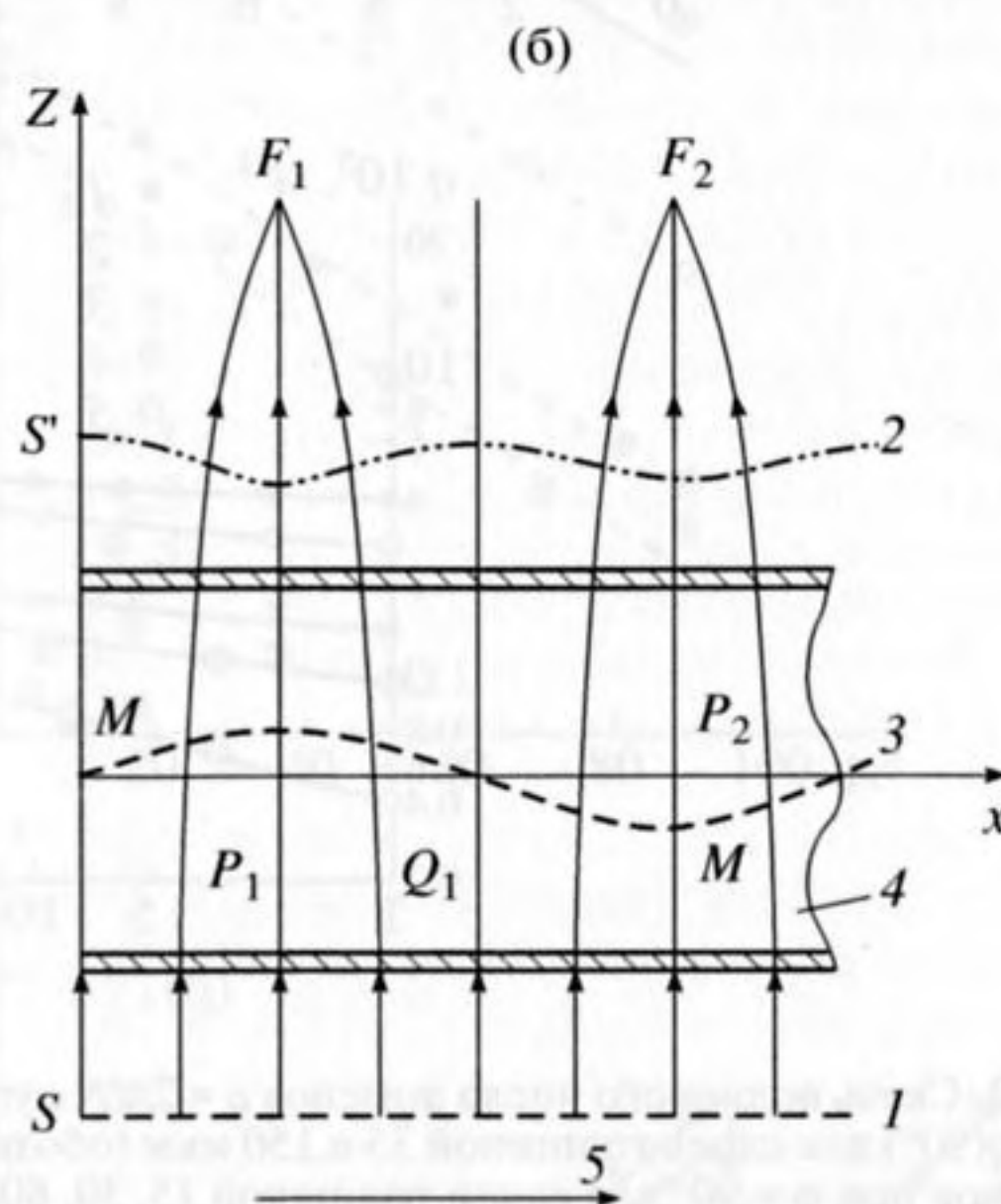
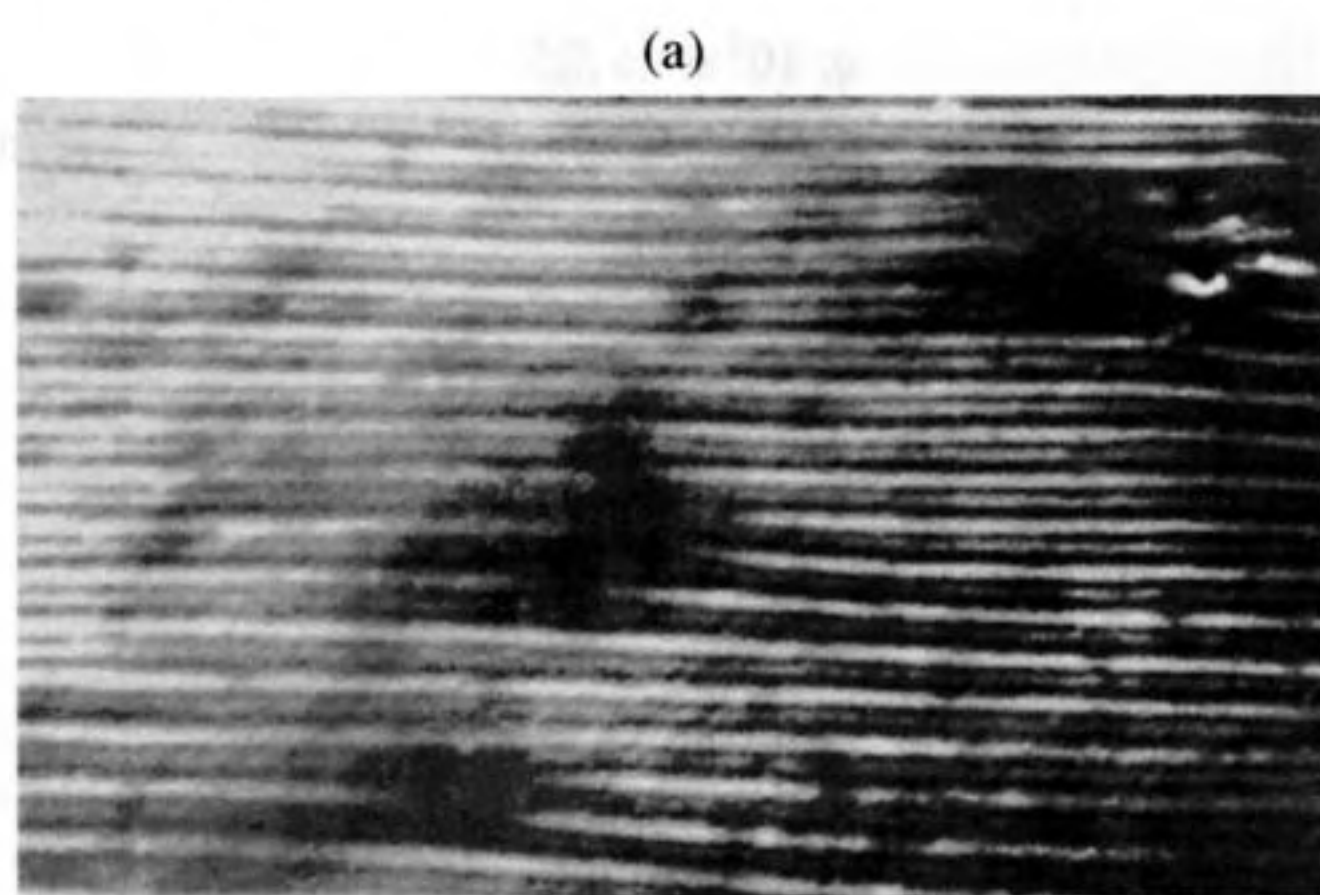


ли преломления обыкновенного и необыкновенного лучей света,  $\theta$  – угол отклонения молекул относительно плоскости  $OXY$ .

Когда монохроматический луч света проходит через слой, где сформировалась система линейных доменов, картина его дифракций на экране, помещенном за слоем, представляет собой совокупность максимумов и минимумов, расположенных вдоль линии, параллельной оси  $X$ . Их угловое распределение следует закономерности, обычной для дифракционной решетки с периодом  $\Lambda$  ( $\Lambda \sin \beta = m\lambda_0$ , где  $\lambda_0$  – длина волны света,  $m = 0, 1, 2, \dots$ ). Положение этих рефлексов вполне различимо визуально. Например, при  $\lambda_0 = 0.63$  мкм и  $\Lambda = 75$  мкм угол дифракции  $\beta$  составляет  $28.8'$ .

На рис. 3а представлен типичный график зависимости волнового числа доменов  $q = 2\pi/\Lambda$ , определенного по положению максимумов освещенности в картине дифракции, от угла  $\varphi$  для слоя ЖК толщиной 35 мкм при частоте 15 Гц. (Из-за дрейфа структур измерения их периода с помощью окуляр-микрометра микроскопа не всегда удается выполнить.) Видно, что уменьшение угла  $\varphi$  приводит к формированию доменов с большим периодом  $\Lambda$ , причем для данного нематического ЖК наиболее значительные изменения периода доменов имеют место в области “критических” углов, локализованных в интервале  $40^\circ$ – $60^\circ$ . Так, при значениях  $\varphi$ , равных  $90^\circ$ ,  $45^\circ$  и  $0^\circ$ , период доменов составляет 17, 39 и 104 мкм, соответственно, а отношение  $\Lambda/d$  принимает следующие значения: 0.5, 1 и 3. Отмеченные закономерности проявляются в слоях толщиной 10–150 мкм во всем рассмотренном диапазоне частот. График, приведенный на вставке рис. 3а, аппроксимирует зависимость волнового числа доменов, выраженного в относительных единицах, от угла  $\varphi$  для слоев толщиной 35 и 150 мкм (обозначения 1, 2); частота 15 Гц. Здесь текущие значения волнового числа  $q$  ( $90^\circ$ ), соответствующие ситуации ортогонального расположения векторов  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{V}_y$ , равны  $3.8 \times 10^5 \text{ м}^{-1}$  и  $1.1 \times 10^5 \text{ м}^{-1}$  для указанных выше значений толщины слоя и частоты.

Совокупность сравнительных экспериментальных данных, иллюстрирующих влияние частоты на волновое число доменов в области 1–500 Гц, приведена на рис. 3б для случая ортогонального расположения векторов  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{V}_y$ . Толщина слоя является параметром и принимает значения 15, 30, 60, 80, 150 мкм (обозначения 1–5). Из хода графиков, аппроксимирующих эти данные, следует, что при постоянной толщине слоя с понижением частоты волновое число доменов уменьшается и переходит в область, где период доменов становится сопоставимым с толщиной слоя, тогда как в области более высоких частот возникают домены с периодом, значительно меньшим толщины слоя. Так, на частотах 1 Гц и 500 Гц отношения  $\Lambda/d$  со-



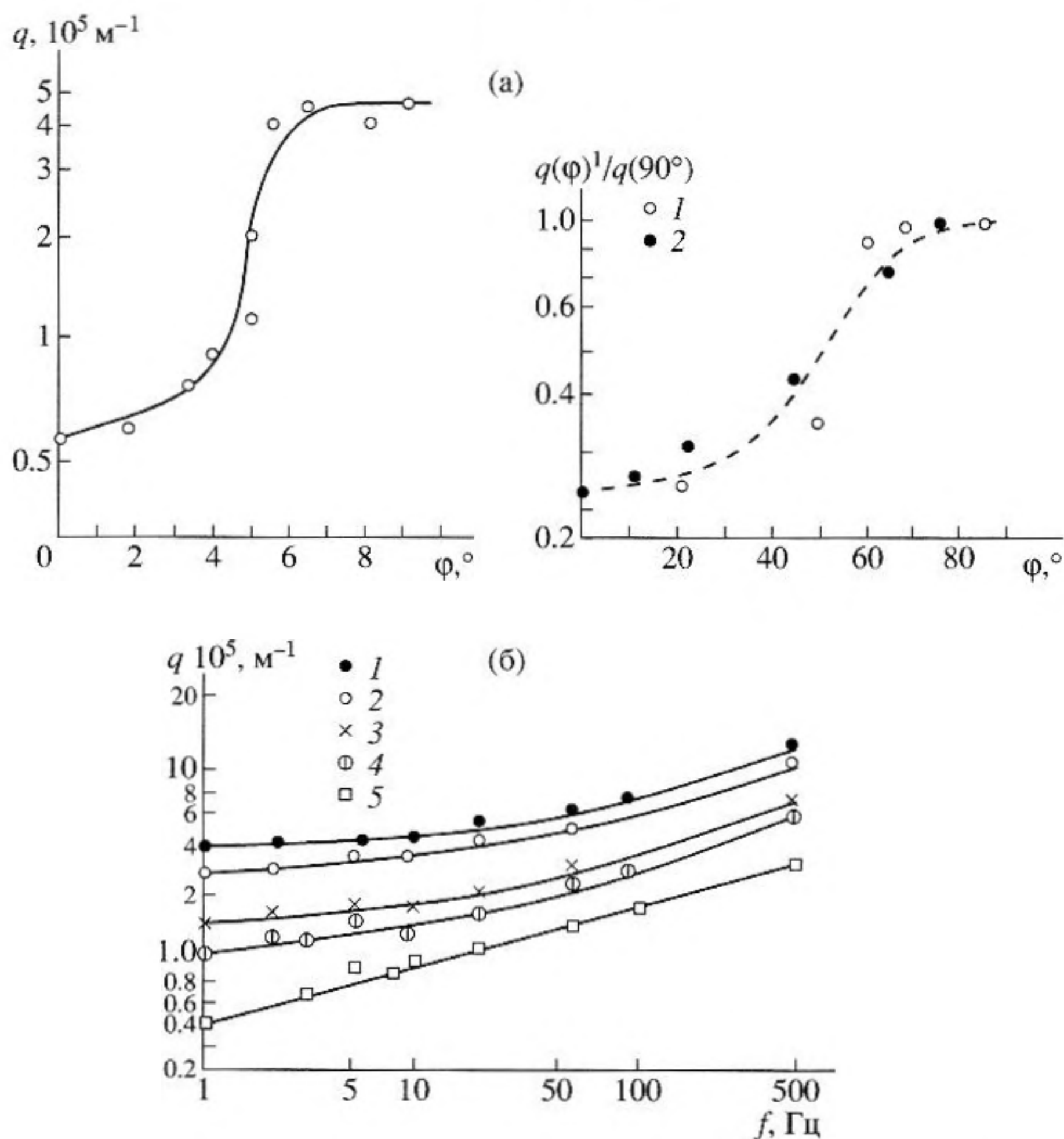
**Рис. 2.** Оптическая картина искажения, наблюдаемая в плоскополяризованном свете в планарном слое нематического ЖК,  $d = 60$  мкм,  $\varphi = 90^\circ$ ,  $f = 5$  Гц (а); фокусировка света искаженной структурой нематического ЖК: 1 – начальный плоский волновой фронт; 2 – выходящий из слоя изогнутый волновой фронт; 3 – линия расположения молекул; 4 – нематический ЖК; 5 – направление поляризации света (б).

ставляются 1.1 и 0.4 при  $d = 15$  мкм и 1.1 и 0.1 при  $d = 150$  мкм соответственно.

Анализ этих данных показывает, что функция  $q(\omega)$  ведет себя неоднозначно. Характерная для слоя толщиной 150 мкм частотная зависимость вида  $q \sim \omega^{1/3}$  в более тонких слоях проявляется только при частотах, превышающих 50 Гц, а в области низких частот волновые числа демонстрируют весьма слабую зависимость от частоты. В первую очередь этот вывод относится к слоям толщиной 15 и 30 мкм.

Отмеченные особенности частотной зависимости волнового числа доменов проявляются во всей рассмотренной области значений угла  $\varphi$ . Од-





**Рис. 3.** Связь волнового числа доменов  $q = 2\pi/\Lambda$  с углом  $\phi$ ;  $d = 35 \text{ мкм}$ . На вставке дана угловая зависимость отношения  $q(\phi)/q(90^\circ)$  для слоев толщиной 35 и 150 мкм (обозначения 1, 2). Частота 15 Гц (а); влияние частоты на волновое число доменов при  $\phi = 90^\circ$  для слоев толщиной 15, 30, 60, 80, 150 мкм (обозначения 1–5) (б).

нако по нашим данным, наиболее ярко они выражены при значениях угла  $\phi$ , близких к  $90^\circ$ . Существенно, что при  $\phi < 45^\circ$  в “закритической” области, влияние частоты весьма незначительное.

Рассмотрим закономерности, которое характеризуют поведение порогового градиента скорости  $S^{\text{th}}$  при изменении того набора физических параметров, которые определяют условия опытов (угол  $\phi$ , толщина слоя, частота). Семейство кривых на рис. 4а показывает связь порогового градиента скорости с углом  $\phi$  на частотах 1 Гц и 10 Гц (соответственно, линии, отмеченные пунктиром, и сплошные линии) для слоев толщиной 30, 60 и 90 мкм (обозначения 1–3). Из этих данных следует, что уменьшение угла  $\phi$  приводит к повышению порогового градиента скорости, при этом связь  $S^{\text{th}}$  и  $\phi$  аппроксимирует зависимость вида  $S^{\text{th}} \sim \phi^{-1/2}$ . Существенно, что в тонких слоях нематических ЖК пороговый градиент ниже, чем в толстых. Пороговая амплитуда колебаний при постоянной частоте сохраняет постоянное значение (в пределах ошибки измерений) при значении-

ях  $d$ , равных 30–90 мкм, а при уменьшении угла  $\phi$  растет, следуя той же угловой зависимости, что и пороговый градиент скорости (вставка на рис. 4а; частота 1 Гц).

Сравнительные данные с частотной зависимостью порогового градиента скорости для доменов, возникающих при различной взаимной ориентации векторов  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{V}_y$ , приведены на рис. 4б. Здесь обозначения 1–5 соответствуют углам  $\phi$ , равным  $0^\circ, 10^\circ, 35^\circ, 50^\circ, 70^\circ$  (при толщине слоя 30 мкм), а обозначения 6–8 представляют данные, относящиеся к углам  $50^\circ, 70^\circ$  и  $90^\circ$  (при толщине слоя 90 мкм). Видно, что при постоянных значениях  $\phi$  и  $d$  повышение частоты приводит к увеличению порогового градиента скорости в соответствии с закономерностью вида  $S^{\text{th}} \sim \omega$ . Эта закономерность сохраняется во всей рассмотренной области значений параметров  $d$ ,  $\phi$  и  $\omega$ . Для сравнения на рис. 4б приведены данные о частотной зависимости порогового градиента скорости, полученные в работе [2] в более узком частотном диапазоне в следующих условиях:  $\phi = 0$ ,  $d = 10 \text{ мкм}$  (обозначение-



ния 9). Видно, что качественно эта зависимость согласуется с наблюдаемой в наших опытах и в работе [3], где исследовали частный случай ортогонального расположения векторов  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{V}_y$ .

Обсудим возможную причину количественной аномалии. Установки, на которых проводились опыты такого рода, допускают возможность возникновения поршневых "паразитных" колебаний пластины  $Z$  вдоль оси  $Z$ , что приводит к периодическому растеканию нематической жидкости от центра слоя в сторону его открытых краев со скоростью вида  $V(r, z, t) = \text{const}r(z^2 - zd)\sin(\omega t + \psi)$ . Здесь  $r$  – радиус-вектор,  $\psi$  – сдвиг по фазе между сдвиговыми (основными) и поршневыми (паразитными) колебаниями. В условиях совместного воздействия на нематический ЖК этих колебаний в плоском капилляре устанавливается неоднородный осциллирующий поток с распределением скоростей, отличным от их распределения в плоском линейном осциллирующем потоке, порождаемом сдвиговыми колебаниями пластины  $Z$ . В такой ситуации "исчезает" выделенное направление взаимной ориентации директора  $\mathbf{n}$  и вектора  $\mathbf{V}$ , при этом может реализоваться вся совокупность возможных значений угла  $\phi$  (вплоть до  $90^\circ$ ), что неизбежно приведет к появлению на отдельных участках слоя доменов с большими волновыми числами и при более низких значениях порогового градиента, чем те, которые соответствуют заданным в опыте значениям  $\phi$ ,  $d$  и  $f$  при плоском линейном потоке. К сожалению, сведения о методической стороне постановки опытов в работе [2] отсутствуют. Однако по наблюдениям ее авторов, на некоторых частотах при уровнях воздействия, значительно превышающих порог образования крупномасштабных линейных доменов, ориентированных в направлении колебаний сдвига, возникает еще одна система линейных доменов с периодом, соизмеримым с толщиной слоя, которые располагаются либо под углом к направлению колебаний, либо ортогонально к этому направлению. Этот факт свидетельствует о более сложной структуре поля осциллирующего потока в опытах, описанных в работе [2].

Изложенные выше экспериментальные данные показывают существенное влияние угла между исходной ориентацией молекул в планарном слое нематического ЖК и направлением вектора скорости осциллирующего со звуковой частотой гидродинамического потока на порог образования линейных доменов и их масштаб. В соответствии с выбором угла и частоты осцилляций могут реализоваться различные моды искажения поля директора: а) домены с волновым вектором, определяемым толщиной слоя; б) домены с волновым вектором, зависящим как от частоты осцилляций потока ( $q \sim \omega^{1/3}$ ), так и от толщины слоя. Представляет интерес тот факт, что изменение частоты осцилляций потока при постоянных значениях

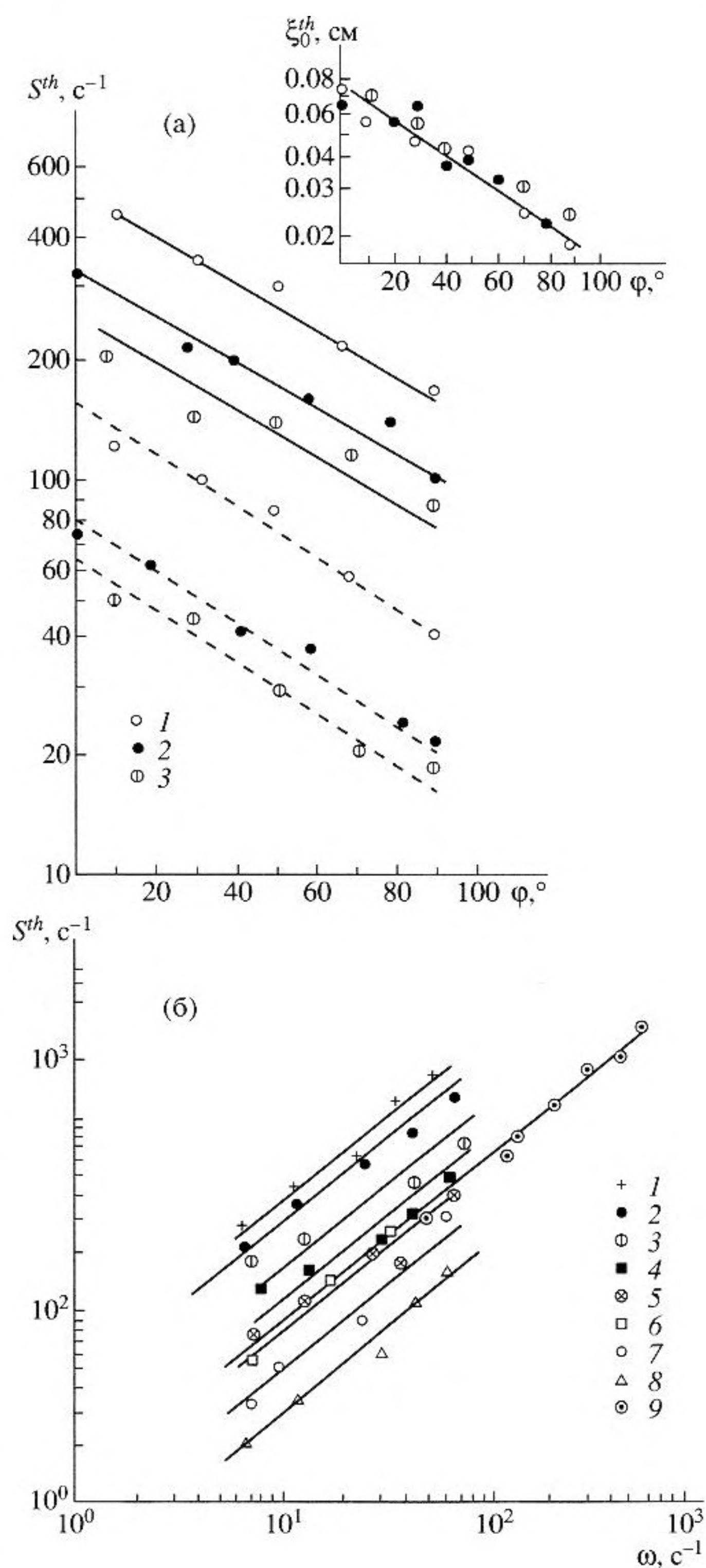


Рис. 4. Угловая зависимость порогового градиента скорости  $S^{th}$  на частотах 1 и 10 Гц (линия, отмеченная пунктиром, и сплошная линия) для слоев толщиной 30, 60, 90 мкм (обозначения 1–3); на вставке: связь пороговой амплитуды колебаний  $\xi_0^{th}$  с углом  $\phi$  для тех же слоев на частоте 1 Гц (а); влияние частоты колебаний на пороговый градиент скорости для доменов при следующих значениях угла  $\phi$ :  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $35^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $70^\circ$  (обозначения 1–5;  $d = 30$  мкм),  $50^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $90^\circ$  (обозначения 6–8,  $d = 90$  мкм) и  $0^\circ$  (обозначение 9 [2],  $d = 10$  мкм) (б).



$d$  и  $\varphi$  способно модифицировать характер искажения и привести к образованию доменов различного масштаба: с периодом, определяемым толщиной слоя, и меньшим ее более чем на порядок. Можно также утверждать, что существует область "критических" углов ( $45^\circ < \varphi < 60^\circ$ ), где изменения масштаба структур наиболее значительные. Вне этой области угловая зависимость волновых векторов доменов сравнительно слабая.

В заключение отметим возможную практическую значимость полученных результатов: дело в том, что в большинстве известных сегодня акустооптических приборов на нематических ЖК нередко реализуются ситуации, сопровождаемые существованием областей произвольных значений взаимных углов между директором и потоком. Приведенные выше данные о пороговых характеристиках доменов могут дать ответ на вопрос, как создавать в планарном слое ЖК пространственно-модулированные структуры определенного масштаба или как избежать, если это необходимо, их образования [5].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-17454).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Handbook of Liquid Crystals Germany: WILEY-VCH. 1998. V. 1. P. 549–568.
2. Clark M., Sauters F., Shanks I., Leslie F. A study of flow alignment instability during rectilinear oscillating flow of nematics // *Mol. Cryst. and Liq. Cryst.* 1981. V. 70. № 1. P. 195–222.
3. Guyon E., Pieranski P. Instability of certain shear flows in nematic liquids // *Phys. Rev. A* 1974. V. 9. № 1. P. 404–417.
4. Physical Properties of Liquid Crystals. Germany: WILEY-VCH 1999. P. 447–466.
5. Капустин А.П., Капустина О.А. Акустика жидких кристаллов М.: Наука 1985. 247 с.
6. Капустина О.А. Акустика жидких кристаллов: современный взгляд на проблему // *Кристаллография* 2004. Т. 49. № 4. С. 759–772.
7. Де Жен П. Физика жидких кристаллов М.: Мир. 1977. 400 с.
8. Капустина О.А., Кожевников Е.Н., Яковенко Г.Н. Оптические свойства гомеотропно ориентированного слоя нематического кристалла при эллиптической деформации // *ЖЭТФ*. 1984. Т. 87 № 3. С. 849–858.
9. Капустина О.А., Колесникова Н.А., Решетов В.Н., Романова О.В. Оптические свойства акустически индуцированных доменов в жидких кристаллах // *Акуст. журн.* 2002. Т. 48. № 5. С. 633–639.

## Linear Domains Induced in Nematic Liquid Crystals by an Acoustohydrodynamic Action

O. A. Kapustina and O. V. Romanova

*Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences,  
ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia  
e-mail: bvp@akin.ru*

**Abstract**—Linear domains formed in a planar nematic liquid crystal layer under the effect of an oscillating hydrodynamic flow induced by audio-frequency shear oscillations are studied for an arbitrary angle between the flow velocity and the director describing the orientation of mesophase molecules in the layer. It is demonstrated that, in addition to the previously observed domains with a spatial period comparable to or greater than the layer thickness, spatially modulated structures with a period much smaller than the layer thickness are formed. The existence of the region of critical angles characterized by the most pronounced influence of the angle value on the distortion pattern of the planar layer is revealed.