

УДК 534.535

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ЛИНЕЙНЫХ ДОМЕНОВ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ БИНАРНОМ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

© 2019 г. О. А. Капустина^{1,*}¹Акустический институт РАН, Москва, Россия

* E-mail: oakupustina@yandex.ru

Поступила в редакцию 05.04.2017 г.

После доработки 26.10.2017 г.

Принята к публикации 30.10.2017 г.

Экспериментально исследованы динамические свойства системы линейных доменов, индуцированных в планарном слое нематического жидкого кристалла колебаниями сдвига, в условиях совместного действия сдвиговых и поршневых колебаний на частотах звукового диапазона. Изучен эффект пространственной модуляции доменов исходной системы вдоль их оси под воздействием поршневых колебаний, вызывающих периодическое сжатие слоя, для случая, когда направления директора в слое мезофазы и колебаний сдвига совпадают. Установлена связь периода вторичных двумерных структур на пороге эффекта с толщиной слоя и частотой колебаний. Показано, что механизм образования таких структур можно интерпретировать в рамках известной феноменологической модели, согласно которой неустойчивость исходной системы линейных доменов обусловлена “несоответствием” реального периода доменов и его оптимального значения, меняющегося вместе с изменениями толщины слоя при его периодическом сжатии.

DOI: 10.1134/S0023476119030147

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению динамических процессов в нематическом жидком кристалле (НЖК) при акустическом воздействии вызван разнообразием его реакции на это воздействие, обусловленным типом, амплитудой и частотой колебаний, а также ориентацией молекул в слое мезофазы [1, 2]. Сегодня вопрос о влиянии типа колебаний пластин, ограничивающих слой НЖК, на искажение его макроструктуры изучен применительно к слоям с гомеотропным расположением молекул [3, 4]. Установлено, что, если одна из пластин совершает не только сдвиговые, но и поршневые колебания, а эллиптичность движения $\beta < 10^{-2}$, то оптической отклик слоя НЖК на бинарное воздействие наблюдают при амплитуде колебаний сдвига¹ в 100 раз меньшей той, которая требуется в ситуации, когда поршневые колебания отсутствуют ($\beta = 0$) [3] (здесь $\beta = U_{0z}/U_{0y}$, U_{0z} и U_{0y} – амплитуды поршневых и сдвиговых колебаний). В [3] этот эффект связывают с возникновением в НЖК стационарных искажений структуры, вызванных действием объемных нелинейных моментов, пропорциональных произведению угла

поворота молекул мезофазы и скорости ее растекания при периодическом сжатии слоя. Для его оценки введен коэффициент нелинейности, равный $l = 0.1\gamma_1\beta\omega U_{0y}d/K_{33}$ [3]. Здесь и далее d – толщина слоя, K_{33} – упругая постоянная Франка, γ_1 – вращательная вязкость, $\omega = 2\pi f$, f – частота колебаний. В [4] показано, что влияние этого вида нелинейности может оказаться более значимым, чем предсказывает теория [3], если учесть факт поршневого движения пластины и влияние возникающих при ее сдвиговых колебаниях ориентационных волн [5] в граничных условиях задачи. В этом случае на частоте 1 кГц для слоя НЖК толщиной 100 мкм коэффициент нелинейности достигает значения $l > 1$ уже при $\beta = 10^{-4}$, что соответствует амплитуде поршневых колебаний всего $U_{0z} = 10^{-7}$ см [4].

В опытах по воздействию эллиптического сдвига на гомеотропный слой НЖК² было установлено, что линейные домены, возникшие на

¹ Согласно теории [3] в условиях воздействия “идеального” сдвига на гомеотропный слой НЖК его молекулы периодически отклоняются от направления нормали к плоскости слоя, что при наблюдениях в поляризованном свете проявляется в изменении оптической прозрачности ячейки с НЖК, помещенной между скрещенными поляроидами.

² Пластины ячейки с НЖК совершают колебания в плоскости XU (рис. 1а) во взаимно перпендикулярных направлениях (по осям X и U) со сдвигом по фазе $\pi/2$. В этих условиях директор \mathbf{n} [5] НЖК следует за смещением пластин и движется по эллиптическому конусу, ось которого совпадает с осью эллиптического сдвига. Система линейных доменов, возникших на пороге ориентационной неустойчивости, располагается в плоскости слоя под углом к оси X , величину которого определяет соотношение X - и U -компонент эллипса движения пластин, а ширина этих доменов пропорциональна толщине слоя.

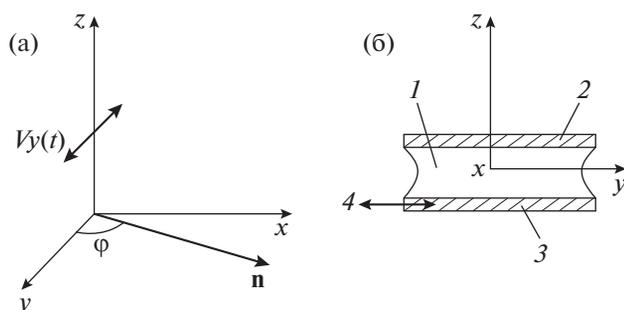


Рис. 1. Геометрия задачи об ориентационной неустойчивости планарного слоя НЖК в осциллирующем потоке, инициированном колебаниями сдвига вдоль оси Y ; профиль скорости потока имеет вид: $V_x = V_z = 0$, $V_y(t) = S(t)z$, $S(t)$ – градиент скорости потока; директор \mathbf{n} НЖК лежит в плоскости слоя XY и составляет угол φ с вектором скорости $V_y(t)$ потока (а). Упрощенная схема эксперимента: 1 – слой НЖК, 2 и 3 – стеклянные пластины, 4 – стрелка, показывающая направление колебаний сдвига пластины 3 (ось Y) по закону: $v_y = v_{y0} \sin \omega t$, где v_y – колебательная скорость, v_{y0} – ее амплитуда, ω – частота колебаний, t – время (б).

пороге ориентационной неустойчивости структуры, при переходе в надпороговый режим искажаются, при этом в слое формируется двумерная структура, состоящая из ромбовидных, квадратных и гексагональных элементов [6, 7]. Такой переход в надпороговом режиме наблюдали и в планарных слоях НЖК со свободными концами у системы линейных доменов, индуцированных колебаниями сдвига [8]. Предположение, выдвинутое в [8], о природе этого явления, а именно: влияние паразитных поршневых колебаний пластин весьма малой амплитуды, присутствие которых в ходе опытов [6–8] не контролировали, пока обоснованного подтверждения не получило. В этой связи задача исследования круга явлений, сопровождающих развитие ориентационной неустойчивости планарной структуры НЖК при совместном воздействии разных типов колебаний, представляется сегодня вполне актуальной.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования переходных процессов в системе линейных доменов, индуцированных колебаниями сдвига в планарном слое НЖК, которые проявляются при совместном действии сдвиговых и поршневых колебаний на частотах звукового диапазона. Проведена серия предварительных опытов с целью выявить влияние угла между вектором колебательной скорости \mathbf{v}_y и директором \mathbf{n} на период доменов, возникающих на пороге ориентационной неустойчивости в планарном слое при воздействии сдвиговых колебаний. Также проведена серия основных опытов, в ходе которых установлены закономерности, описывающие эффект длинноволновой пространственной модуляции доменов исходной системы вдоль их оси под действием поршневых

колебаний для случая, когда направления вектора \mathbf{v}_y и директора \mathbf{n} НЖК совпадают. Описан сценарий перехода исходной системы доменов в новые двумерные структуры по мере того, как повышается амплитуда поршневых колебаний при постоянном (пороговом для образования этой исходной системы) значении амплитуды сдвиговых колебаний. Апробирована феноменологическая модель, предложенная для описания устойчивости линейных доменов, возникших в слое НЖК под действием колебаний сдвига, к его периодическому сжатию. Она постулирует определенный механизм этого явления: исходная система доменов стремится устранить “рассогласование” реального периода доменов и его оптимального значения, которое периодически меняется, отслеживая изменения толщины слоя мезофазы при поршневых колебаниях одной из пластин ячейки.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Упрощенная схема экспериментов приведена на рис. 1б. НЖК 1 заполняет плоскую ячейку, составленную стеклянными пластинами 2 и 3, концы которой свободны. Конструкция ячейки такова, что расстояние между пластинами можно менять, смещая пластину 2 в направлении нормали к слою (вдоль оси Z). В этом случае граничные условия на поверхности пластин не нарушаются и энергия сцепления молекул НЖК со стенками ячейки не меняется. Ориентация молекул в слое планарная: вектор \mathbf{n} , определяющий направление их преимущественной ориентации, лежит в плоскости слоя. В установке предусмотрена возможность поворота ячейки с НЖК относительно “оси” возбудителя сдвиговых колебаний, что позволяет менять угол φ между направлением этой оси, т.е. вектором колебательной скорости \mathbf{v}_y , и директором \mathbf{n} НЖК в пределах 0 – 2 рад.

Опыты проведены по следующей методике: перемещая пластину 2, в ячейке устанавливали определенную величину зазора и заполняли его эвтектической смесью МББА (N -(n -метоксибензилиден)- n' -бутиланилин) и ЭББА (N -(n -этоксибензилиден)- n' -бутиланилин [5]). Толщину слоя смеси изменяли в пределах 10 – 200 мкм. Контроль однородности исходной планарной структуры слоя НЖК в ячейке и наблюдения за изменениями ее упорядочения при акустическом воздействии проводили традиционным поляризационно-оптическим методом в проходящем или отраженном свете [9]. В качестве источника света использовали He–Ne-лазер ($\lambda_0 = 0.63$ мкм) или поляризационный осветитель ОИ-12. Апертурную диафрагму этого осветителя закрывали до минимума, так чтобы угловая апертура пучка света, падающего на слой НЖК, не превышала $15'$. В установке предусмотрена возможность применения метода “темного поля” [9] при наблюдении простран-

ственных структур. Период доменов определяли разными методиками: по результатам обмеров микрофотографий доменов, по картинам искажения структуры слоя, наблюдаемым в поляризационный микроскоп, окуляр-микрометр которого прокалиброван по стандартному объект-микрометру отраженного света (шкала с ценой деления 0.01 мм), по расстоянию между максимумами освещенности в картине дифракции монохроматического света на системе доменов.

Колебания пластин задавали два электродинамических возбудителя, подключенных к одному генератору через усилитель, который имеет два независимых отдельно регулируемых входа. Источник, связанный с пластиной 3, возбуждал ее сдвиговые колебания $v_y = v_{0y} \sin \omega t$ вдоль оси Y , а источник, соединенный с пластиной 2, — ее поршневые колебания $v_z = v_{0z} \sin \omega t$ вдоль оси Z (рис. 1б). Здесь v_z и v_y — составляющие колебательной скорости по осям Z и Y , v_{0z} и v_{0y} — амплитуды этих колебаний. Наблюдая смещение рисок, нанесенных на боковую поверхность пластин 2 и 3, в микроскоп, проводили измерения амплитуд колебаний пластин. Частоту колебаний варьировали в пределах 0.1–30 Гц.

В серии предварительных опытов на источник, возбуждающий сдвиговые колебания пластины 3, подавали электрическое напряжение и повышали его до того порогового значения, при котором в слое возникает система линейных доменов, соответствующая определенной взаимной ориентации директора \mathbf{n} и вектора колебательной скорости \mathbf{v}_y . Эта система представляет собой чередующиеся светлые и темные полосы с периодом $L_x = 2\pi/q_x$, расположенные в направлении колебаний сдвига (вдоль оси Y) (здесь q_x — волновое число периодической вдоль оси X структуры). В ходе этой серии опытов на частотах 1–20 Гц расстояние между пластинами 2 и 3 изменяли в пределах 10–150 мкм, смещая пластину 2 в направлении нормали к слою, а угол φ в пределах 0–1.6 рад путем поворота ячейки с НЖК относительно оси возбудителя колебаний сдвига.

Серия опытов по изучению реакции НЖК на поршневые колебания пластины 2 проведена на слоях толщиной 100 и 200 мкм в области частот 20–30 Гц. Периодическое сжатие слоя вызывает растекание нематической жидкости в виде осциллирующего потока Пуазейля [5] с радиальной симметрией и параболическим профилем скорости вида $V(r, z, t) = \text{const} \times rz(z - d) \sin \omega t$ по направлению от центра слоя к его свободным концам (r — радиус-вектор). В таких условиях в слое реализуется вся совокупность возможных значений угла между директором \mathbf{n} НЖК и вектором скорости \mathbf{V} потока Пуазейля, так что понятие “выделенного” направления взаимной ориентации

этих векторов, свойственное потоку Куэтта [5] с линейным профилем скорости, исчезает. Возникающие в этих условиях линейные домены располагаются вдоль линий тока, оси доменов “смотрят” в одну точку, соответствующую центру растекания нематической жидкости, а период доменов зависит от угла между векторами \mathbf{n} и \mathbf{V} и с уменьшением этого угла растет. Известно [10], что в потоке Пуазейля неустойчивость развивается в приграничных областях слоя, где имеет место еще линейный сдвиг, свойственный потоку. Обоснование аналогии этих двух ситуаций в отношении вида возникающей неустойчивости, представленное в [11], позволяет ожидать качественного согласия закономерностей, определяющих свойства доменов, индуцированных в потоках Пуазейля и Куэтта.

В серии основных опытов ячейку с НЖК устанавливали относительно “оси” возбудителя сдвиговых колебаний пластины 3 так, чтобы угол φ составлял 0 рад. Подаваемое на него напряжение повышали до значения, при котором на пороге неустойчивости в слое НЖК возникает исходная система линейных доменов с периодом $L_{x, th}$. Затем подключали источник поршневых колебаний пластины 2 и наблюдали, как изменяется по мере повышения их амплитуды U_{0z} состояние этой системы при условии, что пороговая амплитуда $U_{0y, th}$ колебаний сдвига пластины 3 и параметры d, f сохраняют постоянные значения. В ходе опытов частоту колебаний меняли в диапазоне 0.1–20 Гц, а толщину слоя НЖК в ячейке в пределах 10–150 мкм.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Совокупность полученных в серии предварительных опытов данных о влиянии угла φ , толщины слоя и частоты колебаний на период доменов, возникающих на пороге ориентационной неустойчивости планарной структуры НЖК под воздействием колебаний сдвига, приведена на рис. 2. Здесь представлены пороговые значения волнового числа $q_{x, th}$ искажения структуры, периодического вдоль оси X , которые были определены по экспериментальным значениям периода $L_{x, th}$ линейных доменов в слоях НЖК толщиной 10–150 мкм и области частот 1–20 Гц. Установлено, что наиболее заметные изменения $q_{x, th}$ происходят в области значений угла φ , равных 0.7–0.88 рад (рис. 2а; $d = 40$ мкм). Это наблюдение согласуется с обоснованным в [12]³ вы-

³ Согласно [12] области существования разных мод ориентационной неустойчивости НЖК в осциллирующем потоке Куэтта с линейным профилем скорости, инициированном колебаниями сдвига, разделяет критический угол, равный $\varphi_{cr} \sim \arctg[1 + (\alpha_2/\alpha_4 - 2\alpha_3/\alpha_6)/3]$. Для МББ и коэффициентов вязкости Лесли α_i [5], соответствующих температуре 23°C, угол $\varphi_{cr} \approx 0.77$ рад.

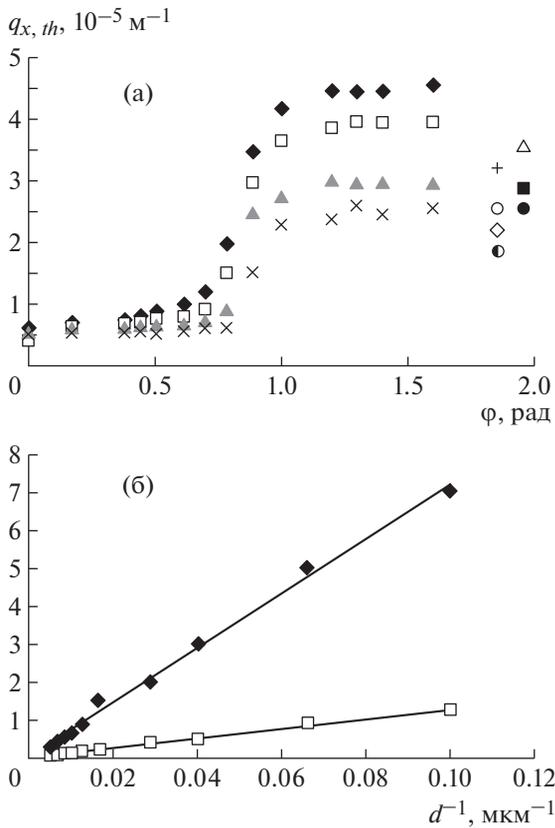


Рис. 2. Сравнительные экспериментальные данные о пороговых волновых числах $q_{x, th}$ линейных доменов, индуцированных в слое НЖК колебаниями сдвига: а – при различных значениях угла ϕ между директором \mathbf{n} НЖК и вектором \mathbf{v}_y для слоя толщиной 40 мкм в области частот 1–20 Гц (×, ▲, ■, ◆ – частоты 1, 5, 15 и 20 Гц соответственно); б – при перемене толщины слоя НЖК для значений угла ϕ , равных 0 и 1.57 рад (□ и ◆ соответственно) на частоте 1 Гц.

водом о существовании критического угла $\phi_{cr} \sim 0.77$ рад, разделяющего области I и II, где возникают различные моды неустойчивости. В области I, где $\phi < \phi_{cr}$, развивается мода неустойчивости I, которой сопутствуют домены с волновым числом $q_{x, th}$, слабо зависящим от частоты колебаний, а при $\phi = 0$ ради влияющие частоты на это волновое число вообще исчезают. В области II, охватывающей интервал значений угла $\phi_{cr} < \phi \leq 1.57$ рад, в НЖК возникает мода неустойчивости II, которой “сопутствуют” домены с малым периодом и большим значением порогового волнового числа $q_{x, th}$, зависящим от частоты колебаний и угла ϕ [13]. Данные предварительных опытов показали, что характер взаимосвязи порогового волнового числа доменов с толщиной слоя НЖК не зависит от типа моды и при увеличении d от 10 до 150 мкм значения $q_{x, th}$ этих мод понижаются, согласно закономерности $q_{x, th} \sim 1/d$ (рис. 2 б). Обозначения

□ и ◆ относятся к доменам, возникающим на частоте 1 Гц при $\phi = 0$ рад (неустойчивость типа I) или $\phi = 1.57$ рад (неустойчивость типа II). Отметим, что приведенные данные о взаимосвязи пороговых волновых чисел $q_{x, th}$ доменов со значениями угла ϕ , частоты колебаний и толщины слоя НЖК согласуются с закономерностями, найденными в [13, 14] для других частот звукового диапазона.

Серия основных опытов поставлена с учетом приведенных выше результатов предварительных исследований. Исходная система линейных доменов индуцирована в планарном слое НЖК сдвиговыми колебаниями пластины 3 при определенной взаимной ориентации векторов \mathbf{v}_y и \mathbf{n} ($\phi = 0$ рад), когда развивается мода неустойчивости типа I, которой сопутствуют домены, чей период $L_{x, th}$ не зависит от угла ϕ и частоты, а определяется толщиной слоя НЖК.

Последовательность картин, демонстрирующих различные стадии перехода под воздействием поршневых колебаний пластины 2 линейных доменов исходной системы во вторичные двумерные структуры в слое НЖК толщиной 60 мкм, представлена на рис. 3. Исходная система доменов, индуцированная колебаниями сдвига частотой 5 Гц, показана на рис. 3а. Она имеет вид чередующихся светлых и темных полос, вытянутых в направлении колебаний (по оси Y), и содержит сингулярный дефект с топологическим индексом $S = 1$ [1, 5]. Дефект выглядит как дополнительная пара полос, расположенных выше его ядра и смещенных относительно полос, лежащих ниже ядра, на расстояние $\sim L_{x, th}/2^4$.

Наложение поршневых колебаний на начальной стадии переходного процесса вызывает деформацию доменов, еще не достаточную для их структурной перестройки, но вполне способную инициировать генерацию дефектов с различными характеристиками. Так, при амплитуде поршневых колебаний $U_{0z} = 0.01 U_{0x, th}$ в доменах, расположенных на разных участках слоя НЖК, появляются дефекты в виде дополнительной пары обрывающихся полос, возникающей в результате пространственных флуктуаций волнового вектора доменной структуры. По мере повышения амплитуды поршневых колебаний и увеличения числа дефектов происходит локальный разрыв полос, содержащих эти дефекты, и образование зон, состоящих из “отрезков” полос (“черточек”). Как показали наблюдения, такие зоны, отстоящие друг от друга на расстояния $\sim (1-10)L_{x, th}$,

⁴ Известно, что изменение пространственно-временного порядка при структурных превращениях в НЖК под внешним воздействием, как правило, сопровождается генерацией дефектов, которые могут играть весьма значимую роль, оказывая влияние на сценарии образования и турбулизации доменов [15].

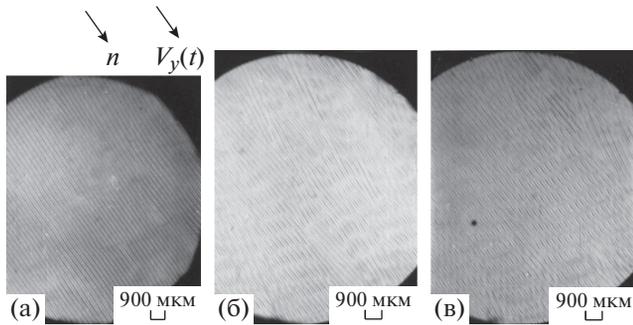


Рис. 3. Микрофотографии (в светлом поле), иллюстрирующие развитие вторичных неустойчивостей и переход линейных доменов в двумерные структуры в слое НЖК толщиной 60 мкм на частоте 5 Гц: а – исходная система линейных доменов, индуцированная колебаниями сдвига (система чередующихся темных и светлых полос), $\varphi = 0$ рад, $L_{x, th} \approx 180$ мкм; б – локальные разрывы полос, содержащих дефекты, при наложении поршневых колебаний, и разбиение полос на зоны, состоящие из черточек, при $U_{0z} = 0.05 U_{0x, th}$; в – увеличение числа зон и их самоорганизация в столбчатые структуры при $U_{0z} = 0.08 U_{0x, th}$; виден дефект структуры с размытым ядром. Здесь $U_{0x, th}$ – пороговая для образования исходной системы линейных доменов амплитуда колебаний сдвига, U_{0z} – амплитуда поршневых колебаний.

хаотически смещаются и изгибаются, а спустя 2–3 с после момента своего появления исчезают. Однако едва система успевает “залечить” начальные разрывы, как новые разрывы возникают на других ее полосах. Такой процесс перехода регулярных полос в полосы, разделенные на зоны, повторяется, и при постоянной амплитуде поршневых колебаний в системе доменов, по-видимому, устанавливается некий баланс конкурирующих событий (аннигиляция одних дефектов и появление других). Наблюдения показали, что при амплитуде колебаний $U_{0z} = 0.05 U_{0x, th}$ на некоторых участках слоя НЖК домены оказываются разбитыми на систему “черточек” (непрерывных или разреженных) (рис. 3б). Если амплитуда поршневых колебаний продолжает расти, то стремление “разорванной” полосы сомкнуть линию разрыва усиливается, при этом в некоторых областях слоя⁵ зоны, составленные черточками, располагаются в направлении, перпендикулярном вектору колебательной скорости v_y , и приблизительно на равных расстояниях друг от друга. Дальнейшее нарастание амплитуды U_{0z} ведет к увеличению размеров таких областей и самоорганизации зон в некие регулярные “столбчатые”

⁵ Такая избирательность воздействия поршневых колебаний на слой НЖК обусловлена тем, что скорость растекания нематической жидкости в потоке Пуазейля при периодическом сжатии слоя растет с удалением от центра слоя к его краям.

структуры, располагающиеся вдоль оси X , т.е. имеет место длинноволновая пространственная модуляция исходных линейных доменов вдоль их оси (рис. 3в; $U_{0z} = 0.08 U_{0x, th}$).

На рис. 4а приведена микрофотография (в “темном поле” [9]) той новой несоразмерной структуры в виде системы черточек, расположенных в шахматном порядке, которая возникает при частоте колебаний 3 Гц в слое НЖК толщиной 50 мкм на заключительной стадии описанного выше переходного процесса при $U_{0z} = 0.1 U_{0x, th}$. Эта вторичная структура, двумерная в плоскости XY , имеет по оси Y (вдоль директора n) период $L_{y, th} \approx 110$ мкм, “несоразмерный” относительно значения ее периода $L_{x, th} \approx 50$ мкм вдоль оси X ⁶, причем в соседних столбчатых структурах черточки друг относительно друга сдвинуты на расстояние, равное $\approx L_{x, th}/2$. При еще более высоких амплитудах поршневых колебаний пластины 2 состояние системы зависит от частоты колебаний: при одних частотах происходит только расширение промежутков, разделяющих столбчатые структуры, тогда как на других частотах эти структуры испытывают различные деформации. Они изгибаются, теряют регулярность или образуют, как это удалось наблюдать на частоте 20 Гц при $U_{0z} = 0.3 U_{0x, th}$, двумерную структуру типа квадратной “сетки” со сторонами $L_{x, th} = L_{y, th} \approx 51$ мкм (рис. 4б; $d = 50$ мкм). Эта сетка – результат суперпозиции линейных доменов, наклоненных относительно направления исходной ориентации директора n НЖК в слое, а ее узловые точки “играют роль” сферически симметричных градиентных линз [1, 5]. Наблюдения показали, что такая сетка может существовать в слое НЖК в весьма широком динамическом диапазоне вплоть до амплитуд поршневых колебаний пластины 2, при которых начинает развиваться ряд побочных явлений. Они проявляются в перемене взаимного расположения “полос”, составляющих сетку, дрейфе этих полос по плоскости слоя, их разрыве и последующем полном разрушении начальной двумерной структуры. Именно такую картину турбулизации полос, составляющих сетку, можно видеть на рис. 4б на краю слоя НЖК, где скорость $V(r, z, t)$ растекания нематической жидкости в сторону его свободных концов, вызванного периодическим сжатием слоя, имеет наибольшее значение.

Пока нет теоретического описания механизма перехода исходной системы линейных доменов

⁶ Отметим, что факт образования в планарном слое НЖК несоразмерных структур в надпороговом режиме наблюдали и в пространственно модулированных электрических полях, причем механизм уменьшения периода флексо-электрических доменов [15], возникающих в этих условиях, по мере роста напряженности поля объясняют присутствием дислокаций [16].

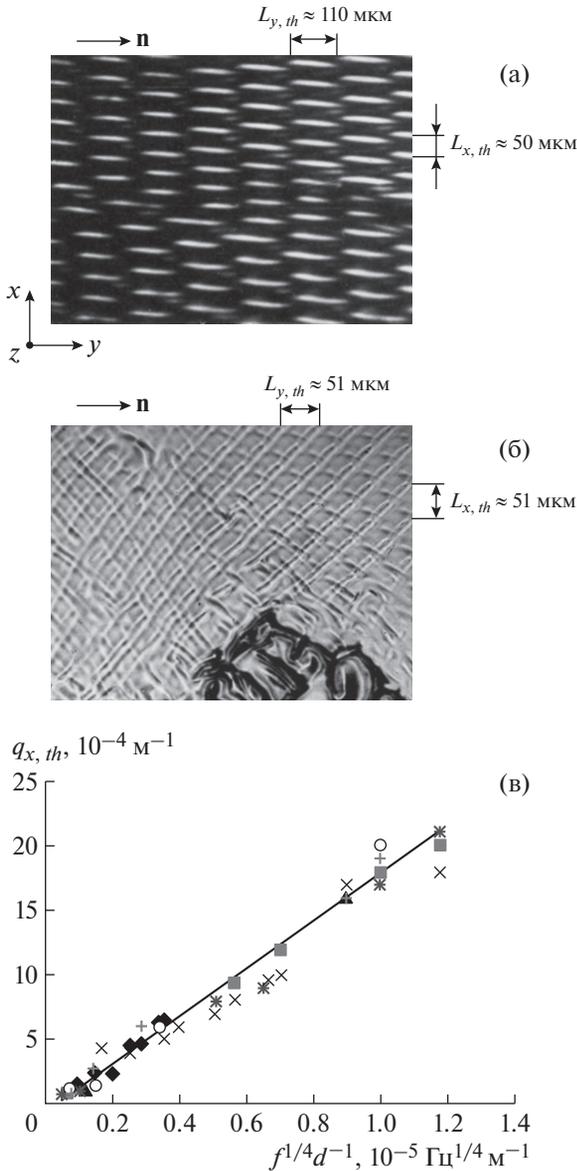


Рис. 4. Новые двумерные в плоскости XU структуры, которые возникают вследствие длинноволновой пространственной модуляции исходной системы линейных доменов при бинарном акустическом воздействии: а – микрофотография в “темном поле” несоразмерной структуры типа системы черточек при $U_{0z} = 0.1 U_{0x, th}$ на частоте 3 Гц, $d = 50 \text{ мкм}$; б – микрофотография в светлом поле структуры типа квадратная “сетка” при $U_{0z} = 0.3 U_{0x, th}$ на частоте 20 Гц, $d = 50 \text{ мкм}$; в – сопоставление данных опытов и предсказаний теории о влиянии толщины слоя и частоты колебаний на пороговое значение волнового числа $q_{y, th}$ несоразмерных структур; обозначения $\blacksquare, \times, \blacklozenge, \bullet, \blacktriangle, *, +$ представляют значения $q_{y, th}$ для слоев толщиной 10, 30, 60, 80, 100, 120, 150 мкм соответственно в области частот 0.1–20 Гц.

во вторичные двумерные структуры под воздействием поршневых колебаний, построенного в рамках известных уравнений гидродинамики

НЖК [5]. Такая задача чрезвычайно сложна и требует привлечения полной системы уравнений нематодинамики [17]. В самом общем виде эта система уравнений является нелинейной и для конкретной геометрии взаимной ориентации векторов \mathbf{n} и \mathbf{v}_y ее упрощают, проводя процедуру линеаризации по величине угла отклонения вектора $\mathbf{n}(r, t)$ от направления его исходной ориентации, определяемой вектором $\mathbf{n}_0(r)$. Однако в рамках такого подхода эффект вторичной пространственной модуляции линейных доменов при бинарном акустическом воздействии описать еще не удалось. В этой связи представляет интерес модель [18], предлагающая феноменологическое описание механизма перехода линейных доменов во вторичные двумерные структуры для бинарного воздействия определенного вида: сдвиговые и поршневые колебания одной и той же частоты. Перейдем к ее обсуждению и апробации.

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Модель [18] построена для области частот, где соотношение толщины слоя НЖК с длинами вязкой λ_{vis} и ориентационной λ_{or} волн таково, что справедливо неравенство $\lambda_{or} < d < \lambda_{vis}$. Принята определенная геометрия задачи: директор \mathbf{n} НЖК лежит в плоскости слоя вдоль оси Y , в том же направлении происходят колебания пластины 3, так что угол $\varphi = 0$ рад, а пластина 2 колеблется в направлении оси Z (рис. 1б). Частоты этих колебаний совпадают. Полагают также, что в слое толщиной d_0 при воздействии колебаний сдвига пластины 3 сформирована исходная система линейных доменов, расположенных вдоль оси Y , с пространственным периодом $L_{x0} = 2\pi/q_{x0}$ по оси X , и эта система имеет свою массу, жесткость и вязкость. Здесь q_{x0} – это волновое число периодической вдоль оси X исходной линейной структуры. Поршневые колебания пластины 2 вызывают периодическое сжатие слоя НЖК, что приводит к изменению его толщины согласно закономерности $d(t) = d_0(1 + \delta \cos \omega t)$, где $\delta = U_{0z}/d_0$ – степень сжатия слоя НЖК.

Рассмотрим устойчивость исходной системы линейных доменов к периодическому сжатию слоя, вызванному поршневыми колебаниями, и возможность возникновения в этих условиях вторичных структур. Эта система при заданных значениях параметров d_0 и ω имеет единственное допустимое (оптимальное) значение волнового числа $q_{x opt}$ искажения, индуцированного на пороге ориентационной неустойчивости планарной структуры НЖК сдвиговыми колебаниями одной из пластин [12]. При периодической перемене

толщины слоя НЖК, вызванной поршневыми колебаниями пластины 2, это волновое число вынуждено изменяться, следуя закономерности $q_{x\text{opt}} = q_{x0}(1 + \delta \cos \omega t)$. Очевидно, что “несоответствие” реального волнового числа q_{x0} искажения и его оптимального значения $q_{x\text{opt}}$ должно привести к “уплотнению” и “разуплотнению” положения доменов на плоскости слоя НЖК, при этом будет меняться полное количество “полос”, способных разместиться на его ширине, т.е. пространственная плотность этих полос. Такой эффект наблюдали ранее в области частот, не превышающих 0.1 Гц [2]. Однако на более высоких частотах картина явления иная: за промежуток времени, равный периоду колебаний, домены не успевают сместиться на значимую величину, особенно если учесть, что эти перемещения могут быть сильно задемпфированы. Дело в том, что при указанном выше способе подгонки реального и оптимального значений q_x происходит накопление в слое НЖК величины смещения полос по направлению от центра слоя к его краям, поэтому такой тип движения может вызвать заметные вязкие напряжения и существенную переориентацию НЖК в масштабе всего слоя. В этой связи можно предположить, что доменам энергетически более выгоден другой способ согласования значений волновых чисел $q_{x\text{opt}}$ и q_{x0} , при котором они будут волнообразно изгибаться в направлении своих осей и осциллировать по углу α изгиба.

Для описания такого механизма “подгонки” реальной системы доменов к системе, имеющей вполне определенное оптимальное значение волнового числа, исходную систему доменов, индуцированную колебаниями сдвига [18], представляют как некую упругую структуру и вводят энергии, которые характеризуют ее возможные деформации при периодическом сжатии слоя НЖК, а именно: $\Delta F_1 = 0.5C_1 [q_x - q_{x\text{opt}}]^2$ (поступательное движение доменов), $\Delta F_2 = 0.5C_2 q_y^2 \alpha^2$ (изгиб доменов) и $\Delta F_3 = 0.5C_3 q_z^2 \alpha^2$ (поворот доменов), где C_i – эффективные модули, описывающие эти виды деформации: C_1 (рассогласование реального q_{x0} и оптимального $q_{x\text{opt}}$ значений волнового числа q_x), C_2 (изгиб доменов в направлении своих осей) и C_3 (поворот доменов на постоянный угол α относительно оси Y). Следуя [18], представим добавку к свободной энергии НЖК [5], связанную с возникновением такого рода искажений, в виде

$$\Delta F = 0.5C_1 [q_x(\alpha) - q_{x\text{opt}}]^2 + 0.5C_2 q_y^2 \alpha^2 + 0.5C_3 q_z^2 \alpha^2 \quad (1)$$

и определим через нее упругий момент системы

$$M_e = -\partial \Delta F / \partial \alpha = -[C_1 q_x^2 (\Delta + \delta \cos \omega t + \alpha^2 / 2) + C_2 q_y^2 + C_3 q_z^2] \alpha. \quad (2)$$

Здесь q_y и q_z – волновые числа вторичного искажения по осям Y и Z , $q_z = \pi/d$, $q_x(\alpha) = q_{x0}/\cos \alpha \approx q_{x0}(1 + \alpha^2/2)$,⁷ $\Delta = q_x - q_{x\text{opt}}$. Из формулы (2) следует, что исходное положение системы линейных доменов, которому отвечает значение угла $\alpha = 0$, становится неустойчивым, как только оказывается справедливым неравенство $[C_1 q_x^2 (\Delta + \delta \cos \omega t + \alpha^2/2) + C_2 q_y^2 + C_3 q_z^2] < 0$. Можно предположить, что в такой ситуации система доменов, стремящаяся обеспечить наибольшую близость волновых чисел q_{x0} и $q_{x\text{opt}}$ искажения, будет отслеживать периодическое сжатие слоя перестройкой своей “архитектуры” не только путем уплотнения и разуплотнения расположения доменов на плоскости слоя, но и благодаря изгибу доменов, при котором расстояние между ними уменьшается. В рамках таких представлений [18] вводим в рассмотрение момент инерции доменов $I = \rho/q_y^2$, вязкий момент $M_{\text{vis}} = -\eta_e d\alpha/dt (q_z/q_y)^2$, и вязкую силу $F_{\text{vis}} = -\eta'_{ef} q_z^2 \partial u/\partial t$, которая характеризует движение доменов в направлении оси Y , и строим уравнение движения, описывающее динамику доменов:

$$I d^2 \alpha / dt^2 = M_e + M_{\text{vis}}. \quad (3)$$

Здесь η_{ef} и η'_{ef} – эффективные вязкости при изгибном и поступательном движении доменов, ρ – плотность НЖК, $\partial u/\partial t$ – скорость смещения доменов вдоль оси Y при перестройке системы. На частотах звукового диапазона, где длина вязкой волны $\lambda_{\text{vis}} \gg d$, отношение инерционного и вязкого слагаемых уравнения (3) удовлетворяет неравенству $(I d^2 \alpha / dt^2) / M_{\text{vis}} \approx \rho \omega / \eta_{ef} q_z^2 \approx 1 / (q_z \lambda_{\text{vis}})^2 \ll 1$, что позволяет его упростить и представить в виде

$$[C_1 q_x^2 (\Delta + \delta \cos \omega t + \alpha^2 / 2) + C_2 q_y^2 + C_3 q_z^2] \times \alpha + \eta_{ef} (q_z/q_y)^2 d\alpha/dt = 0. \quad (4)$$

Применив стандартную процедуру [12]: подстановку в уравнение (4) представления угла $\alpha(t)$ в виде временного ряда Фурье $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha_1 \sin \omega t + \alpha_2 \cos \omega t$, приходят к линеаризованной системе

⁷ Волновое число $q_x(\alpha)$ искажения учитывает поправку на влияние геометрического фактора: уменьшение расстояния между доменами при их повороте на угол α относительно оси Y .

уравнений на коэффициенты этого ряда [18]. Условие существования у этой системы нетривиальных решений позволяет найти связь степени сжатия δ слоя НЖК и волнового числа q_y вторичного периодического искажения, которое возникает вдоль оси Y , а именно: $\delta^2(q_y^2) = 2[(C_2q_y^2 + C_3q_z^2)^2 + (q_z/q_y)^4(\eta_{ef}\omega)^2]/C_1^2q_x^4$ [18]. Из условия минимума функции $\delta^2(q_y^2)$ по волновому числу q_y определены пороговые характеристики неустойчивости исходной системы линейных доменов к периодическому сжатию слоя НЖК, а именно:

пороговое сжатие слоя

$$\delta_{th} = 2^{1/2}(q_z/q_x)^2[(C_3/C_1)^2 + 2(C_2/C_1)^2(\omega/\omega_0)]^{1/2} \quad (5)$$

и пороговое волновое число вторичного искажения, возникающего в слое НЖК по направлению вектора \mathbf{v}_y (вдоль оси Y),

$$q_{y,th} = q_z(\omega/\omega_0)^{1/4}, \quad (6)$$

где $\omega_0 = C_2q_z^2/\eta_{ef}$ – параметр, имеющий размерность частоты колебаний [18]. В литературе нет данных о значениях коэффициентов C_i и η_{ef} , поэтому апробация модели [18] проведена путем качественного сравнения данных опытов и вида связи порогового волнового числа $q_{y,th}$ вторичной структуры с толщиной слоя и частотой колебаний, а именно: $q_{y,th} \sim f^{1/4}d^{-1}$, следующей из формулы (6). На рис. 4в представлены пороговые значения волнового числа $q_{y,th}$ новых несоразмерных структур (система черточек, расположенных в шахматном порядке; рис. 4а), вычисленные по значениям периода $L_{y,th}$ вторичных двумерных структур, которые наблюдали на пороге эффекта в опытах со слоями НЖК толщиной 10–150 мкм в области частот 0.1–20 Гц. Обозначения \blacksquare , \times , \blacklozenge , \bullet , \blacktriangle , $*$, $+$ относятся к слоям толщиной 10, 30, 60, 80, 100, 120, 150 мкм соответственно. Как видно, изменения пороговых волновых чисел $q_{y,th}$ этих структур при перемене толщины слоя НЖК и частоты колебаний согласуются с закономерностями, которые предсказывает теория, что указывает на адекватность модели [18] и следующих из нее представлений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены серии опытов в диапазоне звуковых частот на планарных слоях НЖК эвтектической смеси МББА и ЭББА толщиной 10–200 мкм, различающихся видом акустического воздействия.

Получены данные о связи волновых чисел системы линейных доменов на пороге ориентаци-

онной неустойчивости планарного слоя НЖК, индуцированной колебаниями сдвига, при значениях угла между вектором колебательной скорости \mathbf{v}_y и директором \mathbf{n} , равных 0–1.57 рад, в области частот 1–30 Гц.

Исследована устойчивость исходной системы линейных доменов, индуцированных колебаниями сдвига, к действию поршневых колебаний той же частоты, вызывающих периодическое сжатие слоя, в условиях, когда направления колебаний сдвига и директора \mathbf{n} мезофазы совпадают ($\varphi = 0$ рад), в диапазоне частот 0.1–20 Гц и слоев НЖК толщиной 10–150 мкм.

Описан сценарий развития вторичной неустойчивости и перехода линейных доменов в двумерные вторичные структуры различного вида. Отмечена значимая роль, которую в развитии вторичной неустойчивости могут играть сингулярные дефекты, возникающие в доменной структуре по разным сценариям.

Апробирована феноменологическая модель, связывающая механизм неустойчивости линейных доменов к периодическому сжатию слоя с несоответствием реального периода доменов и его оптимального значения, которое периодически меняется вместе с изменениями толщины слоя НЖК при поршневых колебаниях одной из пластин ячейки.

Установлен факт корреляции экспериментальных и теоретических данных о связи волновых чисел искажения, которое возникает на пороге вторичной неустойчивости под действием поршневых колебаний, с их частотой и толщиной слоя, что подтверждает адекватность модели [18] и обоснованность предложенной в ней концепции о механизме явления.

Автор выражает благодарность Е.К. Негазиной за помощь при проведении опытов и Я.В. Кучеренко за обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Handbook of Liquid Crystals. Weinheim: WILEY-VCH, 1998. V. I. 914 p.
2. Kapustina O. // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 123. № 5. P. 3279.
3. Капустина О.А., Кожевников Е.Н., Яковенко Г.Н. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 3. С. 849.
4. Кожевников Е.Н., Кучеренко Я.В. // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 6. С. 725.
5. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 399 с.
6. Pieransky P., Guyon E. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. № 2. P. 1280.
7. Guyon E., Guazzelli E. // J. Physique (Fr.). 1982. V. 43. № 4. P. 985.

8. *Аникеев Д.И., Капустина О.А.* // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. № 4(10). С. 1328.
9. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1986. 646 с.
10. *Guyon E., Pieransky P.* // J. Physique (Fr.). 1975. V. 3. № 1. P. 203.
11. *Manneville P.* // J. Physique. (Fr.). 1979. V. 49. № 7. P. 713.
12. *Решетов В.Н.* // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 5. С. 639.
13. *Pieransky P., Guyon E.* // Phys. Rev. A. 1974. V. 9. № 1. P. 404.
14. *Dubos-Violette E., Guyon E., Janossy I. et al.* // J. Mechanique. (Fr.). 1977. V. 16. № 7. P. 733.
15. *Делев В.А.* Структурные превращения при электроконвекции в нематических жидких кристаллах с неоднородным распределением поля директора: Автореф. дис. ... доктора физ.-мат. наук: 01.04.07. Уфа, Институт физики молекул и кристаллов, 2009. 45 с.
16. *Терентьев Е.М., Пикин С.А.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 3. С. 1038.
17. *Пикин С.А.* Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 336 с.
18. *Решетов В.Н.* // Акустически инициируемые ориентационные явления в нематических жидких кристаллах: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.06. Москва, Акустический институт, 1986. 28 с.