

УДК 539.21

## ВОЗДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН СДВИГА НА ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ

© 1998 г. Ю. В. Бочаров, О. А. Капустина

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника, 4

Поступила в редакцию 29.04.97 г.

Впервые экспериментально исследовано поведение гомеотропных слоев нематического жидкого кристалла (НЖК) в поле ультразвуковых сдвиговых волн в области частот, где длина вязкой волны в НЖК меньше, а длины упругой волны в НЖК и сдвиговой волны в твердой пластине-подложке больше толщины слоя. Показано, что акустооптические взаимодействия в мезофазе, связанные с интерференцией когерентных ультразвуковых волн, которые имеют взаимно перпендикулярную поляризацию, можно описать в рамках представлений "потокосового" механизма воздействия ультразвука. Отмечены некоторые прикладные аспекты проблемы: возможность осуществлять контроль качества изготовления различных элементов устройств на сдвиговых волнах и устанавливать их идентичность, а также определять пространственную структуру волновых полей, создаваемых излучателями сдвиговых волн.

Известно, что нематические жидкие кристаллы (НЖК) обладают уникальной способностью изменять на 10–20% свой показатель преломления в ответ на весьма слабое воздействие ультразвука ( $\sim 20$  мВт/см<sup>2</sup>) [1]. Этот эффект, инициированный объемными или поверхностными акустическими волнами, уже используется для визуализации акустических изображений и создания соответствующих акустооптических преобразователей [2, 3]. Что касается анализа изменений ориентационного состояния НЖК под воздействием волн сдвига, до сих пор в литературе эти вопросы обсуждались только для диапазона звуковых частот, где длина вязкой волны в НЖК  $\lambda_v$  значительно превышает толщину слоя  $d$  [4, 5].

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований поведения гомеотропно ориентированных слоев НЖК, в поле сдвиговых волн для области частот  $f = \omega/2\pi > 10^6$  Гц, где соотношение волновых векторов упругой  $k = \omega/c$  и вязкой  $k_v = (\rho\omega/2\eta)^{1/2}$  волн таково, что справедливы следующие неравенства:

$$k_v \gg k, \quad k_v d \gg 1. \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  и  $\eta$  – плотность и вязкость НЖК,  $c$  – скорость упругих волн в НЖК,  $\omega$  – круговая частота. Полученные данные анализируются в рамках представлений теоретических моделей [6–9], постулирующих различные подходы к трактовке физического механизма воздействия ультразвука на ориентационное состояние НЖК.

Исследуемый НЖК Н-8 представляет собой эвтектическую смесь 4-метиксibenзилиден-4'-бутиланилина и его гомолога 4-этоксibenзилиден-4'-бутиланилина, у которой интервал существова-

ния нематической фазы составляет – 12–54°C. Толщину слоя в опытах варьировали в пределах 10–120 мкм с помощью прокладок из фторопласта, введенных в ячейку. Для создания гомеотропных граничных условий в ячейке, заполняемой НЖК, поверхности составляющих ее пластин обрабатывали лецитином и химически очищали. Наблюдения за ориентационным состоянием НЖК в ячейке проводили поляризационно-оптическим методом по ранее описанным традиционным схемам [1–3].

Серия основных экспериментов выполнена на установке, схема которой изображена на рис. 1а. Здесь коллимированный пучок света от источника 1 (лампа накаливания РН-20-1) падает на слой НЖК 26 заключенный между пластинами 3 (стекло) и 4 (кварц Y-среза), которые и образуют ячейку; пройдя слой НЖК, пучок отражается плоским зеркалом 5, созданным на поверхности пластины 3 напылением тонкого слоя алюминия. Излучатель 6 (пластина из кварца Y-среза) возбуждали от генератора 7 (Г-4-118), частоту которого контролировал частотомер 8 (ЧЗ-34). Уровень воздействия регистрировали вольтметрами 9 (В7-26) и 10 (В7-27)<sup>1</sup>. Акустический контакт излучателя с пластиной 4 создавали с помощью тонкого слоя сала. Излучатель 6 располагали на пластине 4 таким образом, чтобы направления колебаний сдвига и кристаллографической оси X кварцевой пластины 4 совпадали.

Известно, что при гомеотропной ориентации молекул (в направлении нормали к пластинам, со-

<sup>1</sup> Цифровой вольтметр 9 в этой схеме контролирует постоянное напряжение на линейном выходе вольтметра 8, что позволяет повысить точность измерений уровня воздействия.



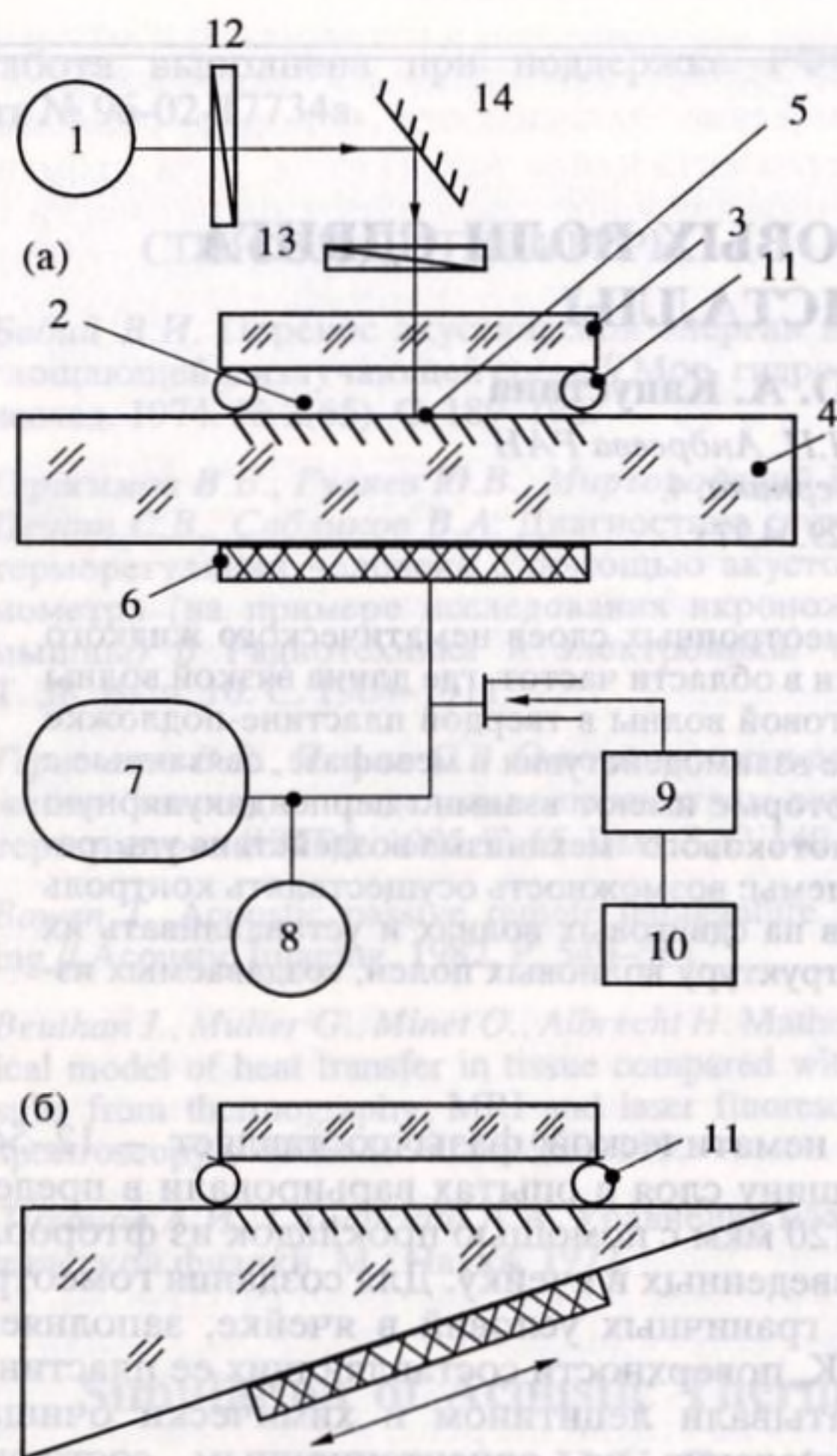


Рис. 1. Схема эксперимента при нормальном (а) и наклонном (б) падении ультразвуковых волн на слой НЖК:

1 – источник света, 2 – слой НЖК, 3 – пластина из стекла, 4 – пластина из кварца Y-среза, 5 – отражающее свет покрытие, 6 – излучатель, 7 – генератор, 8 – частотомер, 9 и 10 – вольтметры, 11 – прокладки, 12 – поляризатор, 13 – анализатор, 14 – светоделительная пластина.

ставляющим ячейку) слой НЖК подобен пластине одноосного кристалла, вырезанной перпендикулярно оптической оси, так что при наблюдениях в ортоскопическом поляризованном свете и скрещенных поляроидах он выглядит, как “темный”. Изменение макроструктуры слоя, связанное с переориентацией молекул НЖК при воздействии ультразвука, приводит к так называемому просветлению его, характер которого зависит от геометрии опыта, вида граничных условий, типа макроструктуры, частоты и амплитуды воздействия и т.п. [1].

Как показали наши наблюдения в поле сдвиговых волн с частотой, отвечающей условию (1), картина просветления макроструктуры с исходным гомеотропным расположением молекул НЖК представляет собой совокупность хаотиче-

ских расположенных “пятен” с кольцеобразной внутренней структурой (рис. 2а). Поскольку при перемещении излучателя 6 по пластине 4 эти пятна следовали за его движением, можно предположить, что они являются результатом локальных отклонений молекул НЖК в том неоднородном волновом поле, которое формируется в слое в данной геометрии опыта, а не связаны с дефектами склейки или механическими повреждениями пластин, составляющих ячейку. Исходя из известной формулы кристаллооптики [10]<sup>2</sup>

$$I/I_0 = \sin^2(\delta/2), \quad (2)$$

можно оценить угол отклонения молекул от направления нормали к слою. Здесь  $I$  и  $I_0$  – интенсивности прошедшего через слой и падающего на него света,  $\delta$  – разность фаз интерферирующих обыкновенной и необыкновенной волн,  $\delta = \Delta n k_0 d \varphi$ ,  $k_0$  – волновое число света,  $\Delta n$  – двулучепреломление НЖК,  $\varphi$  – угол между нормалью к слою и направлением ориентации молекул. В качестве примера, на рис. 2б и 2в представлены увеличенная микрофотография одного из пятен средней интенсивности в картине просветления и схема расположения молекул в пределах этого пятна, восстановленная таким методом с учетом условий на экстремумы функции  $I(\delta)$ :

$$\delta = \pi m, \quad (\text{максимум; светлое кольцо}) \quad (3)$$

$$\delta = \pi(m + 0.5) \quad (\text{минимум; темное кольцо}).$$

Здесь  $m$  – номер кольца, отсчитываемый от края пятна.

Чтобы описать этот эффект количественно варьировали частоту и амплитуду колебаний и анализировали, как меняется число колец в пределах выделенного пятна. Было установлено, что график частотной зависимости числа светлых колец  $M$  имеет осциллирующий характер (рис. 3а), при этом максимумы функции  $M(f)$  разделены по частоте интервалом  $\Delta f = 0.25$  МГц. Это значение  $\Delta f$  отвечает резонансам волн сдвига со скоростью  $c_s = 3.9$  км/с в пластине – подложке 4 из кварца Y-среза, толщина которой составляет 8 мм. При этих наблюдениях и измерениях использован монохроматический фильтр;  $\lambda_0 = 0.589$  мкм – длина волны света; толщина слоя НЖК 60 мкм. На рис. 3б приведена кривая частотной зависимости числа колец в диапазоне частот 23–38 МГц, которая представляет собой огибающую осциллирующей функции  $M(f)$ , построенную по максимумам последней. Эта кривая с центральной частотой  $f_0 = 31$  МГц отражает резонансные свойства колебательной системы в эксперименте (пьезопластина 6 – подложка 4 – слой НЖК 2) и позволяет оценить ее добротность  $Q$ . Как видно, спад

<sup>2</sup> Эта формула описывает оптические свойства плоскопараллельной пластины одноосного кристалла (срез, перпендикулярный оптической оси).



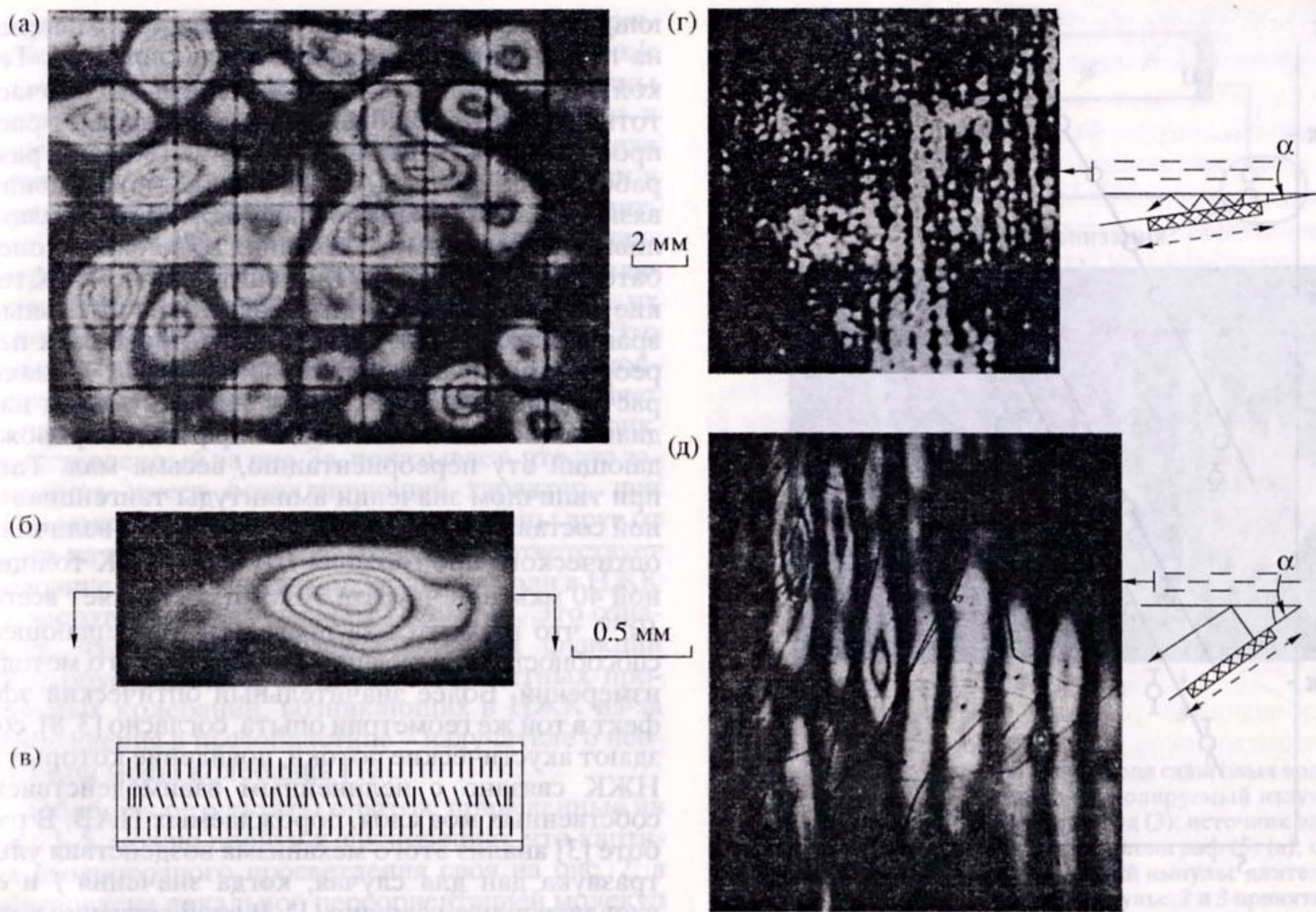


Рис. 2. Картины просветления слоя с гомеотропной структурой в волновом поле, формирующемся в НЖК при нормальном (а, б) и наклонном (г, д) падении ультразвуковых волн: общая картина просветления при нормальном падении волн;  $d = 70$  мкм;  $f = 28.9$  МГц (а); структура "пятна" (б); схема ориентации молекул в вертикальном сечении этого "пятна" (в); общие картины просветления в условиях наклонного падения в слое толщиной 60 мкм при частоте 29 МГц для значений  $\alpha$ , равных  $5^\circ$  (г) и  $45^\circ$  (д).

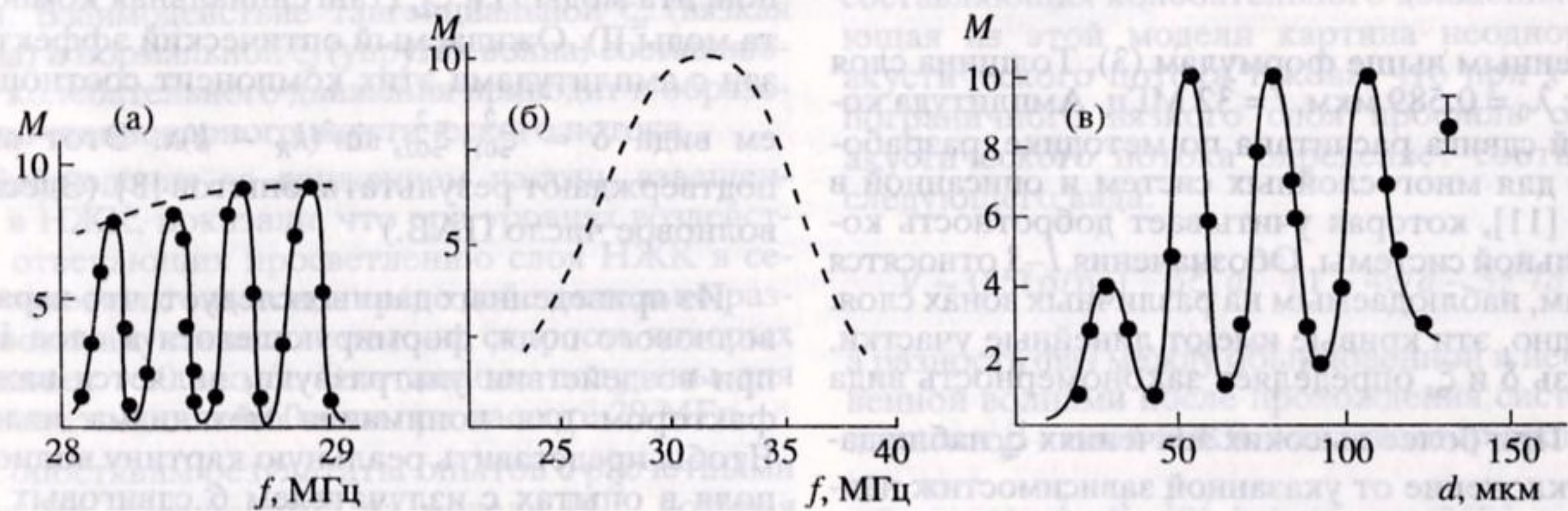


Рис. 3. Влияние частоты ультразвука и толщины слоя на число светлых колец в "пятне": частотная зависимость числа колец в "пятне" для слоя толщиной 70 мкм в диапазоне частот 28–29 МГц (а) и 23–28 МГц (б); взаимосвязь толщины слоя и числа колец в "пятне" на частоте 28.9 МГц (в).

этой кривой в  $1/\sqrt{2}$  раз имеет место в полосе частот  $2\Delta f = 15$  МГц, что дает значение  $Q = f_0/2\Delta f = 2$ .

Наблюдения показали, что при увеличении амплитуды колебаний число колец растет. На рис. 4а приведены кривые 1–3, иллюстрирующие

зависимость разности фаз интерферирующих обыкновенного и необыкновенного волн света от амплитуды сдвиговых колебаний  $\xi_s$ . Эти значения  $\delta$  были определены путем измерения числа светлых и темных колец в пределах наблюдаемого в микроскоп пятна и пересчета этих данных по



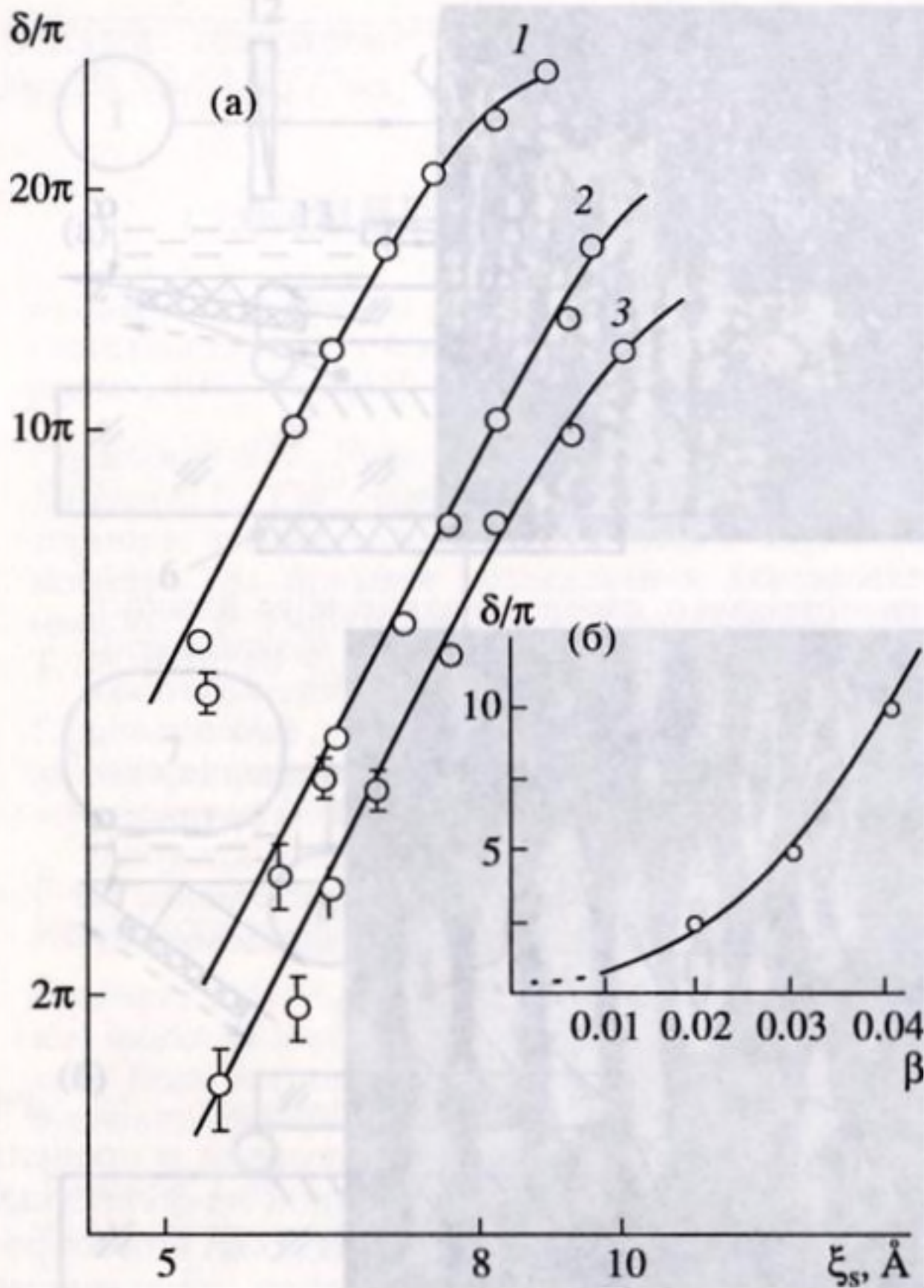


Рис. 4. Влияние амплитуды сдвиговых колебаний  $\xi_s$  на разность фаз  $\delta$  между обыкновенной и необыкновенной волнами для  $d = 60$  мкм,  $f = 32$  МГц и  $\lambda_0 = 0.589$  мкм при значениях  $\beta$ , равных 0.02; 0.03 и 0.04 (кривые 1–3) (а); взаимосвязь  $\delta$  и параметра  $\beta$ , следующая из экспериментальных графиков функции  $\delta(\xi_s)$  (б).

приведенным выше формулам (3). Толщина слоя 60 мкм;  $\lambda_0 = 0.589$  мкм,  $f = 32$  МГц. Амплитуда колебаний сдвига рассчитана по методике, разработанной для многослойных систем и описанной в работе [11], которая учитывает добротность колебательной системы. Обозначения 1–3 относятся к пятнам, наблюдаемым на различных зонах слоя. Как видно, эти кривые имеют линейные участки, где связь  $\delta$  и  $\xi_s$  определяет закономерность вида  $\delta \sim \xi_s^4$ . При более высоких значениях  $\xi_s$  наблюдается отклонение от указанной зависимости и наиболее ярко это демонстрирует кривая 1.

Для интерпретации полученных данных обратимся к теоретическим моделям [6–9], описывающим воздействие на НЖК поверхностных акустических волн (ПАВ). Известно, что ПАВ, распространяющаяся в твердом теле вдоль его свободной границы, имеет две компоненты смещения, одна из которых  $\xi_s$  совпадает с направлением распространения волны. На границе раздела твердое тело–жидкость эта составляющая колебательного движения возбуждает в жидкости быстро затуха-

ющую вязкую волну, которая распространяется на глубину вязкого пограничного слоя  $1/k_v$ . Такой же эффект создают в жидкости высокочастотные сдвиговые колебания, что позволяет распространить на этот вид воздействия модели, разработанные для ПАВ. Сильное поглощение вязких волн в тонком пограничном слое обуславливает существование больших градиентов колебательных скоростей. Применительно к НЖК такие градиенты способны создать значительные вращающие моменты, что может привести к переориентации ансамбля молекул [6, 7]. Однако расчеты показали [7], что в интересующем нас диапазоне частот оптический эффект, сопровождающий эту переориентацию, весьма мал. Так, при типичном значении амплитуды тангенциальной составляющей ПАВ  $\xi_s$ , равном 2 Å, величина оптического пропускания  $I/I_0$  слоя НЖК толщиной 40 мкм при частоте 30 МГц составляет всего  $10^{-10}$ , что находится за пределами разрешающей способности поляризационно-оптического метода измерений. Более значительный оптический эффект в той же геометрии опыта, согласно [3, 8], создают акустические потоки, появление которых в НЖК связано с нелинейным взаимодействием собственных мод слоя, порождаемых ПАВ. В работе [3] анализ этого механизма воздействия ультразвука дан для случая, когда значения  $f$  и  $d$ , удовлетворяют условию (1). В этой ситуации волновое поле в слое НЖК представляет собой суперпозицию двух мод со следующим соотношением компонент колебательных смещений:  $\xi_{1s} \ll \xi_{1l}$  и  $\xi_{2l} \ll \xi_{2s}$ , так что фактически взаимодействуют только две их компоненты:  $\xi_{1l}$  (нормальная компонента моды I) и  $\xi_{2s}$  (тангенциальная компонента моды II). Ожидаемый оптический эффект связан с амплитудами этих компонент соотношением вида  $\delta = \xi_{01l}^2 \xi_{02s}^2 \sin^2(k_R - k)x$ . Этот вывод подтверждают результаты опытов [3]. (Здесь  $k_R$  – волновое число ПАВ.)

Из приведенных данных следует, что характер волнового поля, формирующегося в слое НЖК при воздействии ультразвука, является важным фактором для понимания механизма явления. Чтобы представить реальную картину волнового поля в опытах с излучателем 6 сдвиговых волн (рис. 1а), была проведена серия дополнительных экспериментов. В одном из них пьезопластину – излучатель 6 приклеивали к торцу звукопровода из плавленного кварца, а на другом его торце размещали аналогичную пьезопластину – приемник (рис. 5а). На рис. 5б приведена осциллограмма отклика этого излучателя на электрический импульс длительностью 1 мкс. Здесь использованы следующие обозначения: 1 – излученный импульс, 2 и 3 – принятые импульсы, которые приходят с задержками 5 и 8 мкс соответственно. Длина зву-



копровода составляет 3 см, так что такую задержку могут иметь волны со скоростями  $c_l = 5.97$  мк/с и  $c_s = 3.76$  км/с, т.е. продольные и сдвиговые волны соответственно. Из этих данных следует, что в спектре излучения пьезопластины – излучателя сдвиговых колебаний 6, который использовали в серии основных опытов, присутствуют “паразитные” продольные колебания. Хотя, судя по осциллограмме, амплитуды этих колебаний составляют не более 1/20 амплитуды колебаний сдвига, их влияние, по-видимому, нельзя не учитывать. Это вывод подтверждают результаты другого дополнительного эксперимента, где изучали, как влияет на структуру “пятен” толщина слоя НЖК. График, представленный на рис. 3в, показывает, что эта зависимость имеет осциллирующий характер, при этом максимумы функции  $M(d)$  разнесены друг от друга на интервал  $\Delta d = 28$  мкм, что соответствует половине длины упругих продольных волн в НЖК на частоте эксперимента ( $f = 28.3$  МГц). Это означает, что наблюдаемые осцилляции функции  $M(d)$  обусловлены резонансом паразитных продольных колебаний, возникающих в НЖК из-за возбуждения в пьезопластине – излучателе 6 неосновной моды колебаний [12].

Обобщая результаты опытов, приведенные на рис. 3–5, можно прийти к заключению, что картина неоднородного просветления слоя на рис. 2, обусловлена локальной переориентацией молекул НЖК при совместном воздействии основных (сдвиговых) колебаний, которые в НЖК переходят в вязкие волны, и паразитных колебаний сжатия, распространяющихся в НЖК в виде упругих волн. Таким образом, реальное волновое поле в слое НЖК – результат интерференции вязких и упругих волн. Взаимодействие тангенциальной  $\xi_s$  (вязкая волна) и нормальной  $\xi_l$  (упругая волна) составляющих колебательного движения приводит к образованию стационарного акустического потока.

Наблюдения за движением частиц, взвешенных в НЖК, показали, что при уровнях воздействия, отвечающих просветлению слоя НЖК в серии основных опытов, в среде действительно развиваются акустические потоки, скорость которых достигает  $\sim 10$  мкм/с. Эти данные получены для образца толщиной 60 мкм при частоте 29 МГц.

Сопоставим результаты опытов с расчетными данными, следующими из модели [9]<sup>3</sup>, которая

<sup>3</sup> Вообще говоря, модель [9] описывает механизм образования акустического потока и переориентацию ансамбля молекул НЖК в волновом поле, которое формируется в слое при взаимодействии вязкой волны с нормальной компонентой одной из его собственных мод, возбуждаемых ПАВ. В рассматриваемой нами задаче механизм явления также сводится к взаимодействию вязкой волны и нормальной компоненты колебательного движения. Различие этих физических ситуаций состоит только в “происхождении” нормальной компоненты. Во втором случае она появляется из-за “паразитных” колебаний излучателя сдвиговых волн на неосновной моде.

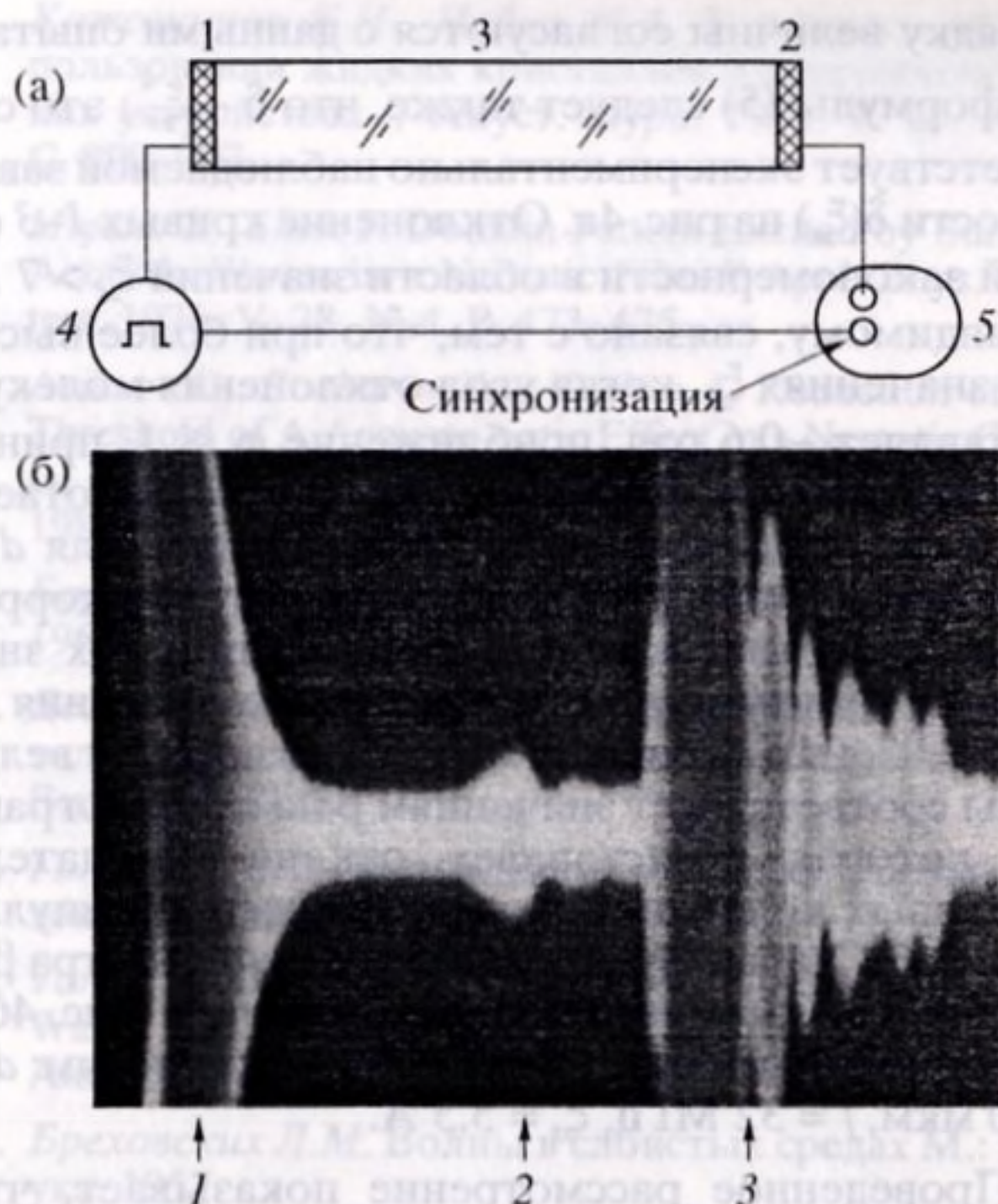


Рис. 5. К анализу спектра излучателя сдвиговых волн: схема измерений, в составе контролируемый излучатель (1); приемник (2); звукопровод (3); источник электрического напряжения (4); осциллограф (5) (а); отклик излучателя на электрический импульс длительностью 1 мкс: 1 – излученный импульс, 2 и 3 принятые импульсы.

постулирует “поточковый” механизм искажения гомеотропной структуры, связывая этот эффект с взаимодействием тангенциальной и нормальной составляющих колебательного движения. Следующая из этой модели картина неоднородного акустического потока такова, что при  $x = 0$  вне пограничного вязкого слоя профиль скорости акустического потока определяет соотношение следующего вида:

$$V = 0.5(\rho/\eta_2)^{1/2} \beta \xi_s^2 \omega^{3/2} (1 - 4z/d - 3z^2/d^2), \quad (4)$$

а разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами после прохождения системы поляризатор – слой НЖК – анализатор составляет:

$$\delta = \pi \Delta n \alpha_2^2 \rho d^3 \omega^3 \beta^2 \sin(\pi/4 - \psi) / 210 \lambda_0 \eta_2 K_3^2. \quad (5)$$

Здесь  $\beta = \xi_l/\xi_s$  – отношение нормальной и тангенциальной составляющих колебательного движения,  $\psi$  – сдвиг по фазе между взаимодействующими составляющими,  $\alpha_2$  и  $K_3$  – коэффициент вязкости Лесли и упругая постоянная Франка для НЖК. Оценки, проведенные по формуле (4) для значений  $\xi_s = 7-10$  Å и  $\beta = 0.05$ , что соответствует условиям наблюдения, дают для скорости  $V$  на частоте 28.9 МГц значения 1.5–3 мкм/с, которые по



порядку величины согласуются с данными опыта<sup>4</sup>. Из формулы (5) следует также, что  $\delta \sim \xi_s^4$ ; это соответствует экспериментально наблюдаемой зависимости  $\delta(\xi_s)$  на рис. 4а. Отклонение кривых 1–3 от этой закономерности в области значений  $\xi_s > 7 \text{ \AA}$ , по-видимому, связано с тем, что при более высоких значениях  $\xi_s$ , когда угол отклонения молекул составляет  $\sim 0.6$  рад, приближение  $\varphi \ll 1$ , принятое при выводе формулы (5), уже не работает. Расчеты, проведенные по этой формуле для  $d = 60 \text{ мкм}$  и  $f = 28.9 \text{ МГц}$ , показывают, что корреляция теоретических и экспериментальных значений  $\delta$  имеет место при следующих значениях  $\beta$ : 0.02; 0.03; 0.04 (кривые 1–3); это по порядку величины соответствует значениям  $\beta$  на осциллограмме, которая представляет отклик излучателя сдвиговых колебаний на электрический импульс (рис. 5, 6). Характер зависимости  $\delta$  от параметра  $\beta$  в теории и эксперименте также совпадает (рис. 4б). Эти данные относятся к следующим условиям:  $d = 60 \text{ мкм}$ ,  $f = 32 \text{ МГц}$ ,  $\xi_s = 5.5 \text{ \AA}$ .

Проведенное рассмотрение показывает, что акустооптические взаимодействия в гомеотропном слое НЖК, связанные с интерференцией когерентных волн<sup>5</sup>, имеющих взаимно перпендикулярную поляризацию, укладываются в рамки развиваемой нами единой физической концепции ориентирующего воздействия ультразвука на анизотропные жидкие среды [1].

Из представленных выше данных следует также, что обсуждаемый эффект позволяет обнаружить присутствие в спектре излучения источника сдвиговых волн весьма слабой продольной компоненты, которая соответствует неосновной моде колебаний пьезопластины. Очевидно, что на этой моде поверхность пластины колеблется отнюдь не как жесткий поршень: на ней есть лишь отдельные “островки”, где амплитуда продольной компоненты колебаний достигает значений  $\xi_l \geq 0.02\xi_s$ , наблюдаемых в опыте (рис. 4б).

Нерегулярная картина просветления слоя при нормальном падении на него ультразвуковой волны (рис. 2а), отображает именно такое неравномерное распределение амплитуд этих паразитных колебаний по поверхности излучателя. Наблюдения показали, что эта “псевдосплошная” картина просветления качественно видоизменяется при наклонном падении ультразвуковой волны сдвига на слой НЖК. Геометрия таких опытов изображена на рис. 1б. Здесь в качестве одной из плас-

тин использованы стеклянные призмы с углами при вершине  $5^\circ$  и  $45^\circ$ . Колебания сдвига поляризованы по направлению вдоль клина. Толщина слоя НЖК  $60 \text{ мкм}$ , частота ультразвука  $29 \text{ МГц}$ . Микрофотографии на рис. 2г и 2д показывают соответствующие этим условиям оптические картины искажения макроструктуры. Видно, что уже при небольшом отклонении ультразвукового пучка от направления нормали к границе раздела сред (стекло-НЖК) намечается тенденция к образованию периодической структуры (рис. 2г), которая по мере увеличения  $\alpha$  усиливается. При  $\alpha = 45^\circ$  в слое можно наблюдать характерную полосчатую структуру. Существует корреляция между ее периодом  $\Lambda$  и длиной волны сдвига в материале призмы, а именно:  $\Lambda = \lambda_s / \sin \alpha$ . При  $c_s = 4 \times 10^5 \text{ см/с}$  и  $f = 29 \text{ МГц}$  из этого соотношения имеем  $\Lambda = 195 \text{ мкм}$ , что согласуется со значением  $\Lambda = 220 \text{ мкм}$  в опыте.

При интерпретации наблюдаемых картин просветления необходимо принять во внимание ряд обстоятельств. Дело в том, что в геометрии опыта на рис. 1б при наклонном падении волн на границу раздела твердое тело–жидкость сдвиговые колебания, поляризованные вдоль клина, возбуждают в слое НЖК не только вязкую, но и слабую упругую волну, которые между собой взаимодействуют [13]. Эта же сдвиговая волна, отражаясь от границы раздела с НЖК, распространяется в клине, как в волноводе, и возбуждает при каждом таком отражении акустические моды, число которых зависит от значений  $\alpha$  и  $\lambda_s$  [14, 15]. Вследствие возбуждения в пьезопластине–излучателе волн сдвига – неосновной моды колебаний в этой геометрии сохраняется рассмотренный выше эффект взаимодействия основных (сдвиговых) и “паразитных” колебаний сжатия. Таким образом, картина просветления слоя в общем случае – результат совместного влияния всех перечисленных факторов. Чтобы установить, какой из них является определяющим, необходимо провести детальный математический анализ проблемы с учетом всех особенностей показанной на рис. 1б многослойной системы, что выходит за рамки данного рассмотрения. Судя по представленным на рис. 2г и 2д микрофотографиям, при больших  $\alpha$ , по-видимому, превалирует механизм, связанный с распространением в клинообразном твердом волноводе сдвиговых волн и взаимодействием его акустических мод.

Приведенные выше данные позволяют сделать следующий вывод: чисто сдвиговые колебания неспособны вызвать изменения гомеотропной макроструктуры слоя НЖК, доступные для их регистрации поляризационно-оптическими методами. Однако в условиях наклонного падения ультразвуковых волн на слой с помощью НЖК можно осуществлять визуализацию волновых полей, создаваемых излучателем сдвиговых волн, опреде-

<sup>4</sup> Здесь и далее при оценках значений  $V$  и  $\delta$  по формулам (4) и (5) использованы следующие значения материальных постоянных:  $\rho = 1.05 \text{ г/см}^3$ ,  $K_3 = 7 \times 10^{-7} \text{ дин}$ ,  $\alpha_2 = -0.78 \text{ П}$ ,  $\eta_2 = 0.28 \text{ П}$ ,  $\Delta l = 0.25$ ,  $\lambda_0 = 0.589 \text{ мкм}$ .

<sup>5</sup> Когерентность волн в опытах на установке, представленной на рис. 1, а обеспечивает их возбуждение от одного источника – пьезопластины – излучателя б.



лять их пространственную структуру, а также контролировать качество изготовления элементов устройств на сдвиговых волнах (резонаторы, фильтры, искатели, сенсоры [16, 17]). Очевидно, что практическое применение такой методики требует оптимизации, показанной на рис. 16, схемы наблюдения по параметрам  $d$ ,  $f$  и  $\alpha$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kapustina O.A.* Acoustooptical Phenomena in Liquid Crystals. *Mol. Cryst. and Liquid Crystals*. 1984. V. 112. № 1–2. P. 1–163.
2. *Капустина О.А., Лунанов В.Н.* Экспериментальное исследование акустооптического преобразователя на жидком кристалле // *Акуст. журн.* 1977. Т. 23. № 3. С. 390–395.
3. *Аникеев Д.И., Бочаров Ю.В., Вужва А.Д., Капустина О.А.* Воздействие поверхностных акустических волн на нематический жидкий кристалл // *Акуст. журн.* 1989. Т. 35. № 6. С. 966–974.
4. *Капустина О.А., Кожевников Е.Н., Яковенко Г.Н.* Оптические свойства гомеотропно ориентированного слоя нематического кристалла при эллиптической деформации // *ЖЭТФ*. Т. 87. № 3(9). С. 849–857.
5. *Белова Г.Н., Ремизова Е.И.* Особенности акустооптического взаимодействия в гомеотропно ориентированном слое нематического кристалла при его периодической сдвиговой деформации // *Акуст. журн.* 1985. Т. 31. С. 289–295.
6. *Капустина О.А., Статников Ю.Г.* Воздействие ультразвуковых поверхностных волн на жидкие кристаллы // *ЖЭТФ*. 1973. Т. 64. № 1. С. 226–230.
7. *Кожевников Е.Н., Чабан И.А.* К вопросу об использовании жидких кристаллов в акустооптических устройствах // *Акуст. журн.* 1975. Т. 21. № 6. С. 900–907.
8. *Miyano K., Shen Y.* Domain Pattern Excited by Surface Acoustic Waves in a Nematic Film // *Appl. Phys. Letters*. 1976. V. 28. № 4. P. 473–475.
9. *Anikeev D., Bocharov Yu., Vuzhva A.* Reduction of the Threshold of A Acousto-optic Effect in a Nematic Crystal Subjected to Combined Actions // *Liquid Crystals*. 1989. V. 6. № 5. P. 593–596.
10. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1968.
11. *Домаркас В.И., Кажис Р.Ю.* Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс. 1975.
12. *Глюкман Л.И.* Пьезоэлектрические кварцевые резонаторы М.: Радио и связь. 1981.
13. *Varade A., Bayon A. et al.* Experimental Results on Bulk Waves and Rayleigh Waves in Slate // *J. Acoust. Soc. Am.* 1996. V. 99. № 1. P. 292–298.
14. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах М.: Наука, 1957.
15. *Miyano K., Shen Y.* Ultrasonic Waves in Sandwiched Fluid Film // *Appl. Phys. Lett.* 1976. V. 28. № 12. P. 699–701.
16. *White L.M.* Thick-Film Sensors: Past, Present and Future // *Measurement Science and Technology*. 1997. V. 8. № 1. P. 1–20.
17. *Lucklum R., Behling C. et al.* Determination of Complex Shear Modulus with Thickness Shear Mode Resonators // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 30. № 3. P. 346–356.

## The Effect of Shear Ultrasonic Waves on Liquid Crystals

Yu. V. Bocharov and O. A. Kapustina

Nematic liquid crystal (NLC) layers with a homeotropic structure were experimentally studied under shear ultrasonic waves in a frequency range such that the corresponding viscous wavelength was smaller than the NLC layer thickness while the wavelength of elastic waves excited in the NLC and the wavelength of shear waves propagating in the solid substrate were greater than the layer thickness. It was shown that the acousto-optic interactions that occur in the mesophase as a result of the interference of orthogonally polarized coherent ultrasonic waves can be described in terms of the acoustic flow representation. Some practical applications of this phenomenon were discussed, namely, the possibility to control the quality of various devices based on shear vibrations and the possibility to determine the spatial structure of wave fields generated by shear vibrators.