

УДК 539.21

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА НЕМАТИЧЕСКИЙ ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ ©

*Анижеев Д. И., Бочаров Ю. В., Вужва А. Д.,
Капустина О. А.*

Для описания изменения ориентационного состояния гомеотропного слоя нематического жидкого кристалла при воздействии поверхностных акустических волн разработана и экспериментально подтверждена упрощенная теоретическая модель. Модель основана на представлении о переориентации молекул в неоднородном акустическом потоке, инициированном поверхностными волнами.

В последние годы общей тенденцией развития техники оптической обработки информации является разработка интегрально-оптических приборов на основе тонкопленочных материалов. Одно из перспективных направлений связано с использованием для этой цели нематических жидких кристаллов (НЖК) и поверхностных акустических волн (ПАВ) [1]. В настоящее время известно несколько физических моделей механизма воздействия ПАВ на ориентационное состояние НЖК, базирующихся на следующих концепциях: эффект Максвелла [2], параметрическая неустойчивость и акустические потоки [3]. В последние годы появились данные [4, 5] об определяющей роли акустических потоков. Впервые такая гипотеза была высказана в работе [6] в отношении механизма воздействия объемных акустических волн. В работе [3] ее распространили на ПАВ и проанализировали случай, когда в гомеотропном слое НЖК возбуждаются три моды колебаний с различными волновыми числами и постоянными затухания, а соотношение длины ПАВ и толщины слоя НЖК — произвольное. Однако в рамках такого подхода решение было получено только в интегральной форме, и корреляции картины распределения оптического пропускания по длине слоя, рассчитанной численно и наблюдаемой в эксперименте, авторы добились, варьируя фазовые и амплитудные соотношения рассматриваемых мод и вводя подгоночные параметры.

В настоящей работе рассмотрено возникновение периодического стационарного искажения макроструктуры слоя НЖК при воздействии ПАВ также в рамках представлений о потоковом механизме, но в таком диапазоне частот, где характерные области изменения волновых полей (длина волны ПАВ в материале опорной пластины, длина упругой волны в НЖК) значительно больше толщины слоя. Это ограничение дает возможность при построении соответствующей теоретической модели не только упростить расчет волнового поля в НЖК, но и получить аналитическую форму связи оптической прозрачности с толщиной слоя и акустическими параметрами, а также провести прямое количественное сопоставление теоретических и экспериментальных данных, чего до сих пор сделать не удавалось.

Рассмотрим гомеотропный слой НЖК со свободными краями в декартовой системе координат с началом в центре слоя и осью z , направленной по нормали к нему. Поверхностная волна возбуждается на внутренней стороне пластины, соответствующей координате $z = -d$ и распространяется в направлении оси x (рис. 1, а). При анализе волнового поля в слое ограничимся частотами, для которых выполняются следующие условия: длина вязкой волны в НЖК меньше, а длина упругой волны в НЖК и поверхностной волны в твердой пластине больше толщины слоя $2d$, что приводит к неравенству

$$\eta/2\rho d^2 \ll \omega \ll \pi c_R/d; \quad \pi c/d. \quad (1)$$

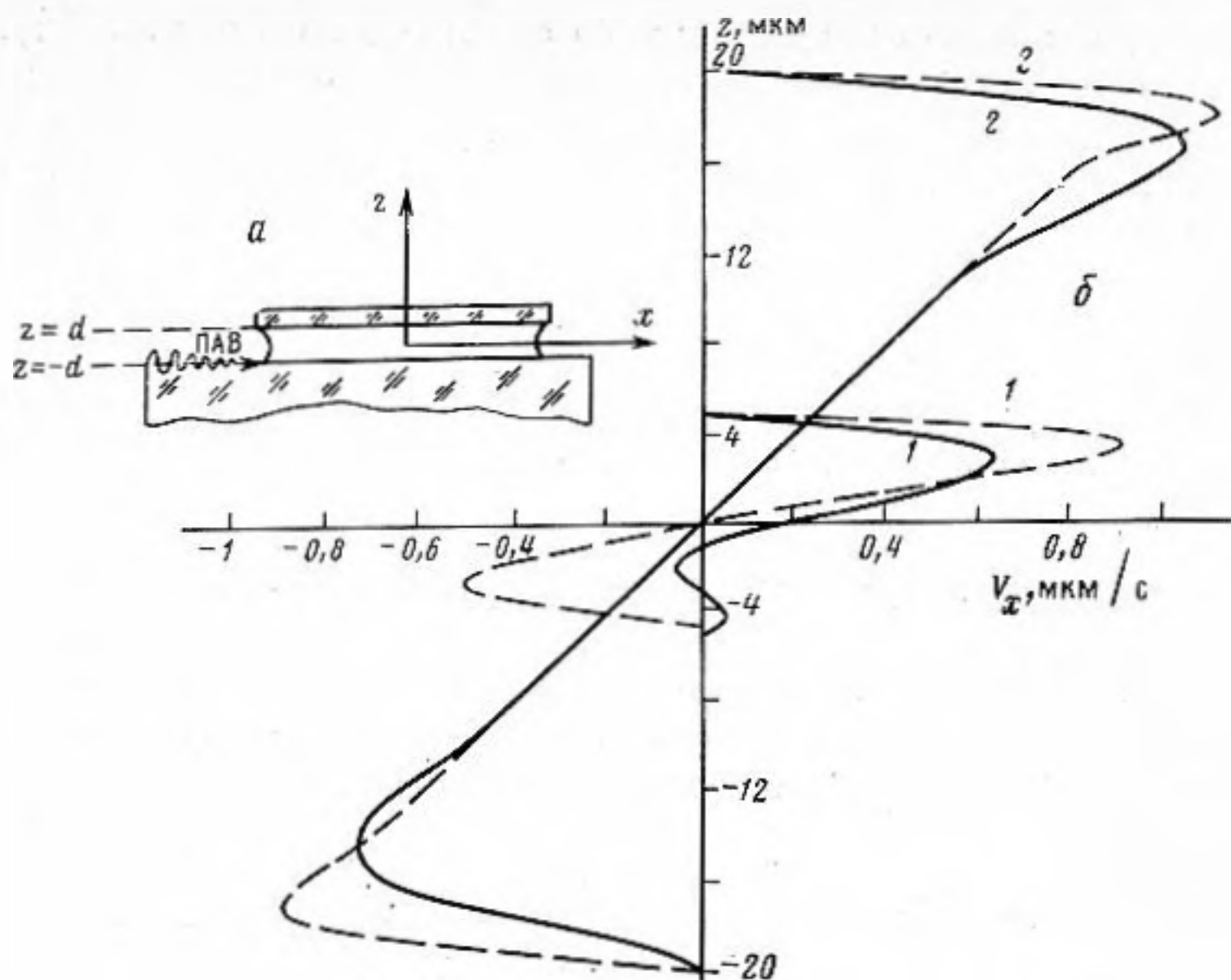


Рис. 1. Механизм воздействия ПАВ на НЖК: геометрия задачи (а); схема неоднородного акустического потока в слое (б)

Здесь ρ и η — плотность и вязкость НЖК, c_R и c — скорости ПАВ в пластине и упругой волны в НЖК. При характерных толщинах слоя 10–40 мкм этому неравенству удовлетворяют частоты в диапазоне 5–40 МГц.

Анализ условий распространения волн в трехслойной системе пластина — слой НЖК — пластина показывает, что волновое поле в слое НЖК при выполнении условий (1) представляет собой суперпозицию двух мод, колебательные скорости которых v_1 и v_2 имеют следующие компоненты:

$$\begin{aligned}
 v_{1x} &\sim k_R v_{1z}, \\
 v_{1z} &= v_{10} \cos(\omega t - k_R x), \\
 v_{2x} &= v_{20} \{1 - \exp[\delta(z-d)] \cos \delta(z-d) - \\
 &\quad - \exp[-\delta(z+d)] \cos \delta(z+d)\} \sin(\omega t - kx), \\
 v_{2y} &\sim k v_{2x},
 \end{aligned} \tag{2}$$

где $k_R = \omega/c_R$, $k = \omega/c$, $\delta = (\rho\omega/2\eta)^{1/2}$ — волновой вектор вязкой волны; $\eta = \frac{1}{2}(\alpha_4 + \alpha_5 - \alpha_2)$, α_i — коэффициент вязкости Лесли. Оценки показывают, что в рассматриваемой области значений k_i и d соотношение этих компонентов таково, что $v_{1x} \ll v_{1z}$ и $v_{2y} \ll v_{2x}$, так что при расчете картины стационарных акустических потоков можно учитывать только компоненты v_{2x} и v_{1z} . Уравнение для скорости V_x стационарного акустического потока НЖК в направлении оси x [7]

$$\eta \partial^3 V_x / \partial z^3 = \rho \partial^2 (v_x v_z) / \partial z^2 \tag{3}$$

решаем при условиях прилипания НЖК на границах слоя $V_x|_{z=\pm d} = 0$ и

замкнутости течения $\int_{-d}^d V_x dz = 0$. Соответствующая двумерная картина акустического потока в слое НЖК имеет вид

$$\begin{aligned}
 V_x &= V_0 \sin[(k_R - k)x] \{z/d + \exp[-\delta(z+d)] [\cos \delta(z+d) + \\
 &\quad + \sin \delta(z+d)] - \exp[\delta(z-d)] [\cos \delta(z-d) + \sin \delta(z-d)]\},
 \end{aligned} \tag{4}$$

где $V_0 = \delta v_{10} v_{20} / \omega = \delta \omega \xi_{10} \xi_{20}$. Здесь ξ_{10} и ξ_{20} — амплитуды колебаний, соответствующие рассматриваемым модам, которые связаны с амплитудой ξ_{0R} ПАВ при $z = -d$ следующим соотношением: $\xi_{10} \xi_{20} = \gamma \xi_{0R}^2$. Коэффициент, определяющий трансформацию ПАВ на границе перехода от свободной пластины к трехслойной системе, не превышает единицы и может быть определен экспериментально.

Теоретическая схема неоднородного акустического потока (4), обусловленного взаимодействием мод (2), показана на рис. 1, б. Толщины слоя НЖК равны 10 и 40 мкм (кривые 1 и 2), частоты — 6,47 и 28,6 МГц (сплошные и пунктирные линии). В расчетах принято: $\rho=1$ г/см³; $\alpha_2=-0,78$ П; $\alpha_4=0,83$; $\alpha_5=0,48$ П; $V_0=10^{-4}$ см/с, $\sin[(k_R-k)x]=1$.

Известное уравнение [8]

$$\mathcal{H}_3 \partial^2 \varphi / \partial z^2 = \alpha_2 \partial V_x / \partial z \quad (5)$$

при выполнении условия $\delta d \gg 1$ приводит к следующему выражению для угла поворота молекул в неоднородном акустическом потоке с градиентом скорости $\partial V_x / \partial z$:

$$\varphi(x, z) = \frac{1}{2} \alpha_2 \left(d - \frac{z^2}{d} \right) \sin(\Delta k x) V_0 / \mathcal{H}_3. \quad (6)$$

Здесь \mathcal{H}_3 — упругая постоянная Франка, $\Delta k = k_R - k$. Оптическая прозрачность образца НЖК в скрещенных поляроидах с учетом изменения ориентации по толщине слоя имеет следующий вид [10]:

$$m = I/I_0 = \sin^2 \left[\frac{1}{2} k_0 \Delta n \int_{-d}^d \varphi^2(x, z) dz \right] \sin^2 2\psi_0. \quad (7)$$

Здесь I_0 и I — интенсивности света, прошедшего первый (P_1) и второй (P_2) поляриды, $\Delta n = n_{||} - n_{\perp}$, где $n_{||}$ — n_{\perp} — показатели преломления вдоль оптической оси слоя и в перпендикулярном ей направлении, k_0 — волновое число света в обыкновенной волне, ψ_0 — угол между плоскостью поляризации света и плоскостью xz , содержащей направление акустического потока (ось x). Используя (6), получаем

$$m = \sin^2 \{ B \sin(\Delta k x) \} \sin^2 2\psi_0, \quad (8)$$

где

$$B = \frac{1}{15} \pi \Delta n \rho \alpha_2^2 \eta(\omega) \omega^3 d^3 \xi_{10}^2 \xi_{20}^2 / \eta^2(0) \lambda_0 \mathcal{H}_3^2, \quad (9)$$

λ_0 — длина волны света. При малых амплитудах ξ_{i0} , когда $B \ll 1$, выражение (8) приводит к более простой связи оптической прозрачности слоя с его толщиной и акустическими характеристиками ПАВ

$$m \sim (\omega d)^6 \eta^2(\omega) \xi_{10}^4 \xi_{20}^4 = (\omega d)^6 \eta^2(\omega) \gamma^4 \xi_{0R}^8. \quad (10)$$

Как показывает соотношение (8), пространственный период Λ искажения, создаваемого акустическим потоком, равен

$$\Lambda = \frac{1}{2} \lambda_R (c_R/c - 1)^{-1}. \quad (11)$$

Схема эксперимента показана на рис. 2. На слой НЖК 1, заключенный между опорными пластинами 2 (стекло) и 3 (кварц Y -срезы), в направлении нормали к слою (ось z) падает коллимированный пучок света от источника 4 (лампа накаливания или He-Ne-лазер). Пройдя слой, пучок отражается плоским зеркалом 5, которое создано на поверхности пластины 3 напылением слоя алюминия. Толщину слоя НЖК задают прокладки, располагающиеся вдоль слоя (ось x). Поверхностные волны возбуждались на поверхности пластины 3 преобразователем 6, выполненным в виде двухфазной системы электродов. В схему измерения оптической прозрачности слоя помимо указанного выше источника света 4 входят поляриды 7, полупрозрачное зеркало 8, щелевая диафрагма 9, фотоумножитель или фотодиод 10 и вольтметр 11. Измерение амплитуд нормальных компонент смещения ПАВ на свободной поверхности пластины 3 (ξ_{0R}^{\perp}), а также амплитуд первой и второй мод в слое НЖК (ξ_{10} и ξ_{20} соответственно), выполнено известным методом оптического зондирования по дифракции света на движущейся фазовой решетке [10]. Толщины образцов НЖК (МББА или смеси МББА и ЭББА) в опытах составляли 10 и 40 мкм, а частоты ПАВ изменялись в пределах от 6 до 30 МГц. Гомеотропную ориентацию молекул НЖК в слое обеспечивало введение лецитина.

Из теории следует, что картина искажения НЖК, инициированная ПАВ, пространственно-модулирована, а ее период зависит от длины волны

ПАВ и соотношения скоростей c_R и c (см. формулу (11)). Однако для таких НЖК, как МББА и ЭББА ($c=1,5 \cdot 10^5$ см/с), и пластины из кварца ($c_R=3,2 \cdot 10^5$ см/с) формула (11) дает значение $\Lambda=\lambda_R/2$. Эту закономерность подтверждают экспериментальные данные. Так, в образцах толщиной 12 и 40 мкм Λ составляет 270 и 240 мкм, что близко к половине длины воздействующих ПАВ с частотами 6 и 6,47 МГц (соответственно 250 и 231,8 мкм).

Типичная картина просветления слоя НЖК при воздействии ПАВ приведена на рис. 3, а для образца толщиной 40 мкм и частоты 6,47 МГц. Направление распространения ПАВ показано стрелкой. Схема на рис. 3, б изображает соответствующее этой картине теоретическое распределение директора \mathbf{n} по сечению слоя (плоскость x, z), следующее из формулы (6). (Расчеты выполнены для указанных выше значений d и f при $V_0=10^{-4}$ см/с и значений координаты x , изменяющихся в пределах интервала, равного λ_R .) Слой НЖК с такой конформацией ориентационных линий молекул подобен двум пластинам одноосного кристалла, вырезанным под углом φ к оптической оси и составленным таким образом, что угол между оптическими осями OO' и OO'' оказывается равным 2φ . В сходящемся пучке поляризованного света, согласно [11], линии изогир для такого сэндвича, представляют собой две гиперболы, симметрично расположенные относительно оси x . Как показали наблюдения, при воздействии ПАВ в поле зрения микроскопа действительно появляются такие гиперболы. В исходном невозмущенном состоянии для гомеотропного образца картина, наблюдаемая в сходящемся свете, имеет вид креста, ветви которого располагаются параллельно направлениям колебаний в скрещенных поляроидах [10]. При повышении амплитуды ПАВ гиперболы смещаются в направлении, ортогональном распространению ПАВ; при этом сохраняются практически неизменными как кривизна гипербол, так и угол $\gamma_0=\pi/2$ между их асимптотами¹. Как показывает график на рис. 3, в, при малых значениях ξ_{0R} , что соответствует отчетливой видимости гипербол, связь дугового расстояния l , разделяющего гиперболы, с амплитудой — линейная.

Для количественного сопоставления предсказаний теории и результатов экспериментов проводились три серии опытов. В первой серии опытов было изучено влияние угла ψ_0 между плоскостью поляризации светового потока и плоскостью xz , в которой происходят отклонения директора \mathbf{n} и располагается волновой вектор ПАВ \mathbf{k}_R , на оптическую прозрачность слоя. При этих измерениях в картине просветления с помощью щелевой диафрагмы выделялась одна полоса — наиболее четкая и регулярная. Значения ψ_0 изменялись в пределах $0-270^\circ$ с шагом 5° . Представленная на рис. 4, а типичная диаграмма относится к слою НЖК толщиной 40 мкм и частоте 6,47 МГц. Амплитуда ПАВ составляла 15 Å. Видно, что наибольшего значения оптическая прозрачность достигает при $\psi_{0p} \approx \frac{1}{4}[\pi(2p+1)]$, что совпадает с теоретической зависимостью, следующей из формулы (8) (здесь $p=0, 1, 2, \dots$).

Вторая серия опытов заключалась в измерении изменений оптической

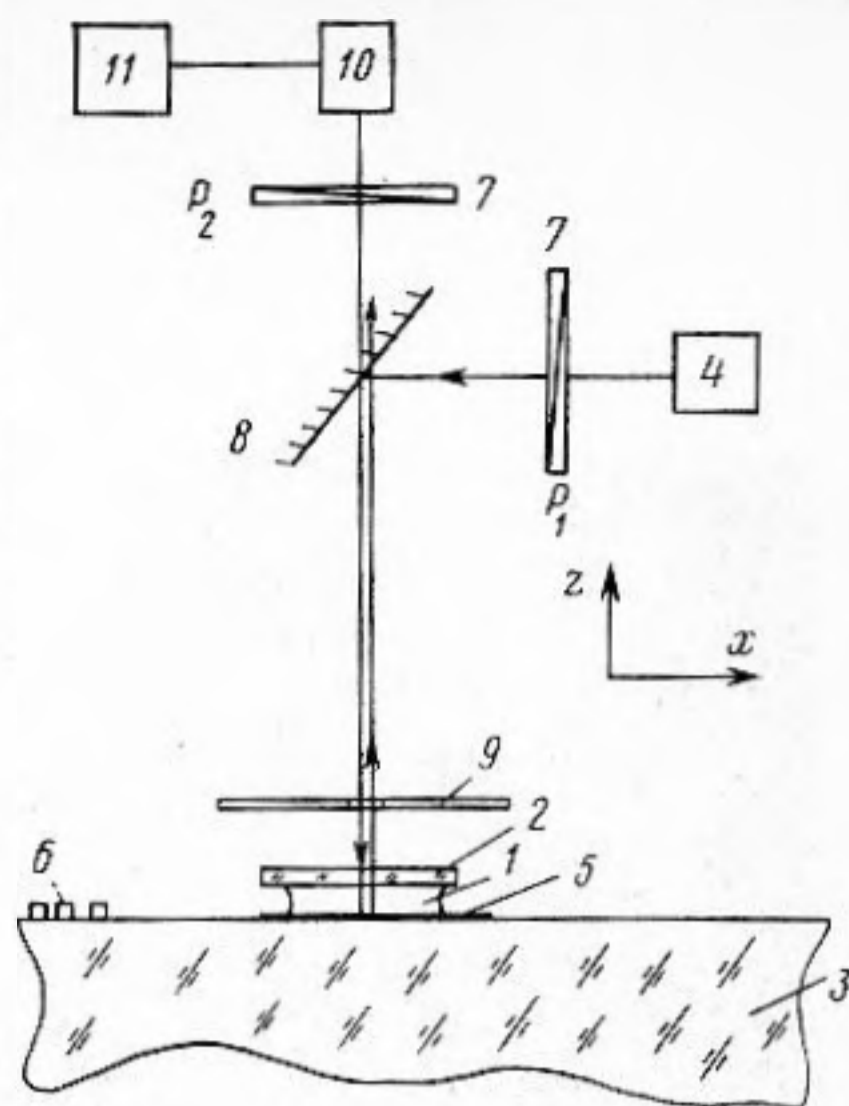


Рис. 2. Схема эксперимента

¹ Описанное изменение картины, на первый взгляд, можно идентифицировать, как переход одноосного кристалла в двухосный. Однако у последнего существует определенная взаимосвязь между углом наклона оптических осей и кривизной гипербол, описываемая диаграммой Райта [12], тогда как, по нашим наблюдениям, увеличение угла наклона директора в слое НЖК при повышении амплитуды ПАВ на кривизну гипербол не влияет.

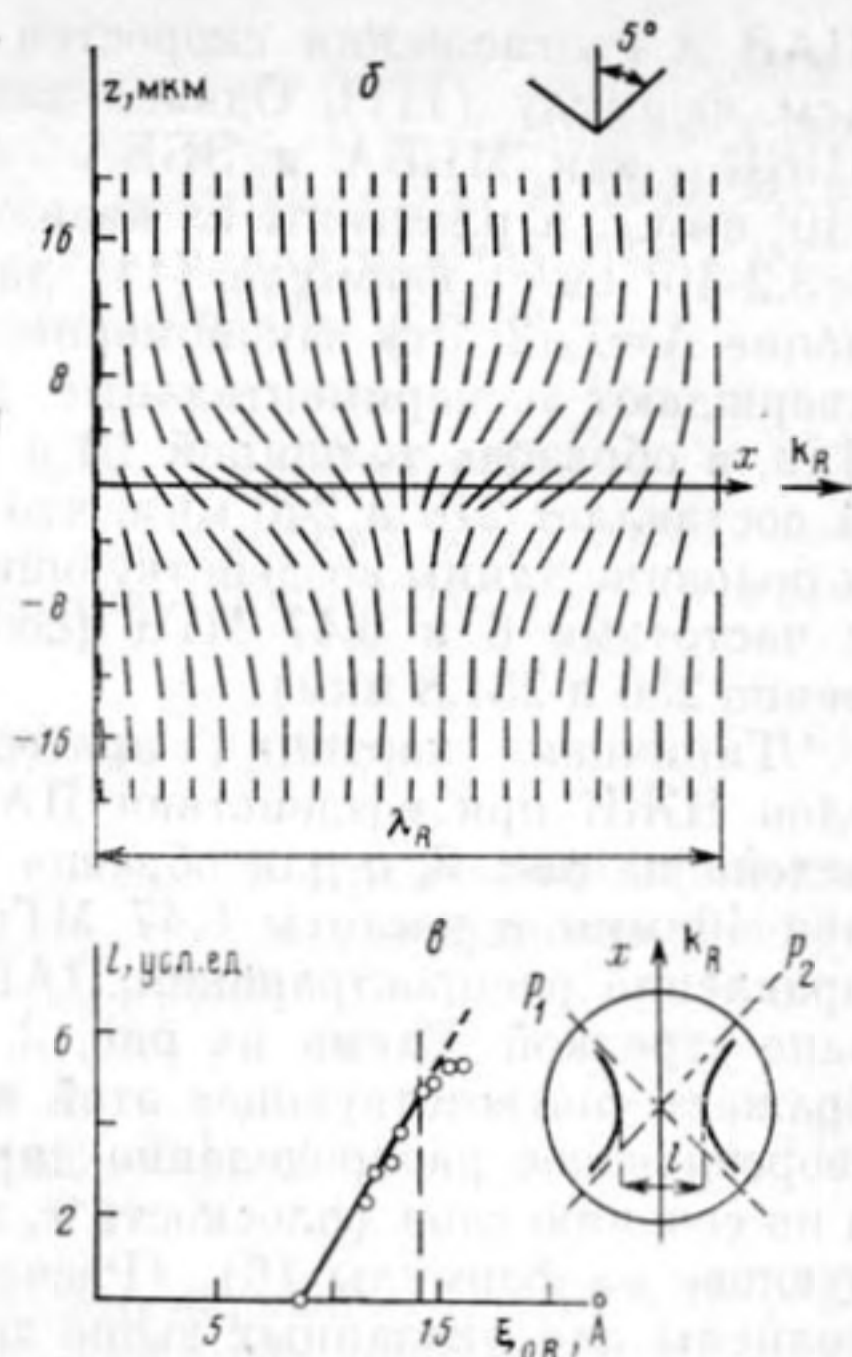
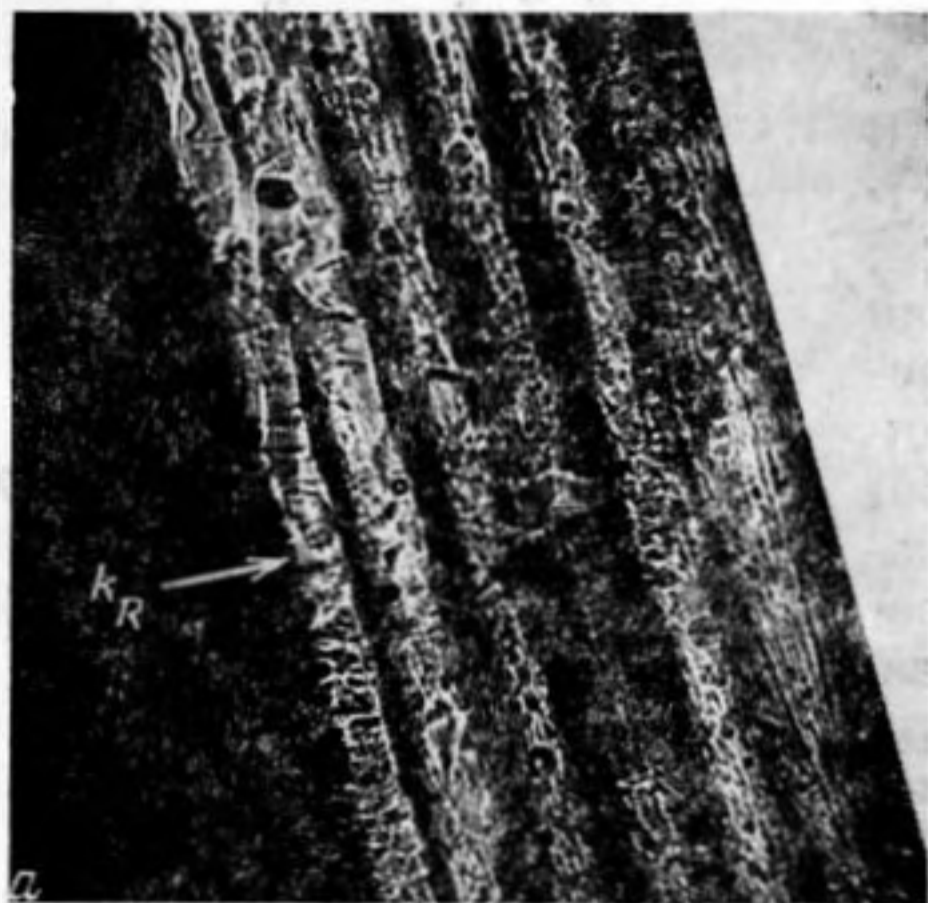


Рис. 3. Основные закономерности, описывающие ориентационное состояние слоя НЖК толщиной 40 мкм при воздействии ПАВ частотой 6,47 МГц: картина просветления слоя НЖК в поляризованном свете (поляроиды скрещены); волновой вектор ПАВ k_R составляет с плоскостью поляризации падающего на слой светового потока угол $\pi/4$ (а); соответствующие этой картине теоретическая схема распределения директора по сечению слоя при $V_0=1$ мкм/с (б) и экспериментальная зависимость расстояния между изогирами от амплитуды ПАВ (в)

прозрачности слоя НЖК по мере увеличения амплитуды ПАВ при фиксированных значениях d , f и ψ_0 . На рис. 4, б приведены данные, относящиеся к образцу толщиной 40 мкм и частотам 28 и 38 МГц. Графики 1–5 рассчитаны по формуле (8) при значениях коэффициента трансформации γ , равных 0,1; 0,3; 0,5; 0,7; 1 соответственно. Видно, что экспериментальные значения оптической прозрачности m попадают в область, ограниченную графиками 2 и 3, представляющими теоретическую зависимость $m=f(\xi_{0R})$ при коэффициентах γ , равных 0,3 и 0,5, что близко к значению $0,5 \pm 0,2$, соответствующему эксперименту. Это значение коэффициента трансформации ПАВ при переходе со свободной поверхности опорной пластины в слой НЖК определено из соотношения $\gamma = \xi_{10} \xi_{20} / \xi_{0R}^2$, где вертикальные составляющие смещений для 1-й и 2-й мод в слое и для ПАВ на свободной поверхности (соответственно ξ_{10}^\perp , ξ_{20}^\perp и ξ_{0R}^\perp) измерены описанным выше оптическим методом, а горизонтальные составляющие смещений (ξ_{10}^\parallel , ξ_{20}^\parallel и ξ_{0R}^\parallel) вычислены по соотношениям, приведенным в работе [4]. Обработка экспериментальных данных об изменении оптической прозрачности слоя НЖК в области значений ξ_{0R} , соответствующих малым углам отклонения директора от нормали ($\varphi \ll 1$), дает для соотношения $m \sim \xi_{0R}^n$ следующий показатель степени: $n = 7,8 \pm 0,21$, что близко к предсказанному теорией значению $n=8$ (см. формулу (10)).

Следует, однако, отметить, что связь оптической прозрачности с амплитудой ПАВ может отличаться от представляемой формулой (10). В этом легко убедиться, записав выражение (7) в общем виде, когда директор \mathbf{n} и волновой вектор \mathbf{k}_0 в падающей на слой НЖК световой волне не совпадают по направлению. В этом случае имеем

$$m(\xi_{0R}) = \sin^2\{(k_0 \Delta n d / \cos \beta) \sin^2 [\beta + \varphi(\xi_{0R})]\} / 2. \quad (12)$$

Здесь β — угол между \mathbf{n} и \mathbf{k}_0 для невозмущенного состояния слоя, $\varphi(\xi_{0R})$ — угол между \mathbf{n} и нормалью к слою НЖК, обусловленный изменением ориентации директора \mathbf{n} в неоднородном акустическом потоке при воздейст-

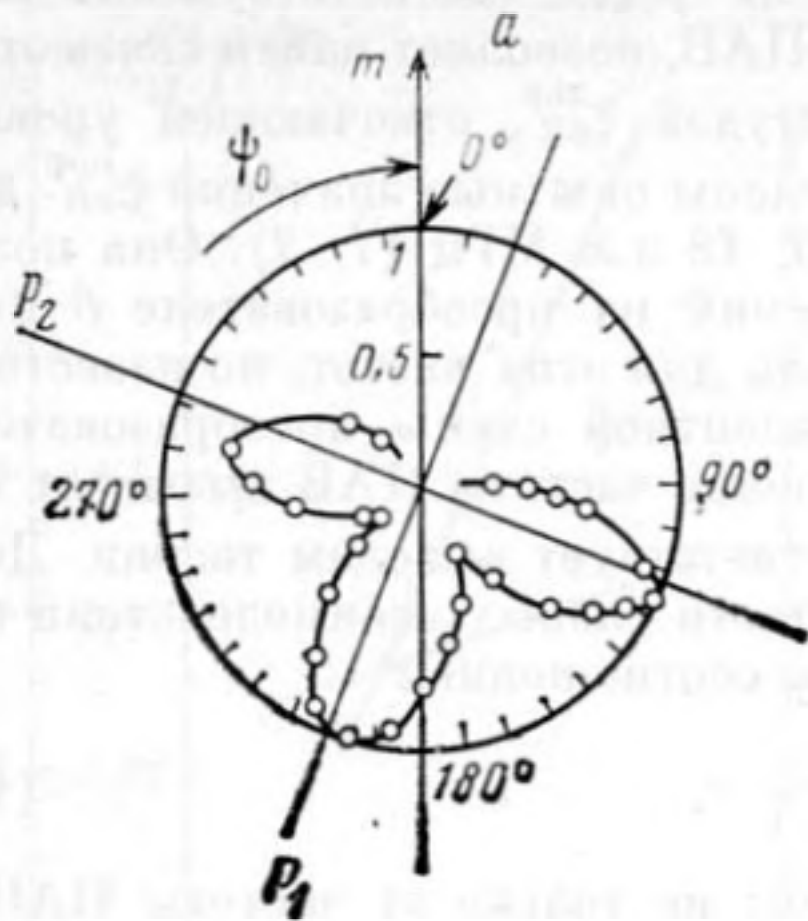
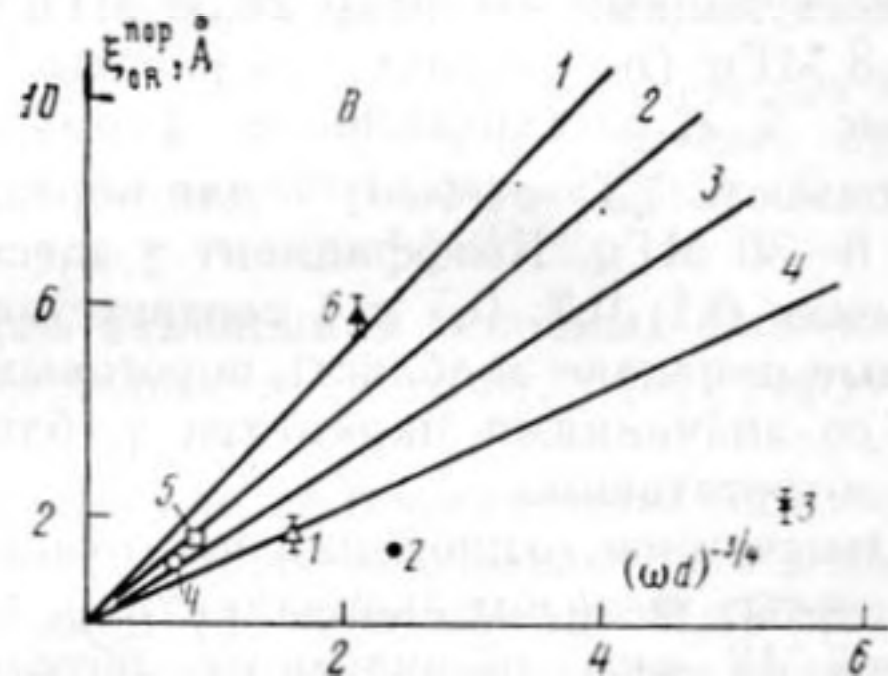
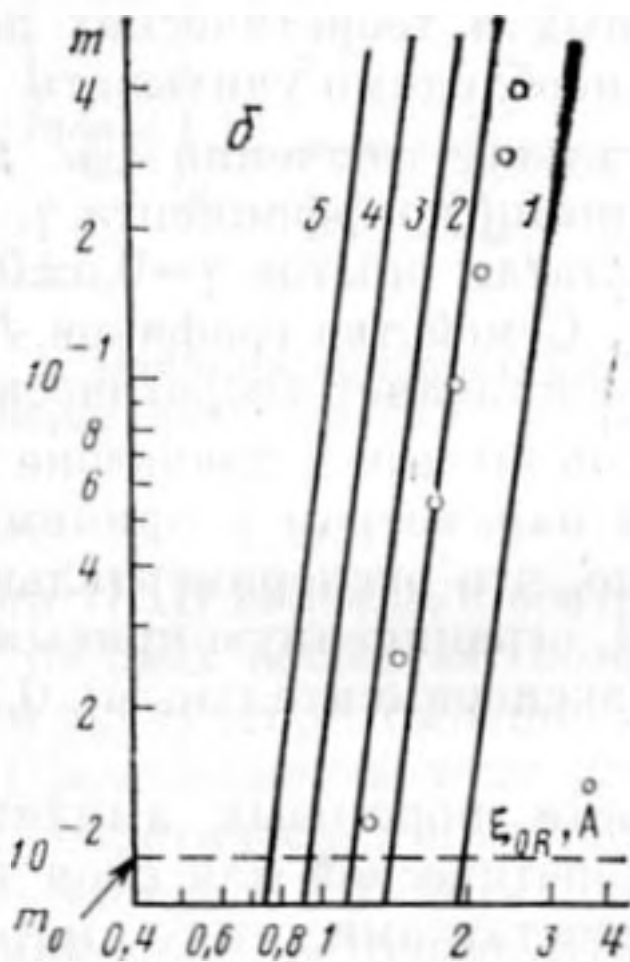


Рис. 4. Основные закономерности изменения оптической прозрачности m гомеотропного слоя НЖК под воздействием ПАВ: угловое распределение оптической прозрачности m при постоянной амплитуде ПАВ 15 Å, частоте 6,47 МГц и толщине слоя 40 мкм (а); влияние амплитуды ПАВ на оптическую прозрачность этого слоя при $f=28$ и 38 МГц (б); связь частоты ПАВ и толщины слоя с условной пороговой амплитудой, определяемой по уровню оптической прозрачности $m=10^{-2}$ (в)



вии ПАВ. Разлагая эту функцию в ряд по степеням $\varphi(\xi_{0R})$, получаем

$$m(\xi_{0R}) = \mathcal{A}_0(\beta) + \mathcal{A}_1(\beta)\varphi(\xi_{0R}) + \frac{1}{2!}\mathcal{A}_2(\beta)\varphi^2(\xi_{0R}) + \frac{1}{3!}\mathcal{A}_3(\beta)\varphi^3(\xi_{0R}) + \dots + o[\varphi^3(\xi_{0R})], \quad (13)$$

где \mathcal{A}_i — коэффициенты ряда, определяемые следующими формулами:

$$\mathcal{A}_0(\beta) = \sin^2(\frac{1}{2}a \sin^2 \beta); \quad \mathcal{A}_1(\beta) = \frac{1}{2}a [\sin(a \sin^2 \beta)] \sin 2\beta;$$

$$\mathcal{A}_2(\beta) = \frac{1}{2}a [a \cos(a \sin^2 \beta) \sin^2 2\beta + 2 \sin(a \sin^2 \beta) \cos 2\beta];$$

$$\mathcal{A}_3(\beta) = \frac{1}{2}a [-a^2 \sin(a \sin^2 \beta) \sin^3 2\beta + 3a \cos(a \sin^2 \beta) \sin 4\beta - 4 \sin(a \sin^2 \beta) \sin^2 \beta].$$

Здесь $a = \Delta n k_0 d / \cos \beta$. Из (13) следует, что вариация угла β приводит к таким изменениям коэффициентов \mathcal{A}_i , которые вызывают перемену вида функции $m(\xi_{0R})$. Можно, например, реализовать ситуацию, при которой $m \sim \xi_{0R}^2 \sim P_R$, т. е. оптическая прозрачность оказывается мерой излучаемой источником ПАВ акустической энергии P_R ($P_R \sim \omega \xi_{0R}^2$). Очевидно, что такая взаимосвязь m и ξ_{0R} имеет место при значениях β , определяемых условием $\mathcal{A}_2(\beta) = 0$. Заметим, что варьировать значения β можно, изменяя угол падения оптического излучения на слой НЖК или создавая исходное стационарное отклонение директора сторонним воздействием (например, с помощью электрического поля²).

² Акустооптический эффект в слое НЖК при совместном воздействии ПАВ и электрического поля детально изучен в [13], где можно найти данные по реализации такого способа управления эффективностью воздействия ПАВ.

Сопоставление графиков зависимости $m=f(\xi_0)$, соответствующих различным толщинам слоя НЖК и частотам ПАВ, позволяет найти связь этих параметров с условной пороговой амплитудой $\xi_{0R}^{\text{пор}}$, отвечающей уровню прозрачности $m_0=0,01$. На рис. 4, в приведены опытные значения $\xi_{0R}^{\text{пор}}$ для образца толщиной 12 мкм на частотах 30; 18 и 6 МГц (1-3). Они получены пересчетом электрических напряжений на преобразователе б (см. рис. 2), отвечающих указанному уровню m_0 для этих частот, по известной методике, основанной на анализе эквивалентной схемы преобразователя [14]. Из этих данных следует, что повышение частоты ПАВ вызывает незначительные изменения $\xi_{0R}^{\text{пор}}$, что не соответствует выводам теории. Действительно, согласно формуле (10), в области слабых взаимодействий пороговая амплитуда и частота ПАВ связаны соотношением

$$\xi_{0R}^{\text{пор}} \sim (\omega d)^{-3/4} \gamma^{-1/2}. \quad (14)$$

Отсюда следует, что величина $\xi_{0R}^{\text{пор}}$ зависит не только от частоты ПАВ и толщины слоя НЖК, но и от коэффициента трансформации γ . Поэтому при количественном сопоставлении экспериментальных и теоретических данных о пороговых амплитудах этот коэффициент необходимо учитывать. На рис. 4, в цифры 4 и 5 показывают экспериментальные значения $\xi_{0R}^{\text{пор}}$ для образцов толщиной 40 мкм с известными значениями коэффициента γ , соответствующими частотам 28,38 МГц (по результатам опытов $\gamma=0,5 \pm 0,2$) и 12,3 МГц (по результатам работы [6] $\gamma \approx 0,3$). Семейство графиков 1-4 на рис. 4, в, рассчитанное по формуле (14), представляет теоретическую зависимость $\xi_{0R}^{\text{пор}}$ от $(\omega d)^{-3/4}$ для образца толщиной 40 мкм в диапазоне частот 6-30 МГц. Коэффициент γ здесь является параметром и принимает значения 0,1; 0,3; 0,5 и 1 соответственно. Видно, что экспериментальные данные попадают в область пороговых амплитуд, ограниченную кривыми 2 и 3 со значениями параметра γ , близкими к экспериментальным: 0,3 и 0,5 соответственно.

Отмеченное отклонение частотной зависимости пороговых амплитуд, найденных методом эквивалентных схем, от теоретической для слоя толщиной 12 мкм, по-видимому, обусловлено недостатками этого метода. В этой связи интересно сопоставить значения $\xi_{0R}^{\text{пор}}$ у образца толщиной 40 мкм, полученные различными методами. На частотах 28,38 и 6,47 МГц при измерениях оптическим методом они составляют соответственно 1 и 5,5 Å (цифры 4 и 6 на рис. 4, в), тогда как метод эквивалентных схем дает существенно более низкие значения — 0,25 и 0,5 Å. К тому же он не учитывает изменения условий трансформации мод на границе свободная поверхность пластины 3 — трехслойная система, сопровождающегося переменной значений γ при варьировании d или f .

Третья серия опытов состояла в изучении влияния температуры на оптическую прозрачность слоя НЖК толщиной 40 мкм в интервале температур существования нематической фазы при фиксированных значениях $f=6,47$ МГц и $\psi_0=\pi/4$. Из формул (8) и (9) следует, что в области слабых взаимодействий справедливо следующее соотношение:

$$\xi_{0R}^{\text{пор}} \sim [\Delta n \alpha_2^2 \eta(\omega) / \eta^2(0) \mathcal{K}_3^2]^{-1/4} = A^{-1/4}. \quad (15)$$

График 1 на рис. 5, а показывает, как зависит от температуры комбинация физических постоянных, представляющих правую часть этого соотношения. Он рассчитан по опубликованным в работах [15, 16] данным о температурной зависимости составляющих эту комбинацию величин. График 2 представляет изменение значений $(\xi_{0R}^{\text{пор}})^{-1}$, полученных в эксперименте в интервале температур 17-25° С. Сопоставляя значения $(\xi_{0R}^{\text{пор}})^{-1}$ и A при одинаковых температурах, следующие из этих графиков, приходим к представленной на рис. 5, б зависимости $(\xi_{0R}^{\text{пор}})^{-1} \sim A^x$. Обработка этих данных дает для показателя степени значение $x=0,23$, что близко к предсказанному теорией (см. формулу (15)). Это означает, что влияние температуры НЖК на изменение оптической прозрачности слоя при воздей-

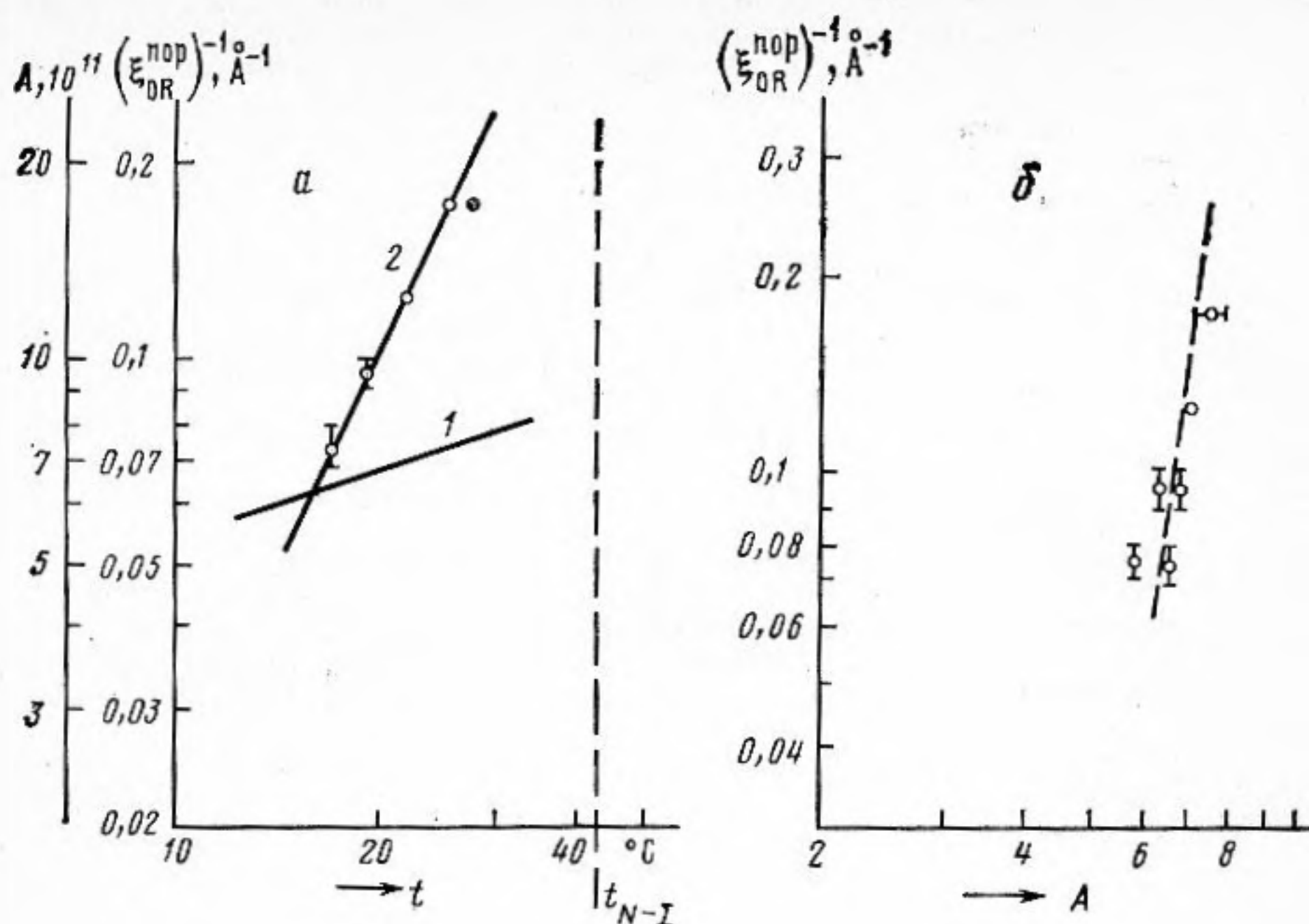


Рис. 5. Влияние температуры на оптический эффект в НЖК при воздействии ПАВ: температурная зависимость параметра A и условного порога просветления (графики 1 и 2) (а); связь условного порога просветления с параметром A (б)

ствии ПАВ связано с соответствующим изменением основных физических постоянных вещества: коэффициентов вязкости α_2 , $\eta(\omega)$, $\eta(0)$, упругости \mathcal{H}_3 и двулучепреломления Δn .

Проведенное в ходе исследований прямое количественное сопоставление теоретических и экспериментальных данных показывает, что в диапазоне частот ПАВ, определяемых условием (1), воздействие ПАВ на ориентационное состояние НЖК и его оптические свойства хорошо описывает предлагаемая упрощенная теоретическая модель с аналитической формой связи оптической прозрачности слоя НЖК, его толщины, вязко-упругих постоянных НЖК и акустических характеристик ПАВ. Модель основана на представлениях о переориентации молекул в неоднородном акустическом потоке. Применение этой модели открывает возможность простой количественной оценки акустической мощности источника ПАВ по измерениям оптической прозрачности тонкого слоя НЖК, нанесенного на звукопровод, и его зондировании пучком монохроматического света под углом $\pm[\pi(j+0,5)/k_0\Delta nd]$ по отношению к нормали.

В заключение отметим, что физические механизмы, рассмотренные в упомянутых выше работах [2, 17], в интересующей области частот (см. формулу (1)) вообще не реализуются. Так, вклад механизма, связанного с эффектом Максвелла [2, 17], при амплитуде ПАВ ~ 100 Å и толщине слоя 15 мкм на частоте 6 МГц, составляет только $10^{-8} I_0$. Пороговые амплитуды ПАВ, соответствующие развитию параметрической неустойчивости, весьма высоки и на той же частоте ПАВ для образцов НЖК толщиной 10 и 40 мкм соответственно достигают 50 и 250 Å.

ЛИТЕРАТУРА

1. Balkanski M., Lallemand P. Photonics. Paris: Gauthier — Villars, 1975.
2. Капустина О. А., Статников Ю. Г. Воздействие ультразвуковых поверхностных волн на жидкие кристаллы // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 226–230.
3. Miyano K., Shen Y. R. Excitation of stripe domain patterns by propagating acoustic waves in an oriented nematic film // Proc. V. Liquid Crystal Conference. Kent, 1976. P. 46.
4. Sandhu J. S., Britton W. G. B., Stephens R. W. B. Williams domains in liquid crystal and their excitation by mechanical waves // Abstracts 9 Inter. Congress on Acoustics, Madrid. 1977. P. 569.

5. *North T. F., Britton W. G. B., Stephens R. W. B.* Interaction of surface waves with liquid crystals // Proc. Inter. Ultrasonics Conference, London. 1975. P. 120-123.
6. *Капустин А. П., Дмитриев Л. М.* Влияние ультразвука на доменную структуру жидких кристаллов // Кристаллография. 1962. Т. 7. С. 332-334.
7. *Физика и техника мощного ультразвука/Под ред. Розенберга Л. Д. Т. 2. Мощные ультразвуковые поля. Гл. 3. М.: Наука, 1968.*
8. *Де Жен П.* Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. С. 400.
9. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1968.
10. *Богданов С. В., Ковалев А. В., Петров Д. В., Яковкин И. Б.* Рассеяние света на упругих поверхностных волнах // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 1511-1516.
11. *Чувывров А. Н., Сонин А. С., Закирова А. Д.* Поперечный электрооптический эффект в нематических жидких кристаллах с отрицательной диэлектрической анизотропией // ФТТ. 1982. Т. 18. С. 3084-3088.
12. *Меланхолин Н. М.* Методы исследования оптических свойств кристаллов. М.: Наука, 1970.
13. *Nakemi H.* The Effect of thickness on the acousto-electrical study of a nematic liquid crystals // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 6137-6140.
14. *Де Жен П.* Физические свойства жидких кристаллов. М.: Мир, 1982.
15. *Кошкин Н. И., Чумакова С. В.* Определение коэффициентов вязкости НЖК методом крутильных колебаний // Кристаллография. 1978. Т. 23. С. 432-433.
16. *Кожевников Е. Н., Чабан И. А.* К вопросу об использовании жидких кристаллов в акустооптических устройствах // Акуст. журн. 1975. Т. 21. С. 900-907.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13.XII.1988