

УДК 534.535

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ БИНАРНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ГОМЕОТРОПНУЮ СТРУКТУРУ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

© 2020 г. О. А. Капустина^{1,*}¹Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН, Москва, Россия

*E-mail: oakarustina@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.03.2018 г.

После доработки 22.03.2018 г.

Принята к публикации 10.05.2018 г.

Впервые апробирована и экспериментально подтверждена универсальная модель механизма искажения структуры гомеотропного слоя нематического жидкого кристалла в условиях совместного воздействия периодического сдвига и сжатия. Модель учитывает все физические факторы, ответственные за это явление, и дает его адекватное описание в более широкой, чем это удавалось сделать ранее, области частот, включающей в себя частоты ультразвукового диапазона. Определена связь оптического отклика слоя мезофазы с амплитудами и частотами колебаний бинарного воздействия.

DOI: 10.31857/S0023476120010099

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что при акустическом воздействии искажение структуры гомеотропного слоя нематического жидкого кристалла (НЖК) сопровождается изменением направления преимущественного выстраивания длинных осей молекул, характеризующегося единичным вектором (директором НЖК) \mathbf{n} [1], и ведет к изменению оптических свойств мезофазы [2]. Разнообразие реакции этого слоя на такое воздействие определяет тип колебаний [2, 3]. Первые опыты по изучению бинарного акустического воздействия на макроструктуру НЖК выполнены в конце прошлого века [4]¹. Было установлено, что под действием периодического эллиптического сдвига звуковой частоты в гомеотропном слое НЖК возникает особый тип ориентационной неустойчивости, которому сопутствует надмолекулярная структура в виде системы равноотстоящих параллельных полос (так

называемые “ролл–домены”) [2]. Наиболее детально этот эффект в широком динамическом диапазоне (вплоть до амплитуд колебаний, вызывающих разрушение доменов) исследован в [5, 6]. В [7] рассмотрен другой вид бинарного воздействия, реализующийся в том же диапазоне частот при совместном действии на слой НЖК сдвиговых и поршневых колебаний, когда при движении одной из пластин ячейки перемещения точки, определяемые значениями вертикальной (вдоль оси Z) и горизонтальной (вдоль оси X) компонент ее смещения (рис. 1), образуют эллипс. Для дальнейшего обсуждения уместно ввести параметр эллиптичности движения $\beta = \xi_{0z}/\xi_0$ как отношение амплитуд колебаний пластины по осям Z (ξ_{0z}) и X (ξ_0). Оказалось, что в этих условиях в гомеотропном слое НЖК наблюдается новое явление – стационарное искажение его исходной структуры, которое обусловлено действием объемных нелинейных моментов, пропорциональных произведению угла поворота молекул и скорости растекания нематической жидкости вследствие периодического сжатия слоя. В такой ситуации директор \mathbf{n} отклоняется в плоскости XZ на некоторый угол φ_2 от нормали к границам слоя и осциллирует под углом φ_1 вблизи нового квазиравновесного положения. Существенно, что даже малые значения эллиптичности β в движении пластины ($\beta < 10^{-3}$) приводят к значительному стационарному эффекту, а именно: оптический отклик НЖК проявляется при амплитудах колебаний сдвига, значительно меньших, чем те, ко-

¹ В опытах [4] пластины ячейки с НЖК совершают колебания в плоскости XU во взаимно перпендикулярных направлениях (по осям X и U) со сдвигом по фазе $\pi/2$. При этом директор \mathbf{n} НЖК следует за смещением пластин и движется по эллиптическому конусу, ось которого совпадает с осью эллиптического сдвига. Система полос, возникающих на пороге неустойчивости, располагается в плоскости XU под углом к оси X , величину которого определяют соотношения X - и U -компонент эллипса движения, а ширина полос пропорциональна толщине слоя. Характерная особенность этого эффекта – зависимость его порога от частоты колебаний вида $(\xi_{0x} \xi_{0y})_{th} \sim 1/\omega$, где ξ_{0x} , ξ_{0y} – амплитуды колебаний пластин ячейки в направлении осей X и U в опытах [4], $\omega = 2\pi f$, f – частота колебаний.

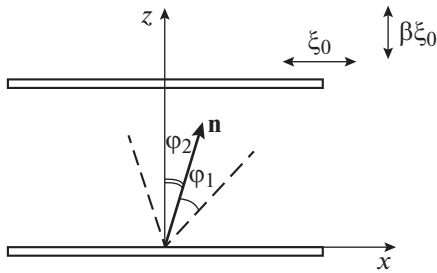


Рис. 1. Схема поведения директора \mathbf{n} в слое НЖК, заключенном между двумя пластинами, при совместном воздействии сдвиговых (вдоль оси X) и поршневых (вдоль оси Z) колебаний с амплитудами ξ_0 и $\beta\xi_0$ соответственно; φ_1 — угол осцилляций директора \mathbf{n} относительно его квазиравновесного положения, определяемого углом φ_2 , φ_2 — угол отклонения директора от его исходного направления (по нормали к плоскости слоя) при возникновении стационарного искажения гомеотропной структуры.

торые необходимы для наблюдения “просветления” слоя мезофазы под действием “чистого” сдвига [7]. Теория [7], построенная в рамках классической гидродинамики с учетом квадратичных слагаемых в уравнениях движения и поворота директора \mathbf{n} , из-за допущенных упрощений привела лишь к качественному описанию картины этого явления. В последующих работах, связанных с различными аспектами проблемы бинарного воздействия на структуру НЖК [3, 8], была построена модель [9], дающая количественное описание этого явления, близкое к его экспериментальной картине в [7]. Отметим, что в [9] впервые при решении динамической задачи в граничных условиях было учтено как влияние ориентационных волн, возникающих при смещении одной из пластин ячейки с НЖК в своей плоскости, так и факт смещения этой пластины в направлении нормали. Анализ явления в [9] был ограничен частотами звукового диапазона, где длина вязкой волны $\lambda_{vis} = (2\eta/\rho\omega)^{1/2}$ в НЖК значительно больше толщины слоя. Здесь $\eta = (\alpha_4 + \alpha_6)/2\gamma_1$, γ_1 — вращательная вязкость, $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$, α_k — коэффициенты вязкости Лесли НЖК [1], ρ — плотность.

В [10] предложена новая модель, описывающая деформацию структуры НЖК и ее оптический отклик на бинарное воздействие на частотах звукового и ультразвукового диапазонов. Задача апробации этой модели весьма актуальна, а ее решение позволит выявить адекватность описания картины явления для широкой области частот в рамках представлений [10].

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования оптических свойств НЖК в слое с гомеотропной ориентацией молекул при совместном воздействии на него периодического сдвига и сжатия, создаваемых

колебаниями пластин ячейки, в диапазоне частот 0.03–2 кГц. Установлены закономерности, описывающие связь оптической прозрачности слоя с амплитудами и частотой колебаний. На основе данных, полученных в этих опытах при частотах звукового диапазона, апробирована и подтверждена модель [10], описывающая искажение структуры слоя и его оптический отклик на бинарное воздействие в рамках принятого механизма явления (нелинейные взаимодействия осциллирующей директора НЖК \mathbf{n} и поля скоростей растекания). Рассмотрена и обоснована корректность апробации модели [10] на ультразвуковых частотах по данным опытов [11–13] о закономерностях, описывающих развитие акустически индуцированных ориентационных явлений в НЖК на этих частотах.

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Обсудим расчетную модель явления, представленную в [10], кратко описав приведенные в ней основные результаты. Эта модель построена в предположении двумерной картины искажения гомеотропного слоя НЖК толщиной d и длиной L ($L \gg d$), расположенного между двумя параллельными пластинками ячейки, при эллиптическом движении ее верхней пластины (рис. 1). Концы слоя свободны, начало координат — в центре нижней неподвижной пластины ячейки, ось Z направлена по нормали к границам слоя. Полагаем, что и растекание нематической жидкости в сторону свободных концов со скоростью $v_x = \text{const } x(z^2 - zd) \sin \omega T$, обусловленное периодическим сжатием слоя, и поворот молекул НЖК происходят в направлении X в плоскости сдвига XZ . Бинарное воздействие на структуру гомеотропного слоя задается движением верхней пластины [10]:

$$V_x|_{z=d+\xi_d} = V_0 \cos \omega T, \quad V_z|_{z=d+\xi_d} = \beta V_0 \sin \omega T, \quad (1)$$

где $\xi_d = -\beta\xi_0 \cos \omega T$ — смещение пластины в направлении Z ; $\xi_0 = V_0/\omega$; V_0 и βV_0 — амплитуды составляющих скорости движения пластины по осям X и Z соответственно, T — время. Анализ эффекта проведен в диапазоне частот, включающем в себя ультразвуковые, где длина вязкой волны значительно меньше толщины слоя. Учтены также все факторы, которые могут вызвать в этих условиях деформацию структуры слоя: граничные напряжения, возникающие при дополнительном смещении пластины ячейки в направлении нормали к границам слоя, условия ориентации молекул на границах, объемные моменты и напряжения, квадратичные по гидродинамическим переменным.

При бинарном воздействии вида (1) на НЖК искажение гомеотропной структуры слоя опреде-

ляют нелинейные уравнения гидродинамики [1]. В предположении, что амплитуды колебаний ξ_0 настолько малы, что малыми оказываются и углы φ отклонения молекул от оси Z^2 , уравнения движения и поворота молекул в [10] линеаризованы по углу φ и преобразованы к более удобному для анализа виду путем введения безразмерных координат $x = X/d$, $z = Z/d$, времени $t = \omega T$ и безразмерных скоростей $v_2 = V_k/(\omega d)$. Полагая далее, что скорость v и угол φ определяются осциллирующими (v_1, φ_1) и стационарными (v_2, φ_2) составляющими, линеаризованные уравнения для них рассматриваются по отдельности. В результате решения этих уравнений при граничных условиях, построенных с учетом конечной связи молекул НЖК с поверхностями пластин, найдены аналитические представления для углов φ_1 и φ_2 . При подстановке в известное выражение для оптической прозрачности $m(t) = I(t)/I_0$ гомеотропного слоя, помещенного между двумя скрещенными поляроидами [14]³, полного угла $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$ ее связь с различными параметрами задачи в условиях бинарного воздействия (1) записывается в виде [10]:

$$m(t) = 0.5 \sin^2 \{0.5(P_{00} + P_{01}) - P_{1s} \sin t - P_{1c} \cos \omega t + P_{2s} \sin 2t - P_{2c} \cos 2t\}. \quad (2)$$

Взаимосвязь коэффициентов P_i с частотой колебаний представлена через волновой параметр $\sigma = (\rho \omega d^2 / 2\eta)^{1/2}$, а условия ориентации молекул НЖК на границах слоя – через безразмерный параметр $\delta = K_{33}/\omega d$. Здесь η – безразмерная вязкость в вязкой волне, распространяющейся от границ слоя в его объем, w – коэффициент, характеризующий поверхностную плотность ориентирующей энергии $F_s = 0.5w\varphi^2$ [1], K_{33} – упругая постоянная Франка. Аналитические представления для коэффициентов P_i можно найти в [10].

Согласно [10] развитие динамических процессов в НЖК при бинарном воздействии можно правильно описать, исходя из величин волнового параметра σ и управляющего параметра l , разде-

ляющего области значений функциональных параметров задачи, где искажение структуры слоя определяют линейные ($\varphi_1 \sim \xi_0$) или нелинейные ($\varphi_2 \sim \xi_0^2$) гидродинамические эффекты:

$$l \approx (P_{00}/P_{01})^{1/2} \sim 0.1\beta\omega\gamma_1 d\xi_0/K_{33};$$

$$\sigma = d/\lambda_{vis}.$$

Если параметр $l \ll 1$, картину явления определяют линейные эффекты. Директор \mathbf{n} НЖК осциллирует под углом φ_1 относительно направления его исходной ориентации (оси Z), а вклад стационарной деформации весьма мал ($\varphi_2 \ll \varphi_1$) и не оказывает влияния на оптическую прозрачность слоя, при этом соотношение коэффициентов P_i таково, что $P_{00} \ll P_{01}$, а $|P_{1s}|$ и $|P_{1c}| \ll P_{2c}$. В этой ситуации формула (2) принимает вид [10]:

$$m(t) = 0.5 \sin^2 [0.5(P_{01} + P_{2s} \sin 2t - P_{2c} \cos 2t)].$$

Интенсивность светового потока $I(t) = m(t)I_0$ зависит от времени, и, разлагая $m(t)$ в ряд Фурье $m(t) = m_0 + \sum m_k \cos(kt + v_k)$, где m_0, m_k и v_k – постоянная составляющая гармоники и фазовая задержка относительно колебаний сдвига пластины, в [10] находят спектральные коэффициенты

$$m_0 = 0.25[1 - \cos P_{01} J_0(P_2)],$$

$$m_{4k-2} = 0.25 \sin P_{01} J_{2k-1}(P_2),$$

$$m_{4k} = 0.25 \cos P_{01} J_{2k}(P_2),$$

$$m_{2k-1} = 0, \quad (3)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$; J_0, J_{2k-1}, J_{2k} – функции Бесселя I рода, $P_2 = (P_{2s}^2 + P_{2c}^2)^{1/2}$.

Из (3) следует, что при $l \ll 1$ спектр оптической прозрачности содержит только четные гармоники. Значение постоянной составляющей m_0 при $\sigma \ll 1$ (низкие частоты, коэффициент $P_2 = P_{01} = 0.5\Delta n k_0 d \xi_0^2$) по мере увеличения амплитуды колебаний ξ_0 растет от $m_0 = 0$ (при $P_2 = 0$) до $m_{0\max} = 0.323$ (при $P_2 = 1.95$) и далее осциллирует вблизи значения $m_0 = 0.25$. При расчетах приняты значения параметров: $w = 10^{-3}$ эрг/см [1], $K_{33} = 0.78 \times 10^{-11}$ Н, $\gamma_1 \approx 0.078$ Па с, $\alpha_4 \approx 0.1$ Па с, $\alpha_6 \approx -0.034$ Па с, $\eta = 0.4$, $\Delta n = 0.2$, $k_0 = 1.5 \times 10^5$ см⁻¹. На низких частотах приведенная амплитуда колебаний сдвига $u_{0\max} = \xi_{0\max}/d$, определяющая положение первого максимума функции $m_0(u_0)$, не зависит от частоты колебаний. В области более высоких частот, где параметр $\sigma > 3$, а коэффициенты P_2, P_{01} зависят от частоты колебаний, значения $u_{0\max}$ при возрастании частоты воздействия снижаются по закономерности $u_{0\max} \sim \omega^{-1/4}$.

В нелинейной области ($l \gg 1$) в механизме искажения структуры слоя доминируют нелинейные гидродинамические эффекты, и возникает

² Согласно [7] в рамках линейной гидродинамики [1] угол поворота директора в осциллирующем потоке с линейным профилем скорости, который индуцирован в слое НЖК колебаниями пластины ячейки, определяется смещением этой пластины $\xi(t) = \xi_0 \sin \omega t$ и составляет $\varphi(t) \approx \xi(t)/d$.

³ Оптическую прозрачность слоя НЖК, размещенного между двумя поляроидами, определяют как отношение интенсивности $I(t)$ светового потока, прошедшего через эту систему, к интенсивности I_0 падающего потока: $m(t) = I(t)/I_0 = \sin^2 [0.5\Delta n k_0 d \int \varphi(x, z)^2 dz] \sin^2 2\theta$ [10, 14]. Здесь учитывается факт неоднородной по толщине слоя ориентации молекул, $\varphi(x, z)$ – угол поворота директора, θ – угол между направлением сдвига и ориентацией одного из поляроидов, Δn – оптическая анизотропия, k_0 – волновое число в обыкновенной световой волне. В [10] рассмотрен случай максимальной по углу θ прозрачности ($\theta = \pi/4$).

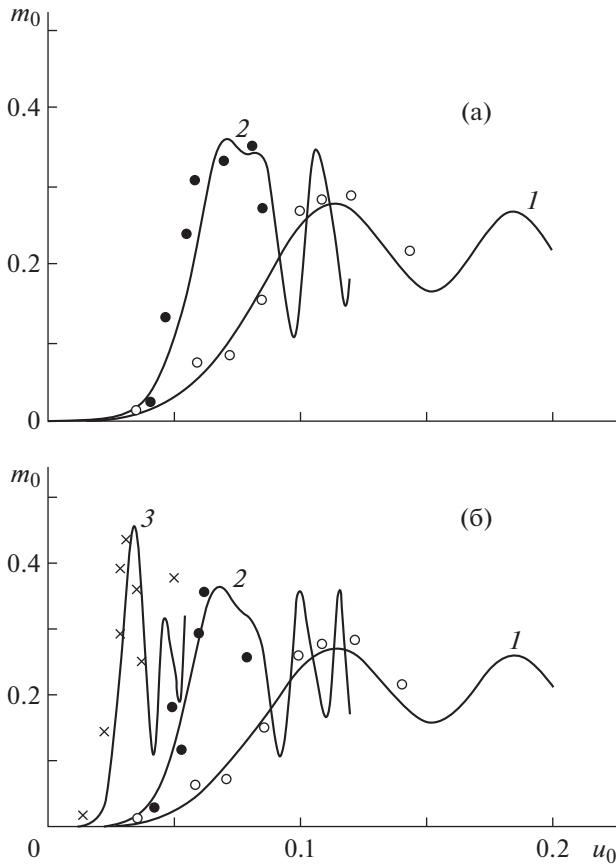


Рис. 2. Взаимосвязь постоянной составляющей оптического сигнала m_0 с “приведенной” амплитудой u_0 сдвиговых колебаний пластины ячейки с НЖК при различных значениях параметра эллиптичности; толщина слоя 100 мкм: а – частота 0.2 кГц, данные опытов (○ и ●) и результаты расчетов в виде графиков 1 и 2 (сплошные линии) при значениях β , равных 0 и 0.0014 соответственно; б – частота 1 кГц; ○, ■, ▲ ⇒ данные опытов, графики 1–3 (сплошные линии) представляют результаты расчетов, при значениях β , соответственно равных 0, 0.0003, 0.001.

среднее по времени отклонение директора \mathbf{n} на угол φ_2 от направления нормали Z (рис. 1). В этих условиях $\varphi_2 \gg \varphi_1$, и директор \mathbf{n} НЖК осциллирует около квазиравновесного положения, определяемого величиной угла φ_2 . Согласно [10] наличие этого стационарного эффекта в слое НЖК изменяет представление для его оптической прозрачности, а именно:

$$m(t) = 0.5 \sin^2 [0.5(P_{00} - P_{1s} \sin t - P_{1c} \cos t)],$$

где спектральные коэффициенты имеют вид:

$$\begin{aligned} m_0 &= 0.25[1 - \cos P_{00} J_0(P_1)], \\ m_{2k-1} &= 0.25 \sin P_{00} J_{2k-1}(P_1), \\ m_{2k} &= 0.25 \cos P_{00} J_{2k}(P_1), \end{aligned} \quad (4)$$

где $P_1 = (P_{1s}^2 + P_{1c}^2)^{1/2}$.

Из (4) следует, что в спектре присутствуют четные и нечетные гармонические составляющие. В этой области значений l , где по оценкам [10] справедливо неравенство $P_{00}/P_1 \sim l \gg 1$, величину первого максимума функции $m_0(u_0)$ задает коэффициент P_{00} , а приведенная амплитуда колебаний $u_{0\max}$, отвечающая положению этого максимума, смещается в область меньших значений амплитуды u_0 по мере повышения эллиптичности и частоты колебаний. На низких частотах приведенная амплитуда $u_{0\max} \sim (\beta\omega)^{-1/2}$, а с переходом на высокие частоты при $\sigma > 4$ связь $u_{0\max}$ и функциональных параметров задачи аппроксимируется соотношением [10]:

$$u_{0\max} \sim (\beta\omega)^{-1/2} (\omega/\omega_0 - 1)^{-1/4},$$

где $\omega_0 = 2\eta\sigma_0^2/\rho d^2$, σ_0 – коэффициент, зависящий от параметра δ . В случае жесткой ориентации молекул НЖК на границах слоя $\delta = 0$ [1], а $\sigma_0 = 3$ [10].

На рис. 2 приведены рассчитанные на частотах 0.2 кГц (рис. 2а) и 1 кГц (рис. 2б) значения m_0 в виде зависимости от приведенной амплитуды колебаний $u_0 = \xi_0/d$ для ряда значений эллиптичности β (сплошные кривые) при $d = 100$ мкм. Здесь значения m_0 определены путем численного усреднения оптической прозрачности слоя НЖК (формула (2)) по периоду колебаний. Анализ приведенных данных показывает, что даже при весьма малой эллиптичности в движении пластины оптический отклик НЖК на такое воздействие кардинально меняется по сравнению со случаем действия чистого сдвига, когда пластина колеблется в своей плоскости как единое целое, причем влияние этого фактора нарастает по мере повышения частоты колебаний. Так, в условиях чистого сдвига ($\beta = 0$; расчетные графики 1 на рис. 2), согласно теории, первые максимумы функции $m_0(u_0)$ имеют место при амплитуде колебаний сдвига, равной $u_{0\max}^{(0)} = 0.012$. Для бинарного воздействия ($\beta \neq 0$) теория прогнозирует смещение таких максимумов в область меньших значений u_0 так, что они составляют: $u_{0\max} = 0.6u_{0\max}^{(0)}$ для $\beta = 0.0014$ (частота 0.2 кГц, рис. 2а) и $u_{0\max} = 0.3u_{0\max}^{(0)}$ или $u_{0\max} = 0.6u_{0\max}^{(0)}$ при β , равных 0.001 или 0.0003 соответственно, на частоте 1 кГц (рис. 2б).

ОПИСАНИЕ ОПЫТОВ

Опыты проведены на традиционной установке: слой НЖК заполняет плоскую ячейку, составленную стеклянными пластинами, концы которой свободны. При сборке ячейки параллельность расположения этих пластин контролировалась с точностью не менее 3". Конструкция ячейки та-

кова, что расстояние между пластинами можно менять, смещая верхнюю пластину в направлении нормали к слою (вдоль оси Z) (рис. 1). В этом случае граничные условия на поверхности пластин, составляющих ячейку, не нарушаются, так как энергия сцепления молекул ЖК с ее стенками не меняется. Ориентация молекул в слое – гомеотропная: вектор \mathbf{n} ориентирован вдоль направления нормали к границам слоя.

Опыты проведены по следующей методике. Устанавливается зазор определенной величины между пластинками ячейки путем перемещения ее верхней пластины по направлению нормали к границам, который затем заполняется эвтектической смесью НЖК: N -(n -метоксибензилиден)- n' -бутиланилин) (МББА) и (N -(n -этоксибензилиден)- n' -бутиланилин) (ЭББА) [1]. Толщина слоя этой смеси изменялась в пределах 15–100 мкм. Гомеотропная ориентация молекул обеспечивается введением лецитина [1]. Однородность исходной макроструктуры слоя НЖК в ячейке и ее изменения контролируются поляризационно-оптическим методом в проходящем или отраженном свете [14]. После прохождения слоя НЖК, размещенного между скрещенными поляроидами, луч He–Ne-лазера попадает на расположенный в окулярной части микроскопа электронный фотоумножитель, который связан с вольтметром постоянного тока и анализатором спектра. Колебания пластин задаются двумя электродинамическими возбудителями (ESE-211), которые питаются от одного генератора через усилитель с двумя независимыми регулируемые входами. Источник, связанный с нижней пластиной, возбуждает ее сдвиговые колебания вдоль оси X , а источник, соединенный с верхней пластиной, – поршневые колебания вдоль оси Z . Амплитуды колебаний пластин определяются по показаниям вибромметров (TSM-101), на которые поступают сигналы с бесконтактных акселерометров (тип 4333). Формы акустического и оптического сигналов наблюдаются на экране двухлучевого осциллографа.

В серии предварительных опытов после заполнения ячейки НЖК электрическое напряжение подавали только на тот источник, который возбуждает сдвиговые колебания нижней пластины, и регистрировали показания вольтметра постоянного тока и вибромметра по мере повышения этого напряжения на частотах 0.2 и 1 кГц. Толщина слоя НЖК 100 мкм.

Основные опыты по исследованию бинарного воздействия на НЖК складывались из двух этапов. Вначале на источник, вызывающий колебания сдвига нижней пластины, подавалось такое напряжение, при котором постоянная составляющая оптической прозрачности, вычисленная по показаниям вольтметра, достигала значения $m_0 =$

$= 0.01$. Затем подключался источник, индуцирующий поршневые колебания верхней пластины, и по показаниям вибромметра устанавливалось определенное значение амплитуды ξ_{0z} этих колебаний. Далее повышалась амплитуда ξ_0 колебаний сдвига при фиксированном значении амплитуды ξ_{0z} и регистрировались показания вольтметра, которые затем пересчитывались в интенсивность постоянной составляющей светового потока на выходе системы. Эти опыты проведены на слоях толщиной 15–100 мкм при эллиптичности, варьируемой в пределах 0.0003–0.9, и диапазоне частот 0.03–2 кГц.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для выяснения связи постоянной составляющей прозрачности m_0 с приведенной амплитудой колебаний сдвига u_0 были проведены две серии опытов: в условиях чистого сдвига ($\beta = 0$) и при бинарном воздействии на НЖК ($\beta \neq 0$). Результаты этих опытов для слоя толщиной 100 мкм и частот $f = 0.2$ и 1 кГц приведены на рис. 2.

На рисунке видно, что по мере увеличения u_0 изменения экспериментальных значений m_0 (отмечены разными точками) коррелируют с ходом теоретических кривых (сплошные линии). Это означает, что предложенная в [10] модель вполне достоверно описывает эксперимент. Отметим некоторые особенности картины явления. При $\beta = 0$ (кривые 1 на рис. 2) частота колебаний не влияет на положение первого максимума функции $m_0(u_0)$, а приведенная амплитуда колебаний, определяющая положение этого максимума, для этих частот составляет $u_{0\max}^0 = 0.11$ и близка к ее расчетному значению ~ 0.12 . В случае $\beta \neq 0$ (кривая 2 на рис. 2а и кривые 2, 3 на рис. 2б) повышение эллиптичности β и частоты колебаний ведет, как это и предсказывает теория [10], к смещению максимумов функции $m_0(u_0)$ в область меньших амплитуд u_0 . Оказалось, что при разных частотах воздействия отношения приведенных амплитуд колебаний $u_{0\max}^0$ и $u_{0\max}$, которые определяют положение первого максимума функции $m_0(u_0)$ в условиях чистого сдвига и при бинарном воздействии соответственно, значительно различаются. Так, по данным опытов значения $u_{0\max}/u_{0\max}^0$ равны 0.5 (при $f = 0.2$ кГц, $\beta = 0.0014$) и 0.25 (при $f = 1$ кГц, $\beta = 0.001$), что соответствует результатам расчетов.

Оценим точность предсказаний теории [10] о закономерностях изменения $u_{0\max}$ в линейной и нелинейной областях эффекта, исходя из данных опытов в диапазоне частот 0.03–2 кГц при величинах эллиптичности β , варьируемых в пределах 0.001–0.9. При таких значениях f и β для слоев толщиной 15–100 мкм управляющий и волновой

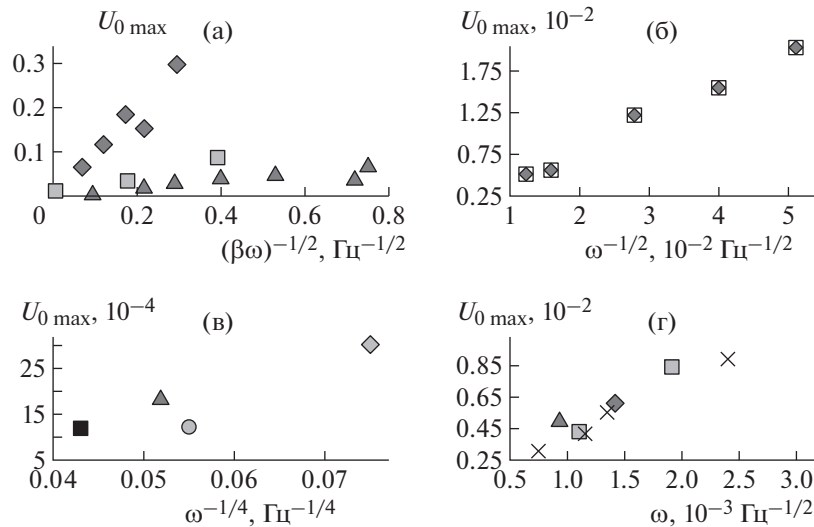


Рис. 3. Связь приведенной амплитуды колебаний сдвига $u_{0\max}$ с частотой в различных областях эффекта: а – нелинейная область эффекта, низкие частоты; $\blacklozenge \Rightarrow$ (32–300 ГГц, $\beta = 0.02$ –0.1), $\blacksquare \Rightarrow$ (60 ГГц–1.5 кГц, $\beta = 0.01$ –0.9) и $\blacktriangle \Rightarrow$ (32 ГГц–1 кГц, $\beta = 0.001$ –0.1); слои НЖК толщиной 15, 50 и 100 мкм соответственно; $\sigma \ll 1$, $l \gg 1$; б – экспериментальные данные [11] об изменении приведенной амплитуды колебаний сдвига в диапазоне частот 0.06–1 кГц; $d = 55$ мкм; $\sigma = 0.004$ –2; (При расчетах ω_0 приняты следующие значения: $\sigma_0 = 3$, $\eta = 0.4$, $\alpha_4 = 0.1$ Па с, $\alpha_6 = -0.034$ Па с, $\gamma_1 = 0.078$ Па с); в – линейная область эффекта, высокие частоты; обозначения \blacklozenge , \blacktriangle , \blacksquare относятся к слоям толщиной 66 [12], 100 [13], 105 [12] и 200 [13] мкм соответственно в диапазоне частот 5–45.2 кГц; $\sigma > 3$; г – нелинейная область эффекта, высокие частоты; обозначения \blacktriangle , \blacklozenge , \blacksquare , \times соответствуют слоям толщиной 100 [13], 105 [12], 153 [12], 200 [13] мкм соответственно в области частот 20–80 кГц; $\sigma > 4$.

параметры удовлетворяют неравенствам $l \gg 1$, $\sigma \ll 1$. Это означает, что ожидаемая картина искажения структуры слоя должна соответствовать нелинейной области эффекта и низким частотам, а связь приведенной амплитуды и функциональных параметров задачи следовать закономерности вида $u_{0\max} \sim (\beta\omega)^{-1/2}$, которую теория [10] предсказывает именно для таких условий. Значения амплитуды колебаний $u_{0\max}$, полученные в проведенных опытах при указанных выше частотах для слоев различной толщины, представлены на рис. 3а. Видно, что для указанных значений толщины слоя в диапазоне частот 0.03–2 кГц изменения приведенной амплитуды $u_{0\max}$ по мере повышения частоты колебаний подчиняются закономерности, предсказанной теорией [10], а ее значения зависят не только от частоты, но и величины эллиптичности.

Чтобы оценить применимость теоретических представлений [10] в области более высоких частот, обратимся к данным опытов по исследованию воздействия ультразвуковых колебаний сдвига на оптические свойства слоев НЖК с гомотропной ориентацией молекул [11–13]. Попытка установить корреляцию данных об особенностях динамических процессов в НЖК, выявленных в настоящих опытах с бинарным воздействием и опытах цитируемых работ, вызва-

на тем, что опыты [11–13], по-видимому, фактически проведены в условиях бинарного действия на мезофазу. Чтобы это предположение обосновать, доказав тем самым корректность использования данных [11–13] для апробации модели [10] на ультразвуковых частотах, проведем их более детальный анализ.

Напомним один из выводов классической теории [15], описывающей картину искажения гомотропной структуры слоя при действии колебаний «чистого» сдвига: значение $u_{0\max}$ от частоты колебаний не зависит. Данные предварительных опытов, показанные на рис. 2 ($\beta = 0$, обозначение \circ), согласуются с этим выводом, тогда как результаты экспериментов [11–13] ему противоречат. Так, из анализа данных [11], полученных для слоя МБА в диапазоне частот 0.0001–21 кГц, следует, что $u_{0\max}$ сохраняет постоянное значение только в области низких частот, а на частотах, превышающих 0.01 кГц, снижается по закономерности вида $u_{0\max} \sim \omega^{-1/2}$ (рис. 3б). Именно такой вид взаимосвязи $u_{0\max}(\omega)$ наблюдался в опытах при бинарном воздействии на НЖК в области частот 0.03–2 кГц (рис. 3а) при значениях параметров d, f, β, ξ_0 , удовлетворяющих неравенствам $l \gg 1$, $\sigma \ll 1$. Для слоя НЖК толщиной 50 мкм амплитуда $u_{0\max}$ по порядку величины совпадает с полученным в [11] значением при тех же величи-

нах d и f . Факт снижения амплитуды $u_{0\max}$ с увеличением частоты колебаний, следующий из опытов [11], позволяет сделать вывод, что при проведении опытов не учитывалась возможность присутствия “паразитных”, сжимающих слой НЖК колебаний подвижной пластины. Следовательно, вклад этих колебаний уже при наличии небольшой эллиптичности в движении пластины ($\beta = 0.0003$) кардинально изменяет характерный для чистого сдвига оптический отклик слоя НЖК на деформацию его структуры (рис. 2). Вывод о снижении $u_{0\max}$ с ростом частоты воздействия подтверждают и результаты анализа данных [12, 13]. Классифицируя эти данные по величине волнового параметра σ , удалось обнаружить две закономерности. Одна из них описывает изменение приведенной амплитуды колебаний при $\sigma > 3$ в области частот 5–45.2 кГц. Установлено, что в таких условиях приведенная амплитуда изменяется согласно закономерности $u_{0\max} \sim \omega^{-1/4}$ (рис. 3в). В области значений волнового параметра $\sigma > 4$ для частот 20–80 кГц эта закономерность другая: $u_{0\max} > \omega^{-1/2}(\omega/\omega_0 - 1)^{-1/4}$ (рис. 3г). Напомним, что теория бинарного воздействия [10] предсказывает именно такие виды взаимосвязи $u_{0\max}(\omega)$ для описания картины явления в линейной и нелинейной области эффекта на высоких частотах. Факты, имеющиеся сегодня,⁴ позволяют утверждать, что экспериментальные данные о “последствиях” действия на НЖК ультразвуковых колебаний сдвига в [12, 13] фактически получены в условиях бинарного воздействия. Исходя из описания установок и методик измерений в цитируемых работах, уточнить условия постановки опытов в отношении возбуждения различных мод колебаний пластин ячейки [16] не представляется возможным. Авторы этих работ регистрировали только амплитуды сдвиговых колебаний подвижной пластины⁵ и не контролировали возможность возбуждения ее поршневых колебаний, которые вызывают периодическое сжатие слоя НЖК. Однако тенденции изменения приведенной амплитуды колебаний по мере повышения частоты воздействия, которые следуют из данных опытов [11–13], представленных на рис. 3б–3г, подтверждают факт влияния эллиптичности.

Согласно модели [10] спектр оптической прозрачности слоя НЖК в условиях бинарного воздействия кардинально изменяется при повыше-

⁴ Характер изменений амплитуды $u_{0\max}$ в линейной (при $\sigma > 3$) и нелинейной (при $\sigma > 4$) областях эффекта на частотах ультразвукового диапазона, а также их корреляция с выводами теории [10].

⁵ Амплитуды сдвиговых колебаний пластин в [12, 13] определены по показаниям вибрметра, на который поступали сигналы с вибродатчика, укрепленного на возбудителе колебаний [13], или контактного акселерометра, расположенного на подвижной пластине.

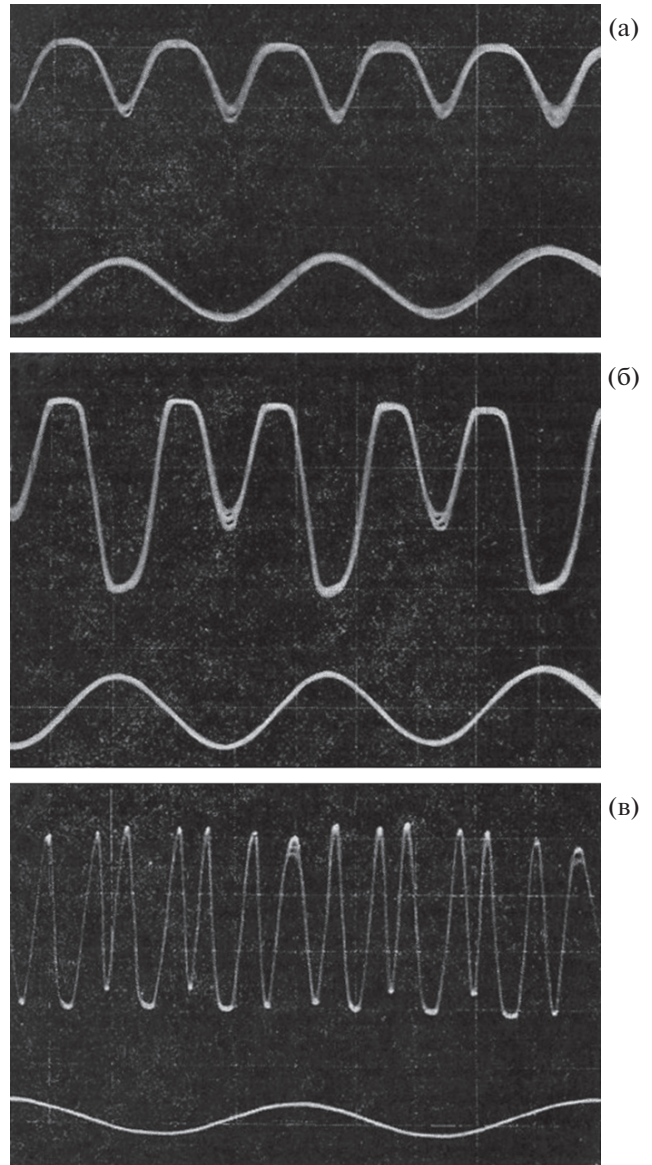


Рис. 4. Изменение спектрального состава оптического сигнала по мере повышения управляющего параметра: а – линейная область, $l = 0.14$, $d = 100$ мкм, $f = 49$ Гц; б – нелинейная область, $l = 3$, $d = 100$ мкм, $f = 49$ Гц; в – нелинейная область, $l = 9.6$, $d = 50$ мкм, $f = 82$ Гц, $\beta = 0.025$. Верхние и нижние кривые – осциллограммы оптического и акустического сигналов соответственно.

нии амплитуды колебаний сдвига и переходе из линейной области эффекта в нелинейную. Результаты описанных выше опытов подтверждают этот вывод. Типичные осциллограммы оптического и акустического сигналов представлены на рис. 4 (соответственно верхние и нижние кривые). Они демонстрируют, как изменяется спектр при переходе через критическое значение управляющего параметра $l = 1$, при котором в слое НЖК возникает стационарное искажение струк-

туры, и директор \mathbf{n} осциллирует около нового квазиравновесного положения (соответственно рис. 4а, $l = 0.14$, рис. 4б, $l = 3$). Факт возрастания порядковых номеров гармонических составляющих с повышением параметра l и ростом угла φ_2 отклонения директора \mathbf{n} НЖК от нормали, предсказанный теорией [10], подтверждает осциллограмма на рис. 4в ($l = 9.6$).

Таким образом, модель [10] является универсальной и дает адекватное результатам опытов описание механизма искажения структуры гомеотропного слоя НЖК при совместном действии сдвиговых и поршневых колебаний одной и той же частоты для широкого диапазона частот.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные исследования совместного воздействия колебаний сдвига и сжатия одной и той же частоты на оптические свойства гомеотропного слоя смеси МББА и ЭББА толщиной 15–100 мкм в диапазоне частот 0.03–2 кГц при значениях эллиптичности 0.0003–0.9.

Апробирована и экспериментально подтверждена модель [10], описывающая деформацию гомеотропной структуры НЖК при таком бинарном воздействии в более широкой, чем это удавалось сделать ранее, области частот. Принятый при построении модели механизм возникновения стационарного искажения структуры слоя, связанный с нелинейным взаимодействием осцилляций директора с полем скоростей, по своей природе отличен от известных механизмов, обусловленных акустическими потоками [3, 8], электрическим или магнитным полями [17].

Установлено, что на низких частотах (при $\sigma \ll 1$) приведенная амплитуда колебаний сдвига $u_{0\max} = \xi_{0\max}/d$, определяющая положение первого максимума функции $m_0(u_0)$, в линейной области эффекта не зависит от частоты колебаний, тогда как в нелинейной области ее значения подчиняются закономерности вида $u_{0\max} \sim (\beta\omega)^{-1/2}$.

Показано, что данные [11–13] о связи приведенной амплитуды $u_{0\max}$ с частотой колебаний в области ультразвуковых частот коррелируют с предсказаниями теории [10] как в линейной области эффекта (при $\sigma > 3$), так и в нелинейной (при $\sigma > 4$).

Исходя из имеющейся совокупности экспериментальных данных, относящихся к широкому диапазону частот, можно утверждать, что модель [10] дает адекватное описание искажения структуры НЖК при бинарном воздействии, а общую картину явления определяют управляющий пара-

метр $l \approx 0.1\beta\omega\gamma_1 d\xi_{0\max}/K_{33}$ и волновой параметр $\sigma = d/\lambda_{vis}$.

Показано, что присутствие даже небольшой эллиптичности в движении пластин ячейки и нелинейной деформации структуры слоя кардинально по отношению к действию “чистого” сдвига меняет оптический отклик НЖК на внешнее воздействие.

Установлено, что роль эллиптичности возрастает по мере повышения частоты колебаний. Влияние этого фактора следует учитывать при построении приборов на НЖК различного назначения (микрофон, гидрофон, приемник звукового давления/градиента звукового давления) [4, 18, 19], формируя определенные амплитудно-частотные характеристики таких приборов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Де Жен П.* Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 399 с.
2. Handbook of Liquid Crystals. Weinheim: WILEY-VCH, 1998. V. I. 914 p.
3. *Капустина О.А.* // Кристаллография. 2014. Т. 59. № 5. С. 685.
4. *Pieransky P., Guyon E.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. № 2. P. 1280.
5. *Dubos-Violette E., Guyon E., Janossy I. et al.* // J. Mechanique. (Fr.). 1977. V. 16. № 7. P. 733.
6. *Guyon E., Guazzelli E.* // J. Physique (Fr.). 1982. V. 43. № 4. P. 985.
7. *Капустина О.А., Кожевников Е.Н., Яковенко Г.Н.* // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 3(9). С. 849.
8. *Бочаров Ю.В., Капустина О.А.* // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 4. С. 466.
9. *Кожевников Е.Н., Кучеренко Я.В.* // Кристаллография. 2008. Т. 53. № 4. С. 715.
10. *Кожевников Е.Н., Кучеренко Я.В.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 10. С. 95.
11. *Bruchmuller H.* // Acustica. 1978. V. 40. № 3. P. 455.
12. *Kagawa Y., Hatakeyama T., Tanaka Y.* // J. Sound Vibr. 1975. V. 41. № 1. P. 1.
13. *Белова Г.Н., Ремизова Е.И.* // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 3. С. 289.
14. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1986. 646 с.
15. *Dubos-Violette E., Rothen F.* // J. Physique. (Fr.). 1978. V. 39. № 4. P. 1039.
16. *Стретт Дж.В.* Теория звука. М.: Наука, 1955. Т. 1. Гл. 4. 258 с.
17. *Пикин С.А.* Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 336 с.
18. *Bocharov Yu.V., Gurova I.N., Kapustina O.A. et al.* // Sensors Actuators. 1991. V. 28. P. 179.
19. *Bocharov Yu.V., Gurova I.N., Kapustina O.A. et al.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1993. V. 209. P. 19.