

К ВОПРОСУ ОБ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ФЛУКТУАЦИЯХ  
В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

© 2013 г. О. А. Капустина

Акустический институт РАН, Москва

E-mail: oakapustina@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.06.2011 г.

Впервые экспериментально установлены факторы, которые определяют в области частот 0.01–1 Гц спектральную плотность собственных оптических шумов нематического жидкого кристалла (НЖК), обусловленных флуктуациями ориентации директора, для слоев толщиной 10–100 мкм с жестким сцеплением на границах и квазигомеотропной макроструктурой. Апробирована модель, разработанная для оценки спектральной плотности таких шумов для слоя НЖК с предварительно деформированной макроструктурой и конечной энергией сцепления молекул.

DOI: 10.7868/S0023476113010086

## ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия большое внимание уделяется исследованию ориентационных явлений в жидких кристаллах (ЖК), индуцированных акустическим воздействием [1–3], что связано с поисками путей построения на их основе акусто-оптических устройств, способных эффективно управлять параметрами светового луча или осуществлять линейную регистрацию акустических сигналов в диапазоне частот менее 1 Гц. Однако до сих пор остается актуальной задача оценки собственных оптических шумов такого рода устройств, обусловленных флуктуациями ориентации директора  $\mathbf{n}$  ЖК, которые ограничивают их чувствительность и динамический диапазон.

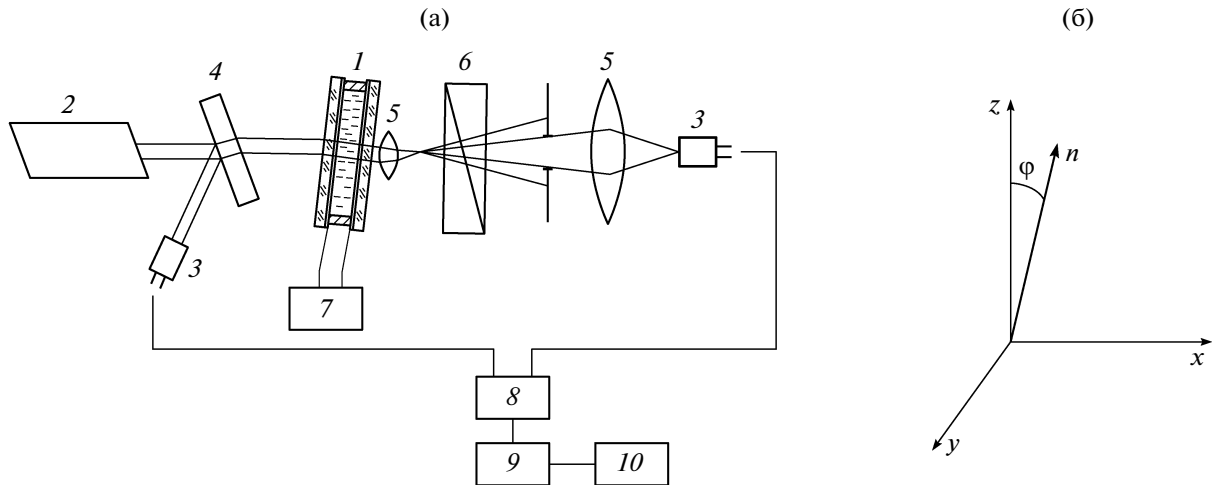
В настоящей работе представлены результаты измерений спектральной плотности собственных оптических шумов нематического жидкого кристалла (НЖК), вызванных флуктуациями ориентации директора, в слоях толщиной 10–100 мкм с квазигомеотропной макроструктурой и конечной энергией сцепления молекул с поверхностью на границах в области частот 0.01–1 Гц. Полученные данные сопоставлены с оценками, следующими из модели [1], которая позволяет определить как интенсивность, так и спектральный состав этих шумов в условиях квазилинейного преобразования сигналов в ячейке с НЖК [4].

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА  
И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Ячейка, заполняемая НЖК, состоит из стеклянных пластин с прозрачными токопроводящими покрытиями SnO<sub>2</sub>. Для исследования выбран НЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией ( $\Delta\epsilon < 0$ ) (тип 1391). Ориентация молекул

НЖК в слое – квазигомеотропная: единичный вектор  $\mathbf{n}$ , который определяет направление преимущественной ориентации молекул (“директор” НЖК), составляет с направлением нормали к слою угол  $\varphi \ll 1$ . В опытах его значениями управляли, изменяя напряженность поперечного электрического поля в ячейке (эффект Фредерикса [5]). Для этого на ее электроды подавали переменное электрическое напряжение (частота ~10 кГц). Края слоя НЖК в ячейке – свободные, а ее конструкция позволяет варьировать в процессе измерений толщину слоя путем изменения расстояния между пластинами, так что в опытах граничные условия в ячейке не меняются, и энергия сцепления молекул НЖК с поверхностью ее стенок сохраняет постоянное значение. Наблюдения ориентационного состояния слоя НЖК проводили поляризационно-оптическим методом в проходящем свете [6]. Переориентация директора НЖК, обусловленная флуктуациями молекул, и его обратная релаксация вызывают флуктуации разности фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами света, что приводит к осцилляциям интенсивности зондирующего слой пучка света на выходе из ячейки [7].

Схема установки для регистрации этих осцилляций дана на рис. 1а. В ее состав входят ячейка 1 с НЖК, He-Ne-лазер 2, два фотодиода 3, делительная пластина 4, линза 5, поляризатор-анализатор 6, генератор 7, дифференциальный усилитель 8, спектральный анализатор 9 и самописец уровня 10. Фотодиоды включены по мостовой схеме, а ячейка с НЖК введена в одно из плеч этого моста. Разностный сигнал токов с фотодиодов выделяется усилителем 8 и поступает на спектральный анализатор 9, где происходит накопление этих сигналов и измерение среднеквадра-



**Рис. 1.** Схема установки: 1 – ячейка с НЖК, 2 – He-Ne-лазер, 3 – фотодиод, 4 – делительная пластина, 5 – линза, 6 – поляризатор-анализатор, 7 – генератор, 8 – дифференциальный усилитель, 9 – спектральный анализатор, 10 – самописец уровня (а); система координат (б).

тичных значений напряжения оптических шумов в установленной полосе частот. Эти напряжения регистрируются с помощью самописца уровня 10. На рис. 1б приведена система координат для сопоставления данных, полученных в экспериментах, с предсказаниями модели [1].

Проведены измерения спектральной плотности  $S(\omega)$  оптических шумов, обусловленных флуктуациями ориентации директора, для слоев НЖК толщиной 10–100 мкм в области частот 0.01–1 Гц при разных значениях диаметра  $D$  области считывания и определенных значениях угла  $\varphi$ , при которых разность фаз  $\Delta\Phi$  обыкновенной и необыкновенной волн света в НЖК отвечает условию линеаризации преобразования:  $\Delta\Phi = \pi/2 + \pi l$  [4]<sup>1</sup>. Здесь  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$

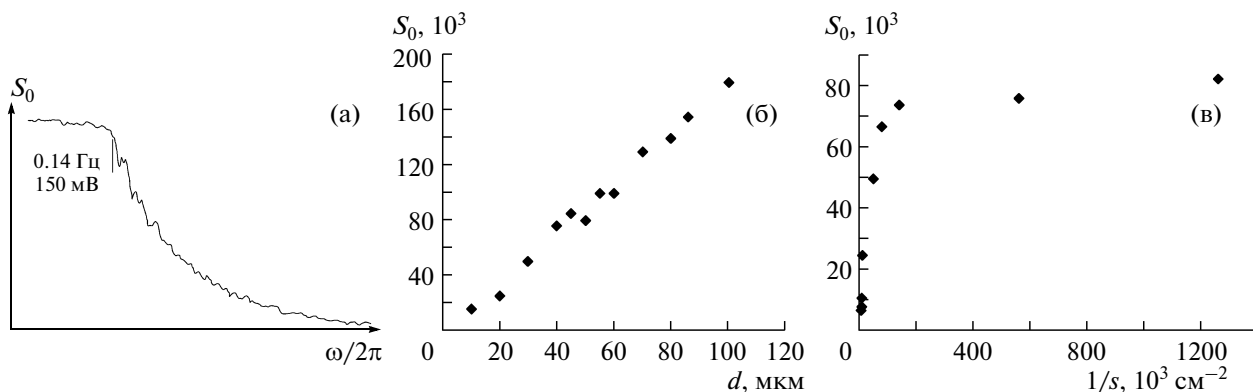
На рис. 2а представлен зарегистрированный самописцем уровня 10 типичный график частотной зависимости спектральной плотности оптических шумов  $S(\omega)$  в области частот  $\omega/2\pi$ , равных 0.01–1 Гц, для слоя НЖК толщиной 35 мкм при значении диаметра  $D$  области считывания 15 мкм. Здесь  $\omega_r$  – частота релаксации ориентационной деформации мезофазы. Согласно [5],  $\omega_r = \pi^2 K_{33} / \gamma_1 d^2$ , при  $d = 35$  мкм значение  $\omega_r/2\pi$  составляет 0.14 Гц, где  $\gamma_1$  – вращательная вязкость НЖК,  $K_{33}$  – модуль упругости Франка продольного изгиба;  $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$ , где  $\alpha_3$  и  $\alpha_2$  – коэффициенты вязкости Лесли НЖК [6]. Из этих экспериментальных данных следует, что в области частот, не превышаю-

щих частоту  $\omega_r$ , функция  $S(\omega)$  сохраняет постоянное значение  $S_0$ , тогда как на более высоких частотах повышение частоты приводит к уменьшению значений  $S(\omega)$ , и эти изменения происходят в соответствии с закономерностью вида:  $S(\omega) \sim 1/\omega^{1.7}$ .

По результатам измерений частотной зависимости спектральной плотности оптических шумов  $S(\omega)$  в диапазоне 0.01–1 Гц были определены ее значения  $S_0$  в области плато этой функции при постоянном значении диаметра  $D$  области считывания для слоев НЖК, толщину которых изменяли в пределах от 10 до 100 мкм. График, представленный на рис. 2б, иллюстрирует вид взаимосвязи между значениями  $S_0$  и толщиной слоя при  $D = 15$  мкм. Как следует из этих экспериментальных данных, изменения спектральной плотности  $S_0$  оптических шумов по мере увеличения толщины слоя НЖК при постоянном значении диаметра области считывания отвечают зависимости следующего вида:  $S_0 \sim d$ .

Чтобы найти корреляцию между спектральной плотностью оптических шумов  $S_0$  и диаметром  $D$  области считывания при постоянной толщине слоя НЖК, проводили измерения частотной зависимости спектральной плотности оптических шумов  $S(\omega)$  в диапазоне 0.01–1 Гц при различных значениях этого диаметра, варьируемых в интервале 10–400 мкм. График, приведенный на рис. 2в, обобщает данные, полученные для слоя НЖК толщиной 50 мкм, и показывает, как меняются значения  $S_0$ , соответствующие области плато функции спектральной плотности  $S(\omega)$ , по мере увеличения площади считывания  $s$ . Видно, что в рассмотренном интервале значений  $s$  взаимосвязь между значениями  $S_0$  и площадью  $s$  области считывания определяет следующая закономер-

<sup>1</sup> Согласно [4], в диапазоне звуковых частот, удовлетворяющих условию  $\lambda_v \gg d$ , при указанном значении  $\Phi$  связь оптического отклика НЖК с величиной возмущения, вызывающего переориентацию директора, – квазилинейная. Здесь  $\lambda_v$  – длина вязкой волны в НЖК.



**Рис. 2.** Частотная зависимость спектральной плотности шумов  $S(\omega)$  в полосе 1 Гц для слоя НЖК толщиной 35 мкм при диаметре области считывания 15 мкм в области частот 0.01–1 Гц (а); связь спектральной плотности шумов  $S_0$  в области плато функции  $S(\omega)$  с толщиной  $d$  слоя НЖК при  $D = 15$  мкм (б); влияние площади области считывания на спектральную плотность  $S_0$  в области плато функции  $S(\omega)$  для слоя НЖК толщиной 50 мкм (в).

ность:  $S_0 \sim A/s$ , а коэффициент пропорциональности  $A$  этой функции зависит от соотношения между диаметром области считывания и толщиной слоя. Если область считывания так мала, что выполняется неравенство  $s \ll d^2$ , то при перемене значений  $s$  изменения спектральной плотности  $S_0$  не велики. При переходе в область значений  $s \gg d^2$  ситуация меняется: незначительное увеличение площади считывания приводит к резкому понижению спектральной плотности оптических шумов. Видно, что изменение хода графика функции  $S_0(s)$  имеет место при значении  $1/s = 1.4 \times 10^5 \text{ см}^{-2}$ , что соответствует значению диаметра области считывания  $D = 30$  мкм, которое не превышает толщину слоя НЖК (50 мкм) в этой серии опытов. Из этих данных можно сделать вывод, что увеличение площади считывания ведет к уменьшению спектральной плотности собственных шумов НЖК, связанных с флуктуациями ориентации директора.

Результаты описанных выше опытов получены в условиях, когда макроструктура слоя была предварительно деформирована, и значения угла  $\varphi$  между директором  $\mathbf{n}$  НЖК и нормалью к плоскости слоя (рис. 1б) отвечают  $\varphi_i \approx \pm[\pi(l + 0.5)/k_0 d \Delta n]^{1/2}$ , где  $k_0$  – волновое число света,  $\Delta n$  – двулучепреломление НЖК. Согласно [8], при значениях угла  $\varphi$ , равных  $\varphi_i$ , связь оптического отклика НЖК с возмущением, которое вызывает переориентацию директора, – квазилинейная. С учетом толщины слоя и двулучепреломления НЖК для каждой серии опытов рассчитаны значения угла  $\varphi_i$  при  $l = 0$ , отвечающие условию квазилинейного преобразования, и измерения спектральной плотности оптических шумов проводили при таких значениях угла.

### МОДЕЛЬ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Модель [1], предложенная для оценки собственных ориентационных шумов НЖК, предполагает следующую геометрию задачи: слой НЖК с гомеотропной ориентацией молекул и конечной поверхностной энергией сцепления  $W$  ограничивают плоскости, определяемые координатами:  $x, y = \pm L/2, z = \pm d/2$ , а его концы, параллельные оси  $y$ , – свободны. Здесь  $L$  – ширина и длина слоя НЖК. Рассматривается одномерная ситуация, при которой распределение директора  $\mathbf{n}$  в плоскости слоя НЖК – однородное, ориентационные возмущения зависят только от координаты  $z$  и в слое имеют место малые несимметричные отклонения директора  $\mathbf{n}$  от исходного равновесного положения (вдоль оси  $z$ ), при которых угол  $\theta$  флуктуаций ориентации директора удовлетворяет условию  $\langle \theta \rangle \neq 0$ . Уравнение движения директора и граничные условия, построенные в изотропном приближении для упругой энергии ( $K = K_{11} = K_{22} = K_{33}$ ) и в рамках предположения о конечности поверхностной энергии сцепления на границах слоя НЖК, имеют вид

$$\begin{aligned} \gamma_1 \partial \theta / \partial t &= K(\partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2) \theta, \\ W \theta \pm K \partial \theta / \partial z &= 0 \text{ при } z = \pm d/2, \\ \partial \theta / \partial x, y &= 0 \text{ при } x, y = \pm L/2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $K_{11}, K_{22}$  и  $K_{33}$  – модули упругости Франка поперечного изгиба, кручения и продольного изгиба соответственно [6]. Согласно [1], в такой физической ситуации возможно существование моды ориентационных колебаний вида

$$\begin{aligned} \theta_n &= \theta_0 \exp[i(k_{xp}x + k_{yp}y)] \sin k_{zn}z \\ \text{и } \theta_m &= \theta_0 \exp[i(k_{xm}x + k_{ym}y)] \cos k_{zm}z, \end{aligned} \quad (2)$$

а их спектр определяют соотношения  $k_{zn}d/2 = \pi/2 + \pi n, k_{zm}d/2 = \pi m, ak_{xp} = (\pi/2)p, bk_{yq} = (\pi/2)q$ .

Здесь  $\theta_0$ ,  $k_n$ ,  $k_m$  – амплитуда и волновые числа этих мод,  $a$ ,  $b$  – размеры области считывания в плоскости слоя НЖК,  $n$ ,  $p$ ,  $q = 0, 1, 2, 3, \dots$  и  $m = 1, 2, 3, \dots$ . Согласно [1], для моды с волновым числом  $k_n$  среднее значение квадрата флуктуаций угла отклонения директора НЖК составляет

$$\langle |\theta_n|^2 \rangle = k_B T / [VKk_n^2 + 2sWK^2k_{zn}^2 / (W^2 + K^2k_{zn}^2)], \quad (3)$$

а связь между спектрами волновых чисел  $k_n$  и частотным спектром этих флуктуаций, следующая из уравнения движения директора НЖК, имеет вид  $\omega = Kk_u^2 / \gamma_1$ . Здесь  $k_n^2 = k_{xn}^2 + k_{yn}^2 + k_{zn}^2$ ,  $V = abd$  и  $s = ab$  – объем и площадь области считывания соответственно,  $k_B$  – постоянная Больцмана.

Если макроструктура слоя НЖК деформирована и стационарный угол  $\varphi$  отклонения директора НЖК от оси  $z$  удовлетворяет условию  $\varphi \gg \langle \langle \theta_n^2 \rangle \rangle^{1/2}$ , то влияние флуктуаций ориентации директора на разность фаз  $\Delta\Phi_n$  между обыкновенной и необыкновенной волнами света определяет соотношение

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_n &= \Delta nk_0 d \sin^2(\varphi + \theta_n) \approx \\ &\approx \Delta nk_0 d \sin^2\varphi + \Delta nk_0 d \sin^2\varphi \theta_n. \end{aligned} \quad (4)$$

В случае, когда в (4) первый член принимает значение  $\Delta nk_0 d \sin^2\varphi = \pi/2$ , что отвечает условию квазилинейного преобразования [4], флуктуирующая компонента разности фаз, усредненная по площади считывания, имеет следующий вид<sup>2</sup>:

$$\langle \Delta\Phi_n \rangle_s = (\Delta nk_0 \sin 2\varphi / s) \iiint \theta_n dx dy dz. \quad (5)$$

Интенсивность оптических шумов НЖК, связанная с этими флуктуациями, составляет  $\langle I_n^2 \rangle \sim I^2 (\Delta nk_0 \sin 2\varphi)^2 k_B T d^2 [d/K_{33} + 1/W] s$  [1], а их спектральную плотность  $S_I(\omega)$  на частоте  $\omega$ , согласно теореме Винера–Хинчина [9], описывает соотношение

$$\begin{aligned} S_I(\omega) &= I^2 (\Delta nk_0 \sin 2\varphi)^2 k_B T d / [\pi \omega_r^2 \gamma_1 (1 + \\ &\omega^2 / \omega_r^2) s]. \end{aligned} \quad (6)$$

<sup>2</sup> В [1] значение флуктуаций угла отклонения директора  $\theta_n$ , усредненное по толщине слоя НЖК и освещаемой площади, для заданной моды с волновым вектором  $k_n^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$  суммировали по всем возможным значениям  $k_n$ . Поскольку эти значения  $\langle \theta_n \rangle$ , отвечающие различным направлениям вектора  $\mathbf{k}$ , не скоррелированы, суммирование по различным направлениям этого вектора проводили по значениям  $\langle \theta_n^2 \rangle$ .

Из этой формулы следует, что в области частот, не превышающих частоту релаксации ориентационной деформации ( $\omega/\omega_r < 1$ ), функция  $S_I(\omega)$  принимает вид

$$S_I(\omega) = S_0 = I^2 (\Delta nk_0 \sin 2\varphi)^2 k_B T d / \pi \omega_r^2 \gamma_1 s. \quad (7)$$

В этой области спектральная плотность  $S_0$  процесса не зависит от частоты, а ее связь с толщиной слоя и диаметром области считывания описывает закономерность вида  $S_I(\omega) \sim d/s$ . Этот вывод, следующий из модели [1], согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рис. 2б, 2в. На более высоких частотах, удовлетворяющих условию  $\omega/\omega_r > 1$ , функция  $S_I(\omega)$ , представляемая (6), преобразуется к виду

$$S_I(\omega) = I^2 (\Delta nk_0 \sin 2\varphi)^2 k_B T d / \pi \omega^2 \gamma_1 s. \quad (8)$$

В этой области частот значения спектральной плотности оптических шумов с повышением частоты уменьшаются и следуют закономерности вида  $S_I(\omega) \sim 1/\omega^2$ , что с данными опытов (рис. 2а) также коррелирует.

Обобщая приведенные выше экспериментальные данные и результаты их сопоставления с выводами, следующими из модели [1], можно утверждать, что увеличение площади области считывания и уменьшение толщины слоя НЖК позволяют минимизировать уровень собственных ориентационных шумов НЖК, связанных с флуктуациями ориентации директора  $\mathbf{n}$ . Это обстоятельство открывает возможность построения акустооптических приборов на НЖК с пониженным уровнем порогового сигнала и расширенным динамическим диапазоном [10].

Поскольку корреляция экспериментальных данных с выводами теории вполне удовлетворительная, исходя из (3), определяющей среднее значение квадрата флуктуаций ориентации директора НЖК, можно отметить следующие особенности явления:

– при мягкой связи на границах слоя НЖК ( $K/Wd \gg 1$ ) среднее значение квадрата флуктуаций угла отклонения директора не зависит от толщины слоя, а определяется площадью считывания и силой сцепления:  $\langle \theta_n^2 \rangle \sim k_B T / sW$ ;

– в случае жесткой связи ( $K/Wd \ll 1$ ) значения  $\langle \theta_n^2 \rangle \sim k_B T d / sK$  и не зависят от энергии сцепления;

– отношение среднеквадратичных значений флуктуаций угла отклонения директора  $\langle \theta_n^2 \rangle$ , отвечающих слабому и жесткому сцеплениям молекул НЖК на границах ячейки, составляет  $K/Wd$ .

Таким образом, можно утверждать, что при определенных условиях в тонких слоях НЖК влияние силы сцепления на флуктуации ориентации

директора может оказаться весьма существенным. Было установлено, что для обеспечения уменьшения интенсивности шумов, связанных с этими флуктуациями, следует применять тонкие слои НЖК, а также обеспечивать жесткое сцепление молекул НЖК с поверхностями ячейки и большие площади считывания.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые удалось провести измерения собственных оптических шумов НЖК, обусловленных флуктуациями ориентации молекул мезофазы.

Установлены факторы, определяющие величину флуктуаций ориентации молекул мезофазы в слое с квазигомеотропной макроструктурой, по результатам измерений спектральной плотности оптических шумов в слое НЖК толщиной 10–100 мкм в области частот 0.01–1 Гц.

Апробирована модель [1] для оценки спектральной плотности  $S_0(\omega)$  флуктуаций угла отклонения директора  $\mathbf{n}$  НЖК, а также спектральной плотности  $S_I(\omega)$  оптических шумов, мерой которых является интенсивность  $I$  флуктуаций поляризованного светового потока, прошедшего через систему слой НЖК–анализатор, для слоя с конечным значением энергии сцепления молекул на границах и предварительно деформированной макроструктурой.

Показано, что увеличение площади области считывания и уменьшение толщины слоя НЖК снижают уровень собственных оптических шумов НЖК, обусловленных флуктуациями угла отклонения директора НЖК.

Определена область значений параметров, при которых влияние силы сцепления молекул НЖК с поверхностями границ ячейки на спектральную плотность флуктуаций угла отклонения директора доминирует: оно особенно значимо в тонких слоях НЖК.

Экспериментальные данные о зависимости спектральной плотности  $S_0$  оптических шумов от частоты  $\omega$  флуктуаций, толщины слоя НЖК и площади области считывания согласуются с выводами, следующими из модели [1].

Впервые высказана и апробирована применительно к возможности построения акустооптических приборов на НЖК и условиям квазилинейного преобразования идея о значимости учета собственных оптических шумов мезофазы, обусловленных флуктуациями ориентации молекул.

Сформулированы рекомендации по выбору условий функционирования акустических приборов на НЖК [11], выполнение которых позво-

ляет обеспечить низкий уровень их собственных ориентационных шумов:

- использование слоев НЖК возможно меньшей толщины;
- считывание информации достаточно широким пучком света;
- обеспечение жесткой связи молекул НЖК с подложкой.

Установлено, что соотношение между толщиной слоя НЖК и площадью считывания влияет на характер взаимосвязи спектральной плотности оптических шумов с размерами этой области.

При выполнении неравенства  $s \ll d^2$  с переменной значений  $s$  изменения спектральной плотности  $S_0$  не велики, тогда как, если  $s \gg d^2$ , уже незначительное увеличение площади считывания ведет к резкому понижению спектральной плотности оптических шумов.

Показано, что, используя тонкие слои НЖК, удовлетворяющие условию  $d \sim K/W$ , можно по результатам измерений спектральной плотности оптических шумов получить дополнительные сведения о взаимосвязи вязкости мезофазы с ее изгибной упругостью и энергией сцепления молекул с подложкой.

Автор выражает благодарность И.А. Романову за программное обеспечение работы.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bocharov Yu.V., Reshetov V.N.* Abstracts of Inter. Conf Acoustics 08. Paris, Poster session PA 12. 2008.
2. *Kapustina O.A.* Ultrasonic Properties // Properties of Liquid Crystals, Wiley, Germany: Weinheim, 1999.
3. *Kapustina O.A.* // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 123. P. 3279.
4. *Капустина О.А., Решетов В.Н.* // Акуст. журн. 1991. Т. 37 С. 497.
5. *Пикин С.А.* Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 336 с.
6. *Де Жен П.* Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
7. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1978. 256 с.
8. *Капустин А.П., Капустина О.А.* Акустика жидких кристаллов. М.: Наука, 1986. 247 с.
9. *Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 185 с.
10. *Бочаров Ю.В., Капустина О.А., Решетов В.Н.* // Акуст. журн. 1992. Т. 38. С. 616.
11. *Bocharov Yu.V., Guruva I.N., Kapustina O.A. et al.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1991. V. 209. P. 19.