АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1994, том 40, № 3, с. 412 - 416

УДК 534.231

РЕЛАКСАЦИЯ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЛЕКУЛ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

© 1994 г. Е. Н. Кожевников

Самарский государственный университет
443011, г. Самара, ул. Павлова, 1
Поступила в редакцию 07.10.93 г.

На основе уравнения Фоккера–Планка для вращательной диффузии молекул нематического жидкого кристалла исследована неравновесная плотность углового распределения ориентаций молекул в звуковом поле. Найдено решение уравнения для плотности распределения, содержащей второй и четвертый моменты распределения. На основе полученных результатов анализируется частотная зависимость коэффициента поглощения звука в НЖК.

Структурные изменения в нематическом жидком кристалле (НЖК) в звуковом поле ответственны за акустические аномалии вблизи точки фазового перехода в изотропную жидкость, а именно – за дисперсию скорости, аномальное поглощение и акустическую анизотропию нематической фазы. Аномальное поглощение и дисперсия скорости хорошо описываются релаксацией параметра ориентационного порядка и его флуктуаций в поле давления звуковой волны [1 - 6]. Акустическая анизотропия объясняется структурной релаксацией в поле деформаций в звуковой волне [7 - 9], однако теоретические расчеты, описывая эффект по порядку величины, не объясняют ряда его особенностей, приводя к более слабой, чем экспериментальная, температурной зависимости анизотропии скорости и более узкому частотному интервалу, в котором должна наблюдаться анизотропия. Последнее позволило автору работы [10] трактовать экспериментально наблюдаемую анизотропию как сумму двух независимых релаксационных процессов, один из которых связан с релаксацией параметра порядка, а второй – с релаксацией концевых групп молекул и к настоящему времени теоретически не описан.

В настоящей работе структурная релаксация НЖК в звуковом поле рассмотрена теоретически заново как релаксация углового распределения молекул. Плотность распределения описывается уравнением Фоккера–Планка (Ф–П) для угловой диффузии; молекулы НЖК трактуются как вытянутые эллипсоиды, помещенные в вязкую жидкость из окружающих частиц; энергия взаимодействия молекул с окружающими частицами определяется самосогласованным полем. Анализ уравнения Ф–П позволяет рассчитать поведение всех угловых моментов в звуковом поле; в данной работе определяется релаксация второго и четвертого моментов. Статистический подход к описанию релаксационных свойств НЖК впервые предложен в работе [8], где исследована релаксация второго момента в угловом распределении. В работе [11] уравнение Ф–П для вращательной диффузии используется при расчете коэффициентов вязкости Лесли, но релаксационные свойства НЖК при этом не исследуются.

Будем описывать угловое распределение молекул плотностью $F = F(t, \mathbf{L})$, где t – время, $\mathbf{L}$ – единичный вектор, направленный вдоль длинной оси молекулы. Уравнение для плотности F выведем из уравнения неразрывности в виде

$$\frac{\partial}{\partial t}F + \hat{\mathfrak{L}}_i(\dot{L}_i F) = 0, \tag{1}$$

где t – время, $\hat{\mathfrak{L}}_i$ – угловой оператор Гамильтона, представленный через компоненты вектора $\mathbf{L}$:

$$\hat{\mathfrak{L}}_i = \frac{\partial}{\partial L_i} - L_i L_j \frac{\partial}{\partial L_j}.$$

Вращение молекул при быстрой деформации среды определяется действием вязких моментов и связано с градиентом скорости соотношением

$$\dot{L}_i = -\kappa_{ijk} v_{j,k},$$

где v_j – компоненты скорости среды. Тензор κ_{ijk} может быть представлен в виде

$$\begin{aligned}\kappa_{ijk} = {} & a_1(\delta_{ij}L_k + \delta_{ik}L_j - 2L_iL_jL_k) + a_2(\delta_{ij}L_k - \delta_{ik}L_j) + \\ & + a_3(\delta_{ij}n_k + \delta_{ik}n_j - L_iL_jn_k - L_iL_kn_j)L_1 + \\ & + a_4(\delta_{ij}n_k - \delta_{ik}n_j - L_iL_jn_k + L_iL_kn_j)L_1 + \\ & + a_5(L_in_j + L_jn_i)(n_i - L_iL_1) + \\ & + a_6(L_in_j - L_jn_i)(n_i - L_iL_1);\end{aligned}$$

здесь $\mathbf{n}$ – директор, $L_1 = (\mathbf{L}\,\mathbf{n})$ – проекция вектора $\mathbf{L}$ на директор, $a_k (k = 1 \dots 6)$ – безразмерные коэффициенты, причем $a_3 \dots a_4$ пропорциональны параметру ориентационного порядка η. Вид тензора κ_{ijk} учитывает анизотропию НЖК в первом (по степени η) приближении. Учитывая также угловой дрейф молекул, обусловленный действием силового момента $\mathbf{G}$ при неравновесном угловом распределении молекул,

$$G_i = -\hat{\mathfrak{L}}_i(E + T\ln F),$$

где $E + T\ln F$ – ориентационная свободная энергия, приходящаяся на одну молекулу, E – энергия молекулы в самосогласованном поле, T – температура, и вводя вращательную подвижность b, представим компоненты скорости L_i в виде

$$\dot{L}_i = -\kappa_{ijk}v_{j,k} - b\hat{\mathfrak{L}}_i(E + T\ln F). \qquad (2)$$

Подставляя (2) в (1) получим следующие уравнения Фоккера–Планка для плотности $F(t, \mathbf{L})$:

$$\frac{\partial}{\partial t}F - \hat{\mathfrak{L}}_i\{\kappa_{ijk}v_{j,k} - b\hat{\mathfrak{L}}_i(E + T\ln F)\} = 0. \qquad (3)$$

В отличие от работ [8, 10], где используются угловые переменные, уравнение (3) и его решение определяются в компонентах вектора $\mathbf{L}$. Энергию самосогласованного поля представим в форме Майера–Заупе $E = -d\langle P_2\rangle P_2(L_1)$, где $P_2 = P_2(L_1)$ – полином Лежандра, угловые скобки означают усреднение по плотности $F(t, \mathbf{L})$, d – коэффициент. Ищем решение уравнения (3) в виде

$$F = F_0(1 + F'), \qquad (4)$$

где F_0 – квазиравновесная плотность распределения:

$$F_0 = \exp(-E/T)/\left[\int \exp(-E/T)d\Omega\right],$$

F' – малая поправка к квазиравновесному распределению, Ω – пространственный угол. Считаем в дальнейшем отклонение плотности распределения в звуковом поле от равновесной F_{00} малым и, ограничиваясь первыми степенями возмущений, представим F в виде

$$F = F_{00} + \delta F_0 + F_{00}F', \qquad (5)$$

где

$$\delta F_0 = F_0 - F_{00} \cong (P_2 - \langle P_2\rangle_0)F_{00}\delta\frac{d\langle P_2\rangle}{T},$$
$$\delta\frac{d\langle P_2\rangle}{T} = \frac{\langle P_2\rangle_0}{T}\frac{\partial d}{\partial p}p - \frac{d\langle P_2\rangle_0}{T^2}\delta T + \frac{d}{T}\delta\langle P_2\rangle, \qquad (6)$$

p и δT – звуковое давление и соответствующее изменение температуры, индекс 0 означает усреднение по равновесному распределению F_{00}. Используя условие адиабатичности сжатия в звуковом поле в виде $\delta S = 0$, где S – массовая плотность энтропии:

$$S = S_0 - nT\int_\Omega F\ln F d\Omega,$$

n – число частиц в единице массы, S_0 – энтропия, не связанная с ориентационным распределением, определим δT:

$$\delta T = \frac{VT\alpha}{C_p}p + \frac{d\langle P_2\rangle_0 n'}{C_p}\delta\langle P_2\rangle. \qquad (7)$$

Здесь C_p – удельная теплоемкость, V – удельный объем, α – объемный коэффициент теплового расширения.

Варьируя среднее значение $\langle P_2\rangle$,

$$\delta\langle P_2\rangle = \int P_2\delta F d\Omega = \int P_2\delta F_0 d\Omega + \int P_2 F_{00}F' d\Omega \cong$$
$$\cong (\langle P_2^2\rangle_0 - \langle P_2\rangle_0^2)\left\{\frac{\langle P_2\rangle_0}{T}\left(\frac{\partial d}{\partial p} - \frac{d\alpha V}{C_p}\right)p + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{d}{T} - n\frac{d^2\langle P_2\rangle_0^2}{C_p T^2}\right)\delta\langle P_2\rangle\right\} + \int_\Omega P_2 F_{00}F' d\Omega,$$

найдем $\delta\langle P_2\rangle$:

$$\delta\langle P_2\rangle = \left(\frac{R\langle P_2\rangle_0}{T}\chi p + \int_\Omega P_2 F_{00}F' d\Omega\right)\beta, \qquad (8)$$

где

$$R = \langle P_2^2\rangle_0 - \langle P_2\rangle_0^2, \quad \beta = \left(1 - \frac{d}{T}R\xi\right)^{-1},$$
$$\xi = 1 - n\frac{d\langle P_2\rangle_0}{TC_p}, \quad \chi = \frac{\partial d}{\partial p} - \frac{d\alpha V}{C_p}.$$

Используя формулы (6) - (8), получим:

$$\delta F_0 = (P_2 - \langle P_2\rangle_0)F_{00}\left\{\frac{\chi\langle P_2\rangle_0}{T}\left[1 + \beta\xi R\frac{d}{T}\right]p + \right.$$
$$\left. + \beta\xi\frac{d}{T}\int_\Omega P_2 F_{00}F' d\Omega\right\}. \qquad (9)$$

Подставляя F из (4) в уравнение (3), после линеаризации по F' получим уравнение для F':

$$\frac{\partial F'}{\partial t} - bT(\hat{\mathfrak{L}}_i)^2F' - b\hat{\mathfrak{L}}_iF'\hat{\mathfrak{L}}_iE -$$
$$-(P_2 - \langle P_2\rangle_0)\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{d\langle P_2\rangle}{T}\right] = \qquad (10)$$
$$= \hat{\mathfrak{L}}_i\kappa_{ijk}v_{j,k} - \kappa_{ijk}v_{j,k}\hat{\mathfrak{L}}_iE/T.$$

Подставляя в (10) выражение для энергии и производную $\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{d\langle P_2\rangle}{T}\right]$, найденную из (6) - (8), после преобразований получим следующее уравнение для F':

$$\frac{\partial F'}{\partial t} + (P_2 - \langle P_2\rangle_0)\,\beta\frac{d}{T}\int_\Omega P_2 F_{00}\frac{\partial F'}{\partial t}d\Omega -$$

$$- bT\hat{\mathfrak{L}}_i^2 F' - 3bd\langle P_2\rangle L_1 F' = \tag{11}$$

$$= -(P_2 - \langle P_2\rangle_0)\,K\frac{\partial p}{\partial t} + \hat{\mathfrak{L}}_i \kappa_{ijk} v_{j,k} +$$

$$+ 3\frac{d}{T}\langle P_2\rangle L_1 \kappa_{1jk} v_{j,k},$$

где $K = \beta\chi\langle P_2\rangle_0/T$.

Представим F' в виде линейной комбинации тензоров $\hat{L}_{2n} = \mathbf{L}\otimes\mathbf{L}\otimes\ldots\otimes\mathbf{L}$, образованных диадным произведением $2n$ векторов $\mathbf{L}$:

$$F' = \sum \hat{A}_{2n}\hat{L}_{2n}, \tag{12}$$

где $\hat{A}_{2n}$ – зависящие от времени тензорные коэффициенты ранга $2n$, имеющие для $n \ge 1$ нулевое значение свертки по любой паре индексов. Произведения $\hat{A}_{2n}\hat{L}_{2n}$ являются собственными функциями оператора $(\hat{\mathfrak{L}}_i)^2$ с собственными числами $[-2n(2n+1)]$. Изотропное усреднение функции F' (черта сверху) по азимутальным направлениям ориентации молекул в плоскости, ортогональной оси кристалла, приводит ее к виду

$$\bar{F'} = \sum_{n=0}^{\infty} A_{2n}P_{2n}(L_1), \tag{13}$$

где $A_{2n} = A_{\underbrace{1\ldots1}_{2n}}$.

Анизотропия азимутального распределения молекул в звуковом поле вносит пренебрежимо малый вклад в акустические аномалии НЖК. Поэтому в дальнейшем считаем азимутальное распределение изотропным и определяем плотность распределения, заменяя в ней F' на $\bar{F'}$. Коэффициенты A_{2n} найдем из системы уравнений, которую получим, подставляя F' из (12) в уравнение (11), умножая все слагаемые на $P_{2m}(L_1)$ и интегрируя по ориентациям молекул:

$$\left[1 + \beta\frac{d}{T}Q_1\delta_{m1} - \beta\frac{d}{T}Q_0\delta_{m0}\langle P_2\rangle_0\right]\frac{\partial}{\partial t}A_{2n} +$$

$$+ 2mbT\left(2m + 1 - \frac{d}{T}D_{mm}\right)A_{2m} - bd\sum_{n\ne m}2nD_{mn}A_{2n} =$$

$$= -K\left[\delta_{m1} - \langle P_2\rangle_0\delta_{m0}\right]\frac{\partial p}{\partial t} + \tag{14}$$

$$+ \left[-\delta_{m1} + \frac{d}{T}\langle P_2\rangle_0\left(\frac{1}{5}\delta_{m0} + \frac{1}{7}\delta_{m1} - \frac{12}{35}\delta_{m2}\right)\right]U,$$

$$m = 0, 1, 2, \ldots$$

Здесь использованы обозначения

$$U = (3a_1 + 2a_3 + 2a_5)\,n_i n_k v_{ik} - a_1 v_{\alpha\alpha};$$

$$Q_n = \langle P_2(L_1)P_{2n}(L_1)\rangle_0, \quad Q_0 = \langle P_2\rangle_0;$$

$$D_{mn} = \frac{3}{2}(4m+1)\langle P_2\rangle_0\int_{-1}^{1}\left[L_1P_{2n-1} - L_1^2P_{2n}\right]P_{2m}dL_1;$$

δ_{ij} – символ Кронеккера.

Условие нормировки плотности распределения связывает коэффициенты A_{2n} соотношением

$$\sum_{n=0}^{\infty}A_{2n}\langle P_2\rangle_0 = 0. \tag{15}$$

В дальнейшем при определении $\bar{F'}$ ограничимся моментами распределения P_{2n} порядка $2n \le 4$ и представим $\bar{F'}$ с учетом (15) в виде

$$\bar{F'} = (P_2 - \langle P_2\rangle_0)A_2 + (P_4 - \langle P_4\rangle_0)A_4.$$

Усредняя плотность распределения (5) по азимутальным направлениям ориентации молекул $\bar{F} = F_{00} + \delta F_0 + \bar{F'}$ и определяя δF_0 из формулы (9), получим следующее выражение для плотности распределения:

$$\bar{F} = F_{00}\left\{1 + (P_2 - \langle P_2\rangle_0)\left[\beta\chi\frac{\langle P_2\rangle_0}{T}p + \right.\right. \tag{16}$$

$$\left.\left. + A_2\left(\beta R\xi\frac{d}{T} + 1\right) + A_4\beta\xi R_4\frac{d}{T}\right] + A_4(P_4 - \langle P_4\rangle_0)\right\},$$

где $R_4 = \langle P_4P_2\rangle - \langle P_2\rangle\langle P_4\rangle$.

Для коэффициентов A_2 и A_4 из (14) с учетом (15) получим систему уравнений

$$\frac{\partial}{\partial t}A_2 + \tau_2^{-1}A_2 - \nu_{24}A_4 = -Kg\frac{\partial p}{\partial t} - (1 - d_T/7)\,gU,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}A_4 + \tau_4^{-1}A_4 + \nu_{42}A_2 = -\frac{12}{35}d_TU, \tag{17}$$

где τ_2 и τ_4 – времена релаксации:

$$\tau_2^{-1} = 6bTg(1 - d_T/7), \quad \tau_4^{-1} = 20bT(1 - 3d_T/77);$$

ν_{24} и ν_{42} – коэффициенты связи:

$$\nu_{24} = \frac{20}{7}bTgd_T, \quad \nu_{42} = \frac{72}{35}bTd_T;$$

$$g = \left(1 + Rn\frac{d^2\langle P_2\rangle_0^2}{T^2C_p} - R\frac{d}{T}\right)\Bigg/\left(1 + \frac{d\langle P_2\rangle_0^2}{T} + \right.$$

$$\left. + Rn\frac{d^2\langle P_2\rangle_0^2}{T^2C_p}\right), \quad d_T = \frac{d}{T}\langle P_2\rangle_0.$$

Обозначая деформацию среды через $u_{ik} = 1/2(u_{i,k} + u_{k,i})$, где $\mathbf{u}$ – перемещение частиц, выражая звуковое давление через деформации $p = -\beta_{S0}u_{\alpha\alpha}$, где β_{S0} – адиабатическая сжимаемость при равновесном угловом распределении, и вводя временную зависимость в виде $\exp(-i\omega t)$, определим из (17) коэффициенты A_2 и A_4:

$$A_2 = -i\omega\left\{Kg\beta_{S0}^{-1}\frac{-i\omega+\tau_4^{-1}}{\Delta}u_{\alpha\alpha} - \left[\frac{-i\omega+\tau_4^{-1}}{\Delta}\left(1-\frac{1}{7}d_T\right)g + \frac{\nu_{24}}{\Delta}\frac{12}{35}d_T\right]\times \times\left[(3a_1+2a_3+2a_5)n_in_ju_{ij} - a_1u_{\alpha\alpha}\right]\right\},$$

$$A_4 = i\omega\left\{Kg\beta_{S0}^{-1}\frac{\nu_{24}}{\Delta}u_{\alpha\alpha} - \left[\frac{\nu_{42}}{\Delta}\left(1-\frac{1}{7}d_T\right)g + \frac{-i\omega+\tau_2^{-1}}{\Delta}\frac{12}{35}d_T\right]\times \times\left[(3a_1+2a_3+2a_5)n_in_ju_{ij} - a_1u_{\alpha\alpha}\right]\right\}; \tag{18}$$

определитель Δ равен

$$\Delta = (i\omega - \tau_2^{-1})(i\omega - \tau_4^{-1}) + \nu_{24}\nu_{42}.$$

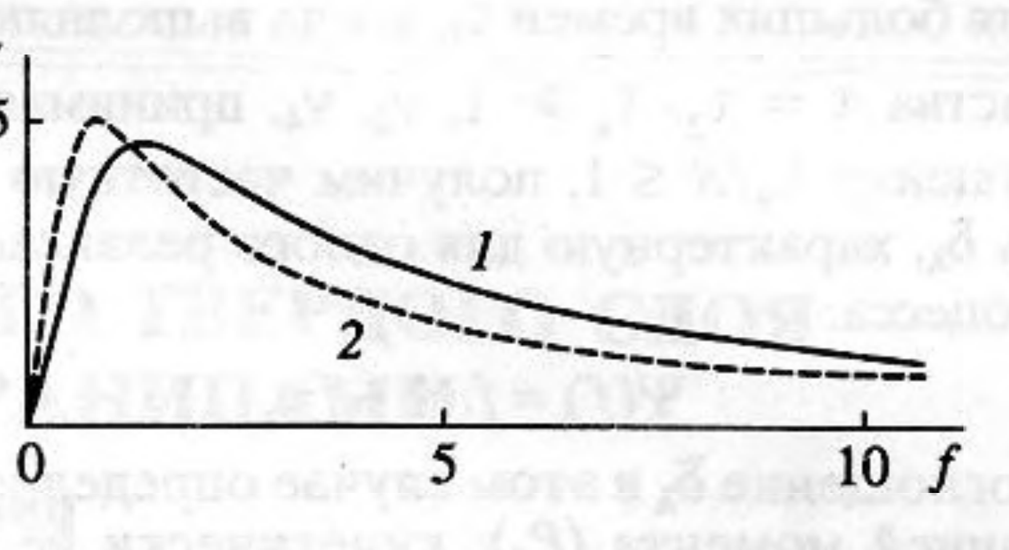
Подстановка A_2 и A_4 из (18) в формулу (16) позволяет определить окончательный вид плотности распределения молекул НЖК в звуковом поле как для нематической, так и для изотропной фазы; ввиду громоздкости это выражение не приводится.

В изотропной фазе, для которой получим $\langle P_2\rangle_0 = 0$, $D_{mn} = 0$, $K = 0$, $a_3 = a_5 = 0$, $d_T = 0$, $A_4 = 0$, $Q_1 = R = 1/5$, формулы (16), (18) упрощаются, и плотность распределения $F = F_{is}$ принимает вид

$$F_{is} = \frac{2}{5}a_1\frac{i\omega\tau}{1-i\omega\tau}u_{nn}P_2,$$

где $\tau = 6b(T-T^*)$ – время релаксации, $T^* = d/5$ – критическая температура, несколько меньшая температура фазового перехода; ось кристалла совпадает с направлением распространения звуковой волны. Температурная зависимость τ близка к экспериментальной [1, 12, 13], сравнение значения τ с экспериментом позволяет в принципе определить подвижность b, однако в силу значительного (в пределах порядка) разброса экспериментальных значений τ подвижность в данной работе не определяется.

Проанализируем на основе полученных результатов частотную зависимость релаксационной части коэффициента поглощения звука на длине волны δ_λ в нематической фазе. Определяя δ_λ через комплексную сжимаемость $\beta(\omega)$ и учитывая при определении последней зависимость



Теоретическая (*1*) и релаксационная (2) зависимости от частоты коэффициента поглощения звука δ_λ в жидком кристалле МББА при температуре $T = T_c - 5$°C.

объема среды от неравновесного параметра порядка $\langle P_2\rangle$, представим δ_λ в виде

$$\delta_\lambda = \pi\frac{\operatorname{Im}\beta(\omega)}{\operatorname{Re}\beta(\omega)} \cong -M\operatorname{Im}\frac{\delta\langle P_2\rangle}{P} = -\operatorname{Im}\int_\Omega P_2(L_1)(F-F_{00})/p\,d\Omega = -M\int_\Omega P_2(L_1)\operatorname{Im}(F/p)\,d\Omega, \tag{19}$$

где M – размерная постоянная, не зависящая от частоты.

Подставляя в (19) плотность распределения F из (16) и интегрируя по Ω, получим

$$\delta_\lambda = -M\left(R\beta\xi\frac{d}{T}+1\right)\left[R\operatorname{Im}(A_2/p) + R_4\operatorname{Im}(A_4/p)\right].$$

Поскольку анизотропная часть коэффициента поглощения мала по отношению к полному поглощению ($\le 3\times10^{-3}\,\Delta T$, где $\Delta T = T_c - T + 0.6$°C, T_c – температура перехода в изотропную фазу [7]), при определении частотной зависимости δ_λ не будем ее учитывать, полагая для этого в выражении (18) для A_2 и A_4 коэффициенты a_α равными нулю. Переходя также к безразмерной частоте $f = \omega\tau_2$, безразмерным коэффициентам связи $\nu_2 = \nu_{24}\tau_2$, $\nu_4 = \nu_{42}\tau_2$ и вводя отношение времен $\tilde\tau = \tau_2/\tau_4$, получим следующее представление для δ_λ:

$$\delta_\lambda = \tilde M\Psi(f),$$

где $\tilde M = MR\left(R\beta\xi\frac{d}{T}+1\right)g\beta_{S0}^{-1}\tau_2^{-1}$, Ψ – функция, определяющая зависимость δ_λ от частоты:

$$\Psi(f) = f\left[f^2 + \tilde\tau(\tilde\tau+\nu_2\nu_4) - \frac{R_4}{R}(\tilde\tau+\nu_2\nu_4-f^2)\right]\times \times\left[f^2(1+\tilde\tau)^2 + (\tilde\tau+\nu_2\nu_4+f^2)^2\right]^{-1}. \tag{20}$$

Для больших времен τ_2, когда выполняются неравенства $\tilde{\tau} = \tau_2/\tau_4 \gg 1$, ν_2, ν_4, принимая реальную оценку $R_4/R \le 1$, получим частотную зависимость δ_λ, характерную для одного релаксационного процесса:

$$\Psi(f) = f/(1+f^2).$$

Поглощение δ_λ в этом случае определяется релаксацией момента $\langle P_2 \rangle$, кинетически не связанного с $\langle P_4 \rangle$; такая ситуация реализуется вблизи точки фазового перехода T_c.

С удалением от точки фазового перехода T_c величина $\tilde{\tau}$ уменьшается и вид функции $\Psi(f)$ меняется. Численный анализ функции $\Psi(f)$, проведенный для различных температур ΔT для НЖК МББА с параметрами $d/T = 4.506$ [14], $C_p = 2 \times 10^3$ Дж кг$^{-1}$ град$^{-1}$ [15], $\alpha = 3 \times 10^{-4}$ град$^{-1}$ [16], молекулярный вес $\mu = 267$, при значениях $\langle P_2 \rangle_0$ и $\langle P_4 \rangle_0$, заимствованных из работы [17], и значении $\langle P_6 \rangle_0 \cong 0$ показывает следующее. Зависимость $\Psi(f)$ от частоты f напоминает релаксационную, но максимум $\Psi(f)$, а следовательно, и максимум поглощения δ_λ смещены от значения $f_{max} = 1$ для релаксационной зависимости в область больших значений f (рисунок). Это смещение нарастает с удалением от точки перехода; зависимость f_{max} от ΔT может быть аппроксимирована соотношением

$$f_{max} \sim \sqrt{\Delta T}.$$

Время τ, определяемое экспериментально из условия $f_{max} = 1$, не совпадает с временем релаксации параметра порядка τ_2, а соотношение этих времен меняется с температурой как $\tau_2 \sim \tau/\sqrt{\Delta T}$.

Таким образом, кинетическая связь параметра порядка и высших моментов распределения может оказаться существенной при описании релаксационных процессов в НЖК и должна учитываться при трактовке результатов эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Imura H., Okano K.* Theory of Anomalous Ultrasonic Absorbtion and Dispersion of Nematic Liquid Crystal just above the Clearing Point // Chem. Phys. Lett. 1973. V. 19. № 3. P. 387 - 390.
2. *Кожевников Е.Н., Чабан И.А.* Распространение звука вблизи перехода изотропная жидкость–нематический жидкий кристалл // Акуст. журн. 1975. Т. 21. № 3. С. 421 - 431.
3. *Кожевников Е.Н., Чабан И.А.* Распространение звука в нематическом жидком кристалле вблизи перехода его в изотропную жидкость // Акуст. журн. 1978. Т. 24. № 3. С. 363 - 371.
4. *Nagai S., Martinoty P., Candau S.* Ultrasonic Investigation of Nematic Liquid Crystal in the Isotropic and Nematic Phase // J. Phys. 1976. V. 37. P. 769 - 780.
5. *Kawamura I., Maeda Y., Okano K., Iwayanagi S.* Anomalous Absorbtion and Dispersion of Nematic Liquid Crystals near the Clearing Point // Jap. J. Appl. Phys. 1973. V. 12. № 10. P. 1510 - 1521.
6. *Алексеев Н.И., Романов В.П., Ульянов С.В.* Поглощение звука в жидких кристаллах вблизи точки перехода изотропная жидкость–нематик // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 3. С. 398 - 401.
7. *Кожевников Е.Н.* Критическая анизотропия скорости и поглощения звука в немáтическом жидком кристалле // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 458 - 462.
8. *Степанов В.И.* Кинетическая теория динамических свойств нематических жидких кристаллов // К статистической теории нематических жидких кристаллов. Свердловск: Уральский науч. центр, 1982. С. 39 - 61.
9. *Романов В.П., Ульянов С.В.* Анизотропия скорости звука в нематической фазе жидких кристаллов // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 387 - 393.
10. *Осипов М.А., Терентьев Е.М.* Вращательная диффузия молекул и реологические свойства жидких кристаллов: Препринт № 5. 1988. М.: Ин-т кристаллографии АН СССР.
11. *Castro C.A., Hikata A., Elbaum C.* Ultrasonic Attenuation Anisotropy in a Nematic Liquid Crystal // Phys. Rev. A. 1978. V. 17. № 1. P. 353 - 362.
12. *Stinson T.W., Lister J.D.* Correlation Range of Fluctuations of Short-Range Order in the Isotropic Phase of a Nematic Liquid Crystal // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. № 15. P. 688 - 692.
13. *Wong G.K.L., Shen Y.R.* Optical-Field-Iuduced Ordering in the Isotropic Phase of a Nematic Liquid Crystal // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. № 17. P. 895 - 897.
14. *Де Жен.* Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977.
15. *Сонин А.С.* Лекции по жидким кристаллам. Ч. 1 М.: Изд-во МГУ, 1979. С. 122.
16. *Lee J.S., Golub S.L., Brown G.H.* An Ultrasonic Study of the Mechanical Properties of the Nematic Liquid Crystal // J. Chem. Phys. 1972. V. 76. P. 2409 - 2417.
17. *Jen S., Clark N.C., Pershan P.C.* Raman Scattering from a Nematic Liquid Crystal: Orientational statistic // Phys. Rev. Lett. 1973 V. 31. № 26. P. 1552 - 1556.

Relaxation of the Angular Distribution of Molecules of a Nematic Liquid Crystal in a Sound Field

E. N. Kozhevnikov

The nonequilibrium density of the angular distribution of the orientation of molecules in a sound field is investigated on the basis of the Fokker–Planck equation for rotational diffusion of molecules in a nematic liquid crystal. A solution is obtained for the distribution density, which contains the second and fourth moments of the distribution. These results are used in an analysis of the frequency dependence of sound absorption in a nematic liquid crystal.