НЕСИММЕТРИЧНОСТЬ НАПРЯЖЕНИЙ В ВЯЗКИХ ВОЛНАХ В НЖК

Е.Н.Кожевников, Н.Г.Долматова[1]

Тензор вязкоупругих напряжений строится на основе микроскопической мо дели нематического жидкого кристалла, в которой определяются моменты и напряжения, создаваемые движением одной молекулы; макроскопические напря жения получаются усреднением микронапряжений по равновесному угловому распределению ориентаций молекул. Показано, что учет четвертых моментов углового распределения приводит к несимметричности тензора напряжений в вязких волнах и, как следствие, к нарушению равенства Рапини. Теория эф фекта сравнивается с данными эксперимента.

Изучение особенностей распространения вязких волн в жидких кристаллах позволяет исследовать релаксационные процессы, не связанные с изменением температуры и плотности среды. Для гидродинамического описания нематических жидких кристаллов (НЖК) вводится дополнительная степень свободы, связанная с вращением молекул, и описываемая директором $\vec{n}(\mid \vec{n} \mid = 1)$, определяющим преимущественную ориентацию длинных осей молекул. Напряжения σ_{ij} и силы $\vec{h}$, сопряженные $\vec{n}$, строятся с учетом вращения директора [1]

$$\sigma_{ij} = \mu_1 v_{\alpha\alpha}\delta_{ij} + \mu_2 v_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta \delta_{ij} + \mu_3 v_{\alpha\alpha} n_i n_j + \alpha_1 v_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta n_i n_j +$$
$$+\alpha_2 N_i n_j + \alpha_3 N_j n_i + \alpha_4 v_{ij} + \alpha_5 v_{i\alpha} n_\alpha n_j + \alpha_6 v_{j\alpha} n_\alpha n_i,$$
$$h_i = \gamma_1 N_i + \gamma_2 v_{i\alpha} n_\alpha$$

где v_{ij} - тензор скорости деформации, $\vec{N} = \dot{\vec{n}} - \frac{1}{2}(rot\vec{v} \times \vec{n})$ - вращение директора относительно окружающей среды, μ_k, α_k - коэффициенты вязкости Лесли, γ_1, γ_2 коэффициенты вращательной вязкости: $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_5, \gamma_2 = \alpha_3 + \alpha_2 = \alpha_6 - \alpha_5$.

В вязких волнах, где моменты инерции и упругие моменты Франка пренебрежимо малы по сравнению с вязкими моментами, уравнение вращения директора сводится к равенству $\vec{h} = 0$, что приводит к симметричной форме тензора напряжений

$$\sigma_{ij} = \alpha_1 v_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta n_i n_j + \alpha_4 v_{ij} + \left(\alpha_5 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\alpha_2\right)(v_{i\alpha} n_\alpha n_j + v_{j\alpha} n_\alpha n_i) \qquad (1)$$

При этом коэффициенты вязкости в волне, распространяющейся вдоль директора, и в волне, поляризованной вдоль директора (соответственно η_a и η_b), найденные по формуле (1), совпадают (равенство Рапини)

[1]Кожевников Евгений Николаевич, Долматова Наталья Геннадиевна. Кафедра Механики сплошной среды Самарского государственного университета.

$$\eta_a = \eta_b = \frac{1}{2}\left(\alpha_4 + \alpha_5 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\alpha_2\right)$$

Это равенство подтверждено экспериментально в работах [2, 3], однако последующие экперименты [4, 5, 6], проведенные с большей точностью, опровергают его и приводят к неравенству

$$\eta_a > \eta_b$$

Разница $\Delta\eta = \eta_a - \eta_b$ не зависит от частоты в широком диапазове частот (0.1 - 50 Мгц), слабо зависит от температуры и для типичных нематических кристаллов МББА и ПАА имеет значение $\Delta\eta \approx 0.01 - 0.02$ пуаз.

Нарушение равенства Рапини к настоящему времени не имеет теоретического объяснения. В работах [6, 7, 8] вязкоупругие свойства НЖК определяются на основе анализа корреляционных свойств тензорного параметра порядка. Несимметричность вязких напряжений объясняется наличием границ в НЖК-слое, что меняет корреляционные свойства флуктуаций по нормали к слою и приводит к появлению в уравнении вращения директора в вязкой волне, распространяющейся вдоль директора, релаксационого слагаемого $\delta n/\tau$ ($\tau \approx 10^{-7}c$) и большей упругости кристалла, чем в волне, поляризованной вдоль директора. Однако релаксационное слагаемое в уравнении для $\vec{n}$ противоречит хорошо изученной экспериментально картине поведения НЖК-слоя на низких частотах; таким образом, это объяснение нарушения равенства Рапини следует признать неудовлетворительным.

В работах [9, 10, 11, 12] построено статистическое описание вязкоупругих свойств НЖК, основанное на микроскопической модели, в которой вращение отдельной молекулы рассматривается как вращение вытянутого эллипсоида в изотропной вязкой жидкости. Макроскопические напряжения получаются усреднением микронапряжений, создаваемых при вращении частицы по угловому распределению ориентаций частиц. Свойства микромодели, обусловленные результатами расчета, проведенными для вытянутого эллипсоида в вязкой жидкости [13] таковы, что приводят лишь к симметричным вязкоупругим напряжениям в НЖК, при которых $\Delta\eta = 0$.

В настоящей работе предложена теоретическая модель для описания вязкоупругих свойств НЖК, в которой тензор вязкоупругости строится на основе усреднения микронапряжений, создаваемых отдельной молекулой при ее вращении. Уравнения, описывающие вращение молекулы при внешнем воздействии, строятся аналогично рассмотренным в работах [10, 12], но снимаются ограничения, накладываемые аналогией движения молекулы с вращением эллипсоида в вязкой жидкости, а соотношения между кинетическими коэффициентами в этих уравнениях находятся методами неравновесной термодинамики. При этом тензор микронапряжений оказывается несимметричными, эта несимметричность сохраняется и при переходе к макроскопическим напряжениям. Плотность углового распределения ориентаций молекул, необходимая для построения тензора вязкоупругости, определяется из уравнения Фоккера-Планка; усреднение микронапряжений по равновесному распределению дает тензор вязкоупругости, учитывающий совокупность внутренних релаксационных процессов, усреднение по неравновесному распределению позволяет получить нелинейные релаксационные напряжения в НЖК при распространении в них вязких волн.

Будем описывать ориентацию длинных осей молекул единичным вектором $\vec{L}$ и при построении уравнения вращения не учитывать анизотропию окружающей среды. Термодинамическими силами, определяющими диссипацию энергии при вращении частицы, служат вектор $\vec{N}_L = \dot{\vec{L}} - \frac{1}{2}(rot\vec{v} \times \vec{L})$ и тензор скорости деформации v_{ij}. Диссипативная функция D, приходящаяся на одну молекулу НЖК при деформации среды, может быть представлена в виде:

$$D = [\dot{\vec{L}} - \frac{1}{2}(rot\vec{v} \times \vec{L})]\vec{G} + \sigma'_{ij} v_{i,j}/n$$

Силу $\vec{G}$, сопряженную $\vec{L}$, и напряжения σ'_{ij}, обусловленные вращением частицы, строим в виде линейной комбинации термодинамических сил

$$G^b_i = b^{-1}(N_{L,i} - \lambda \kappa_{ijk} v_{jk}) \tag{2}$$

$$\sigma'_{ij} = -b^{-1}(a_2 N_{L,i} L_j + a_3 N_{L,j} L_i + a_5 v_{i\alpha} L_\alpha L_j + a_6 v_{j\alpha} L_\alpha L_i + a_1 v_{\alpha\beta} L_\alpha L_\beta L_i L_j), \tag{3}$$

где b-вращательная подвижность, a_k - кинетические коэффициенты, тензор κ_{ijk} имеет вид:

$$\kappa_{ijk} = \frac{1}{2}[\delta_{ij} L_k + \delta_{ik} L_j - 2 L_i L_j L_k]$$

В уравнения (2-3) не входят компоненты директора, и тем самым не учитывается анизотропия среды, окружающей частицу. Вид тензора κ_{ijk}, учитывающий анизотропию НЖК в первой степени по параметру порядка, приведен в работе [10].

Кинетические коэффициенты в соотношениях (2-3) не являются независимыми, соотношения между ними найдем из следующих рассуждений. Предполагая, что на микроскопическом уровне выполняется условие взаимности Онсагера в виде

$$-b^{-1}\lambda \kappa_{ijk} v_{jk} N_{L,j} = -b^{-1}[a_2 N_{L,j} L_j + a_3 N_{L,j} L_i] v_{ij},$$

после преобразований получим:

$$a_2 + a_3 = \lambda \tag{4}$$

В гидродинамике НЖК суммарный вязкий момент, действующий на молекулы в единице объема, определяется антисимметричной частью тензора напряжений σ_{ij}

$$(\vec{n} \times \vec{h})_i = \epsilon_{ijk} \sigma_{ij}/n,$$

где $\vec{h}$ - вязкая сила, сопряженная $\vec{n}$, ϵ_{ijk} - антисимметричный тензор.

Предполагая, что на микроуровне выполняется аналогичное соотношение, связывающее моменты, действующие на молекулу и микронапряжения:

$$(\vec{L} \times \vec{G})_i = \epsilon_{ijk} \sigma'_{jk},$$

получим дополнительные соотношения

$$a_2 - a_3 = 1, \qquad a_6 - a_5 = \lambda \tag{5}$$

Подставляя в формулу (3) для напряжений выражение для $N_{L,i}$, найденное из (2), приведем ее к виду

$$\sigma'_{ij} = -\frac{1}{2}(a_2 - a_3)\,(G_i L_j - G_j L_i) - \frac{1}{2}\lambda\,(G_i L_j + G_j L_i) -$$
$$-b^{-1}\{(a_5 + \lambda a_2) v_{i\alpha} L_\alpha L_J + (a_6 + \lambda a_3) v_{j\alpha} L_\alpha L_i + [a_1 - \lambda(a_2 + a_3)] v_{\alpha\beta} L_\alpha L_\beta L_i L_j\}$$

Из соотношений (4-5) вытекает равенство $a_5+\lambda a_2 = a_6+\lambda a_3$, из которого следует симметричность по перестановке индексов слагаемых в фигурной скобке, первое же слагаемое в выражении для σ'_{ij} антисимметрично. Таким образом, тензор микронапряжений оказывается несимметричным.

Заметим, что в микромоделях НЖК [9, 10] предполагаются равенства $a_2 = a_3, a_5 = a_6$, при которых микро- и макронапряжения симметричны. Эти предположения противоречат полученным нами соотношениям (5), и в данной работе не использованы.

Преобразуем выражение для σ'_{ij}, выразив силы $\vec{G}$ через возмущение плотности углового распределения ориентации молекул. В пренебрежении инерционным слагаемым уравнение вращения частицы приводится к виду [10]

$$\vec{G} = \vec{G}^y = -\hat{\mathcal{L}}(E + Tlnf),$$

где G^y -упругая сила, действующая на молекулу и представленная суммой двух сил, одна из которых обусловлена действием самосогласованного поля с энергией молекулы $E = E(\vec{L})$, вторая - действием теплового движения жидкости при температуре T; $\hat{\mathcal{L}}_i$ - угловой оператор Гамильтона в пространстве векторов L с компонентами

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

Представив $f(\vec{L})$ в виде произведения квазиравновесного Больцмановского распределения $f_0 = const\, exp(-E/T)$ на возмущающий множитель $1+f'$: $f = f_0(1+f')$, и определяя из уравнения вращения момент $G_i = -T\hat{\mathcal{L}}_i f'$, приведем выражения для микронапряжений к виду

$$\sigma'_{ij} = -\frac{T}{2}\left(L_i \frac{\partial}{\partial L_j} - L_j \frac{\partial}{\partial L_i}\right) f' + \lambda \frac{T}{2}\left(L_i \frac{\partial}{\partial L_j} + L_j \frac{\partial}{\partial L_i} - 2L_i L_j L_k \frac{\partial}{\partial L_\alpha}\right) f' -$$
$$\frac{1}{2} b^{-1}(\lambda^2 + a_5 + a_6)(v_{i\alpha} L_\alpha L_j + v_{j\alpha} L_\alpha L_i) - b^{-1}(a_1 - \lambda(a_2 + a_3)) v_{\alpha\beta} L_\alpha L_\beta L_i L_j \qquad (6)$$

Усреднение микронапряжений по равновесному распределению позволяет получить вязкоупругие напряжения, обусловленные релаксацией ориентационной структуры НЖК, усреднение по неравновсному распределению дает нелинейные релаксационные напряжения при распространении вязкой волны в НЖК.

Первые два слагаемые в правой части (6) приводят к релаксирующим напряжениям, последние два дают поправку к вязким напряжениям Лесли, обусловленным переносом импульса и не связанным с релаксационными процессами. Симметричная часть релаксирующих напряжений для реального значения коэффицента $\lambda \approx 1$ получена в работе [11] в приближении вторых моментов в возмущении плотности распределения и в работе [12], где учитываются высшие моменты. В данной работе остановимся на выводе антисимметричной части напряжений в линейном по возмущениям приближении:

$$\sigma^{(a)}_{ij} = -\frac{nT}{2}\left\langle \left(L_i \frac{\partial}{\partial L_j} - L_j \frac{\partial}{\partial L_i}\right) f' \right\rangle \qquad (7)$$

здесь и далее угловые скобки означают усреднение по равновесному распределению f_{00}, n - число частиц в единице объема.

Возмущение плотности углового распределения f' при внешнем воздействии находится из уравнения Фоккера - Планка

$$\frac{\partial f'}{\partial t} - bT\hat{\mathcal{L}}_i(f_{00}\hat{\mathcal{L}}_i f') = -\hat{\mathcal{L}}_i\left\{f[\kappa_{ijk} + \frac{1}{2}(\delta_{ij}L_k - \delta_{ik}L_j)]\right\} v_{j,k}$$

Решение этого уравнения для потенциала самосогласованного поля в виде Майера-Заупе $E(\vec{L}) = -d < P_2(L_1) > P_2(L_1)$, где d - постоянная поля, получено ранее в работе [12]

$$\begin{aligned} f' = \ & A_{11}(P_2 - < P_2 >) + A_{1111}(P_4 - < P_4 >) + \\ & + \frac{1}{2}(A_{22} - A_{33})(L_2^2 - L_3^2) + 2A_{1s}L_1L_s + \\ & + \frac{1}{2}(A_{1122} - A_{1133})(7L_1^2 - 1)(L_2^2 - L_3^2) + \\ & + \frac{8}{7}A_{111s}L_1L_s(7L_1^2 - 3) + \\ & + (A_{1112} + 4A_{1233})L_1L_2(3L_3^2 - L_2^2) + \\ & + (A_{1113} + 4A_{1322})L_1L_3(3L_2^2 - L_3^2) + \end{aligned}$$

Здесь $A_{i..}$ - комплексные коэффициенты, зависящие от частоты, $L_1 = (\vec{L}\vec{n})$ - проекция вектора $\vec{L}$ на ось 1 - директор, L_2, L_3 - проекции вектора $\vec{L}$ на оси $\vec{e}_2, \vec{e}_3$, ортогональные директору, $P_k = P_k(L_1)$ - полиномы Лежандра. Выбор осей $\vec{e}_2, \vec{e}_3$ осуществляется так, чтобы компонента тензора скорости деформации v_{23} обращалась в ноль. Коэффициенты $A_{i..}$ получены в цитируемой работе, приведем здесь необходимые для расчета $\sigma_{ij}^{(a)}$ коэффициенты A_{1s} и A_{111s} $(s = 2, 3)$

$$\begin{aligned} A_{1s} &= -\frac{12}{7}\, d_T Q \frac{\tau_a}{1 - i\omega\tau_a} v_{1s}, \\ A_{111s} &= \frac{6}{7}\, d_T \frac{\tau_a}{1 - i\omega\tau_a}\, v_{1s} \end{aligned} \tag{8}$$

где $d_T = d < P_2 > /T$, $\quad Q = \left(7 < L_1^4 - L_1^6 >\right) / \left(4 < L_1^2 - L_1^4 >\right) - 3/4$, время τ_a имеет смысл времени релаксации оси кристалла при его вращении

$$\tau_a^{-1} = 20bT\left[1 - \frac{6}{35}\, d_T\ \left(\frac{17}{88} + \frac{< P_4 >}{< P_2 >}\right)\right]$$

В той же работе получено соотношение $A_{1s} = -2QA_{111s}$, связывающее коэффициенты A_{1s} и A_{111s}.

Подставляя f' в формулу (7) и проводя преобразования , получим

$$\sigma_{ij}^{(a)} = -\frac{nT}{2}\left(2 < P_2 > A_{1s} + \frac{32}{7} < P_4 > A_{111s}\right)\, (n_1 e_j^s - n_j e_i^s)$$

Используя выражения (8) для A_{1s} и A_{111s}, приведем $\sigma_{ij}^{(a)}$ к виду:

$$\sigma_{ij}^a = \frac{12}{7} nT d_T \tau_a\ \left(Q < P_2 > -\frac{8}{7} < P_4 >\right)\, \frac{1}{(1 - i\omega\tau_a)}\, (n_i e_j^s - n_j e_i^s)\, v_{1s}$$

Преобразуя произведение $n_i e_j^s\, v_{1s}$

$$v_{1s} n_i e^s_j = v_{\alpha\beta} n_i n_\alpha e^s_\beta e^s_j = v_{\alpha\beta} n_i n_\alpha (e_{\beta^s} e^s_j + n_\beta n_j - n_\beta n_j) =$$
$$= v_{\alpha\beta} n_i n_\alpha (\delta_{j\beta} - n_\beta n_j) = v_{j\beta} n_\alpha n_i - v_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta n_i n_j$$

и аналогичным образом - $n_j e^s_i \, v_{1s}$, получим для $\sigma^{(a)}_{ij}$ следующее выражение:

$$\sigma^{(a)}_{ij} = \frac{12}{7}\, nT d_T \tau_a \, \left(Q < P_2 > -\frac{8}{7} < P_4 > \right) \, \frac{1}{1 - i\omega\tau_a} \, (v_{j\alpha} n_\alpha n_i - v_{i\alpha} n_\alpha n_j) \qquad (9)$$

Объединяя антисимметричные напряжения с симметричной частью, данной формулой (1), и вводя обозначение

$$\Delta\tilde{\eta} = \frac{12}{7}\, nT d_T \tau_a \, \left(Q < P_2 > -\frac{8}{7} < P_4 > \right) \, \frac{1}{1 - i\omega\tau_a} \qquad (10)$$

получим следующее представление для σ_{ij} в вязких волнах

$$\sigma_{ij} = \tilde{\alpha}_1 v_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta n_i n_j + \left(\tilde{\alpha}_5 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \tilde{\alpha}_2 - \Delta\tilde{\eta} \right) v_{i\alpha} n_\alpha n_j + \left(\tilde{\alpha}_5 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \tilde{\alpha}_2 + \Delta\tilde{\eta} \right) v_{j\alpha} n_\alpha n_i \qquad (11)$$

в котором знак (˜) указывает на учет в коэффициентах вязкости Лесли дисперсии, рассмотренной в работах [11, 12].

Используя полученное выражение для σ_{ij}, проанализируем вязкость в вязкой волне, считая что директор $\vec{n}$ лежит в плоскости распространения и составляет угол θ с направлением распространения, из формулы (11) получим

$$\eta = \eta(\theta) = \frac{1}{2} \left[\tilde{\alpha}_4 + (\tilde{\alpha}_5 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\, \tilde{\alpha}_2) + \frac{1}{4} \tilde{\alpha}_1 \, sin 2\theta \right] - \Delta\tilde{\eta}\, cos 2\theta$$

Определяя вязкости в волне, распространяющейся вдоль директора $\eta_a = \eta(\theta = 0)$ и в волне, поляризованной вдоль директора $\eta_b = \eta(\theta = \pi/2)$, найдем их разность

$$\eta_a - \eta_b = \Delta\tilde{\eta} = \frac{12}{7} nT d_T \tau_a \left(Q < P_2 > -\frac{8}{7} < P_4 > \right) \frac{1}{1 - i\omega\tau_a} \qquad (12)$$

Проанализируем полученный результат. Предложенная модель НЖК приводит к несимметричности вязких напряжений и нарушению равенства Рапини. Этот эффект находит объяснение лишь при учете (помимо вторых) четвертых моментов углового распределения молекул. При ограничении вторыми моментами в возмущении f', когда все коэффициенты A_{ijkl} полагаются равными нулю, обращается в ноль и коэффициент A_{1s} - в этом случае $\sigma^{(a)}_{ij} = 0$ и, соответственно, $\Delta\eta = 0$. Время вращательной релаксации τ_a слабо зависит от температуры, поэтому температурная зависимость $\Delta\tilde{\eta}$ определяется произведением $< P_2 > (Q < P_2 > -8/7 < P_4 >)$.

Для численного анализа $\Delta\tilde{\eta}$ по формуле (12) представим время вращательной релаксации τ_a через время релаксации второго момента $< P_2 >$ (параметра порядка) $\tau_2 = [6bT \; (1 - d_T/7)]^{-1} \, \beta$ [10]

$$\tau_a = \frac{3}{10} \frac{\tau_2^{(1)}}{\beta^{(1)}} (1 - d_T/7) \left[1 - \frac{6}{35} d_T \, \left(\frac{17}{88} + \frac{< P_4 >}{< P_2 >} \right) \right]^{-1}$$

где

$$\beta = \left(1 + nR_{22}\,\frac{d^2 < P_2 >^2}{T^2 C_p} - R_{22}\frac{d}{T}\right)^{-1}$$

$R_{22} =< {P_2}^2 > - < P_2 >^2$, C_P - теплоемкость при постоянном давлении, индекс (1) указывает на значения соответствующих величин при температуре $T = T_c - 1^0$, (T_c-температура ориентационного плавления). Численный расчет эффекта проведен для жидкого кристалла МББА с молекулярным весом 267, температурой ориентационного плавления $T_c = 318^o$ и теплоемкостью $C_p = 2 \cdot 10^6$ Дж м$^{-3}$ град$^{-1}$ [14], для времени релаксации $\tau_2^{(1)}$ выбиралось типичное значение $\tau_2^{(1)} = 10^{-7} c$. Значения P_2 определялись из решения самосогласованного уравнения

$$< P_2 >= \int\limits_{-1}^{1} P_2(L_1) f_{00}\left[< P_2 >, P_2(L_1)\right]\ d\Omega,$$

построенного для потенциала Майра-Заупе с постоянной поля $d = 4,506 T_c$, усреднения в формулах проводились по равновесному распределению f_{00} с найденными значениями $< P_2 >$. Для времени ориентационой релаксации получено значение $\tau_a \approx 2 \cdot 10^{-9} c^{-1}$, следовательно, вплоть до частот 10^8 Гц выполняется неравенство $\omega\tau_a < 1$; в этом диапазоне частот теория предсказывает независимость $\Delta\tilde{\eta}$ от ω, что соответствует данным эксперимента. Численные значения $\Delta\eta = \Delta\tilde{\eta}\ |_{\omega\tau_a \ll 1}$ представлены на рис.1, где построена кривая зависимости $\Delta\eta$ от температуры T для малых частот.

Зависимость $\Delta\eta$ аппроксимируется соотношением $\Delta\eta \sim P_2$. Величина $\Delta\eta \approx 0.5 - 1.5 \cdot 10^{-2}$пуаз хорошо согласуются с данными эксперимента.

Литература

[1] Же Жен. Физика жидких кристаллов. М.:Мир, 1977.
[2] P. Martinoty, S. Candau// Mol. Cryst. Liq. Cryst.. 1971. V.14. P.243-271.
[3] Y.S. Lee, Sherman L. Golub, Glenn H. Brown// J. Phys. Chem.. 1972. V.76. N17. P.2400-2417.
[4] F. Kiri, P. Martinoty// J. Phys.(Fr), 1977. V.38. P.153.
[5] А.А. Табидзе, Н.И. Кошкин// ЖФХ. 1986. Т.60. N6. С.1501-1507.
[6] В.Б. Немцов, А.А. Табидзе// Акуст. журн. 1987. Т.33. Вып. 3. С.529-524.
[7] В.Б. Немцов// ДАН БССР. 1986. Т.30. N2. С.135-138.
[8] В.Б. Немцов// Теор. и Матем. Физика. 1985. Т.25. N1. С.1016-1019.
[9] В.И. Степанов// в сб. К статистической теории нематических жидких кристаллов. Свердловск: изд. Уральского Научного центра, 1982. С.39-61.
[10] Е.Н. Кожевников// Акуст. журн.. 1994. Т.40. С.412.
[11] В.И. Степанов// в сб. Статистические и динамические задачи упругости и вязкоупругости. Свердловск: изд. Уральского Научного центра, 1983. С.46-57.
[12] Е.Н. Кожевников, Н.Г. Долматова// Изв. РАН, сер. физ.. 1996. Т.60. N4. С.66-71.
[13] В.Н. Покровский. Статистическая механика разбавленных суспензий. М.:Наука, 1978. С.178.
[14] А.С. Сонин. Лекции по жидким кристаллам. ч.1, М.: Изд-во МГУ, 1779. С.122.

NONSIMMETRY OF STRESSES IN VISCOUS WAVES IN NLC

E.N. Kozhevnikov, N.G. Dolmatova [1]

Viscoelastic stress tenzor is founded on the base of microscopic model of nematic liquid crystal. There are determined moments and stresses due to rotation of a molecular, macroscopic stresses are derived from microstresses averaged by equilibrium angular distribution of molecular axes orientation. It is shown that the account of forth angular distribution moments results in nonsymmetry of stress tenzor in viscous waves and Rapini equality destruction. The theory of the effect is compared with experimental data.

This publication is devoted to memory of V.V. Titov.

[1] Kozhevnikov Eugeniy Nikolaevich, Dolmatova Natalja Gennadievna, Dept. of Continuum Mechanics