Быстрое вязкое течение нематического жидкого кристалла вблизи перехода нематик–смектик A

© А.В. Захаров, А.А. Вакуленко

Институт проблем машиноведения Российской академии наук,
199178 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 10 ноября 2003 г.)

Для полярных жидких кристаллов, таких как 4-n'-октил-4$'$- и 4-n'-октилокси-цианобифенил, теоретически установлено, что вблизи температур фазового перехода нематик–смектик A (T_{NA}) минимальное сопротивление сдвиговому течению реализуется, когда директор нематика ориентирован одновременно перпендикулярно вектору скорости и ее градиенту. Для этого в рамках теории Эриксена–Лесли были рассчитаны все три коэффициента Месовича ($\eta_i(i = 1, 2, 3)$) как вблизи температур фазового перехода (порядка десятков mK от T_{NA}), так и вдали от T_{NA}. Такое поведение коэффициентов вязкости, когда $\eta_2 > \eta_1 > \eta_3$, связано с тем, что влияние флуктуаций локального смектического порядка, образующегося в нематической фазе, ведет к сингулярному поведению η_2, в то время как два остальных коэффициента η_1 и η_3 не подвержены такому влиянию.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 01-03-32084).

Как показывает ряд новых публикаций [1–4], теоретический подход к описанию процессов диссипации в жидких кристаллах (ЖК) снова привлекает внимание исследователей. Несмотря на то что некоторые качественные и количественные достижения были сделаны в рамках молекулярной теории реологических свойств нематиков (НЖК) при сдвиговом течении вдали от температур фазового перехода нематик–смектик A ($N{-}SmA$) [5–9], все еще рано говорить о развитии теории, способной описать реологию НЖК вблизи температуры перехода T_{NA}, когда значения температуры отличаются от T_{NA} на несколько десятков mK. Учитывая, что флуктуации локального смектического параметра порядка (ПП) вблизи фазового перехода второго рода $N - SmA$ вызывают сингулярности как упругих коэффициентов Франка, так и коэффициента вращательной вязкости (КВВ) γ_1 [10–12], следует ожидать, что коэффициенты сдвиговой вязкости Месовича η_i $(i = 1, 2, 3)$ будут также обладать особенностью вблизи температуры T_{NA} [12]. Действительно, когда директор $\mathbf{n}$ в НЖК ориентирован параллельно скорости течения $\mathbf{v}$ $(\mathbf{n} \parallel \mathbf{v})$ и перпендикулярно градиенту скорости $(\mathbf{n} \perp \nabla v)$, реализуется самое низкое сопротивление нематическому течению (самое меньшее значение коэффициента вязкости η_2 [13]). Среди двух других коэффициентов вязкостей η_1 и η_3 коэффициент η_1 $(\mathbf{n} \parallel \nabla v$ и $\mathbf{n} \perp \mathbf{v})$ имеет наибольшую величину, в то время как значение η_3 $(\mathbf{n} \perp \nabla v$ и $\mathbf{n} \perp \mathbf{v})$ близко к вязкости, измеренной в изотропной фазе. Вне предпереходных значений температур температурные зависимости сдвиговых вязкостей примерно параллельны друг другу [13]. Такое поведение вязкостей НЖК может быть нарушено вблизи фазовых переходов нематик–смектик A по мере охлаждения образца нематика при температурах порядка десятков mK выше T_{NA}; в результате флуктуаций параметра порядка вновь образующейся смектик A фазы коэффициент вязкости η_2 обнаруживает сингулярное поведение, в то время как два других коэффициента η_1 и η_3 не подвергаются возмущению флуктуациями ПП [11,12]. Физика явления заключается в том, что роли вязкостей η_1 и η_2 меняются местами, т. е. при температурах, отстоящих от T_{NA} меньше, чем на десятки mK, в нематической фазе самое низкое сопротивление течению реализуется, когда директор перпендикулярен как градиенту скорости течения, так и направлению течения. Недавние теоретические исследования поведения КВВ γ_1 вблизи точки фазового перехода, в случае 4-n'-октил-4$'$-цианобифенила (8ЦБ), показали, что критического поведения КВВ γ_1^c следует ожидать только в области значений температур (здесь и далее будем использовать также безразмерные значения температур $t = T/T_{NA} - 1$) $0 < t < 10^{-3}$, что меньше чем 306.7 K (T_{NA}(8ЦБ) $\approx$ 306.5 K) [4]. Основываясь на этих и других [11,12] теоретических наблюдениях, можно предположить, что предсмектические аномалии в поведении η_2 следует ожидать в том же температурном интервале $0 < t < 10^{-3}$. Ответ на вопрос, насколько далеко от T_{NA} в нематической фазе следует ожидать предпереходную аномалию в η_2, будет дан в рамках теории, основанной на результатах, полученных в работах [4,6,11,12], которые были предложены для описания явления вращения директора вблизи фазового перехода $N - SmA$.

Ориентационное состояние директора $\mathbf{n}$ при сдвиговом течении определяется балансом действующих на него моментов. В высокоскоростном сдвиговом режиме упругими моментами пренебрегают [4], в то время как момент вязких сил в соответствии с теорией Лесли–Эриксона (ЛЭ) [8,9] имеет общий вид $\mathbf{T}_{\mathrm{vis}} = -\mathbf{n} \times [\gamma_1 \mathbf{N} + \gamma_2 \mathbf{M} \cdot \mathbf{n}]$, где γ_1 и γ_2 — КВВ, а вектор скорости изменения директора относительно течения НЖК принимает вид $\mathbf{N} = d\mathbf{n}/dt - \mathbf{W} \cdot \mathbf{n}$, $2\mathbf{M} = \nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T$, $-2\mathbf{W} = \nabla \mathbf{v} - (\nabla \mathbf{v})^T$. Здесь $\mathbf{M}$ и $\mathbf{W}$ являются симметричной и антисимметричной частями тензора градиента скорости течения, а символ T означает транспонирование матрицы, соответствующей $\nabla\mathbf{v}$ и $d\mathbf{n}/dt = \frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\nabla\mathbf{n}$. В одномерной модели ($x-y$ плоскость, определяемая течением ЖК (x-направление) и градиентом скорости в направлении y; z — ось вихря) $\mathbf{v} = v\mathbf{i} \equiv \dot{\gamma}y\mathbf{i}$, вследствие чего момент вязких сил может быть записан в виде

$$\mathbf{T}_{\text{vis}} = -\mathbf{n}\times\left[\gamma_1\frac{\partial\mathbf{n}}{\partial t} + \dot{\gamma}\mathbf{m}\right], \tag{1}$$

где вектор $\mathbf{m}$ имеет компоненты $(\alpha_2 n_y, \alpha_3 n_x, 0)$, а коэффициенты вязкости Лесли α_2 и α_3 связаны с коэффициентами вращательной вязкости соотношениями $\alpha_2 = (\gamma_2 - \gamma_1)/2$ и $\alpha_3 = (\gamma_1 + \gamma_2)/2$.

Динамическое поведение директора $\mathbf{n}$ $(\cos(\theta), \sin(\theta))$ в плоскости сдвига сводится к двум случаям. Первый характеризуется тем, что величина гидродинамического момента

$$T_{\text{vis}} = \gamma_1\frac{\partial\theta}{\partial t} + \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2\cos\theta_{\text{bulk}})\dot{\gamma}$$
$$= \gamma_1\frac{\partial\theta}{\partial t} + \left(\alpha_3\cos^2(\theta_{\text{bulk}}) - \alpha_2\sin^2(\theta_{\text{bulk}})\right)\dot{\gamma}, \tag{2}$$

отнесенного к единице объема НЖК сдвигового потока, обращается в нуль, когда директор ориентируется под равновесным углом θ_{eq} [8,9]

$$\theta_{eq} = \frac{1}{2}\cos^{-1}\left(-\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right) = \tan^{-1}\left(\sqrt{\frac{\alpha_3}{\alpha_2}}\right), \tag{3}$$

относительно направления скорости течения $\mathbf{v}$. Это условие реализуется, когда $|\gamma_2| > |\gamma_1|$. Во втором случае, когда $|\gamma_1| > |\gamma_2|$, директор непрерывно вращается в сдвиговой плоскости.

Рассмотрим коэффициенты вязкости Месовича для плоского течения $\eta_i (i = 1, 2, 3)$, определенные отношением yx компоненты тензора напряжений [8,9] $\sigma_{yx}^{(i)}$ и сдвиговой скорости $\dot{\gamma}$

$$\eta_i = -\frac{\sigma_{yx}^{(i)}}{\dot{\gamma}}. \tag{4}$$

Индексы $i = 1, 2, 3$ соответствуют случаям, в которых директор $\mathbf{n}$ параллелен осям $-x, -y, -z$. Коэффициенты вязкости Месовича связаны с коэффициентами Лесли соотношениями [13]

$$\eta_1 = \frac{1}{2}(\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6), \quad \eta_2 = \frac{1}{2}(-\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_5),$$
$$\eta_3 = \frac{1}{2}\alpha_4. \tag{5}$$

Из уравнения (3) следует, что, если $|\gamma_1| < |\gamma_2|$ или $\alpha_3 < 0$ (поскольку практически всегда $\alpha_2 < 0$), стабильное решение уравнения баланса моментов (см. уравнение (1)) приводит к окончательной ориентации директора $\mathbf{n}$ в сдвиговой плоскости $\mathbf{v} - \nabla v$ под малым углом θ_{eq} к направлению течения. По мере убывания температуры по направлению к T_{NA} рост флуктуаций ПП ведет к образованию нового момента $\mathbf{T}_{\text{fl}}$, действующего на $\mathbf{n}$. При скоростях сдвига $\dot{\gamma}\tau \ll 1$, где τ — максимальное время структурной релаксации, учет нового момента $\mathbf{T}_{\text{fl}}$, обусловленного флуктуациями ПП, ведет к новому уравнению баланса моментов [11,12]: $\mathbf{T}_{\text{vis}} + T_{\text{fl}} = 0$, где

$$\mathbf{T}_{\text{fl}} = -A\mathbf{n}\times\mathbf{j}$$
$$= -\left[-\frac{\pi}{2}\frac{k_BT}{l^2\xi_{\parallel}}(\dot{\gamma}\tau)(\mathbf{n}\cdot\hat{\mathbf{v}}) + O\left((\dot{\gamma}\tau)^2\right)\right]\mathbf{n}\times\mathbf{j}. \tag{6}$$

Здесь $\xi_{\parallel} = \xi$ — корреляционная длина смектического порядка, $\hat{\mathbf{v}} = \mathbf{v}/|\mathbf{v}|$ и l — длина межслоевого расстояния в новой SmA фазе. Физическая причина возникновения $\mathbf{T}_{\text{fl}}$ связана с влиянием сдвигового течения на области флуктуаций. Это означает, что для области температурных флуктуаций с $\mathbf{n}\parallel\mathbf{v}$ [2] сдвиговый поток имеет тенденцию поворачивать слои, что изменяет межслоевое расстояние и вызывает восстанавливающий момент $\mathbf{T}_{\text{fl}}$. Напротив, сдвиговый поток не возмущает внутреннюю структуру за счет флуктуаций с ориентациями $i = 2, 3$. Сравнивая два уравнения баланса моментов, с учетом соотношений (2) и (6), видим, что самый низкий по порядку величины $\dot{\gamma}\tau$ эффект выражается в перенормировке γ_1 и α_3 ($\sim\eta_2$)

$$\bar{\gamma}_1 = \gamma_1 + \alpha_3^{C1}, \quad \bar{\alpha}_3 = \alpha_3 + \alpha_3^{C1} = \alpha_3 + \frac{\pi}{4}\frac{k_BT}{l^2}\frac{\tau}{\xi}. \tag{7}$$

Здесь α_3 и γ_1 — исходные значения (без учета флуктуаций) коэффициентов Лесли и вращательной вязкости соответственно. При применении метода динамического подобия [11] было обнаружено, что время релаксации τ может быть аппроксимировано выражением $\tau\sim\xi^{3/2}$, в то время как корреляционная длина $\xi = \xi_{\parallel}$ в смектике A в области приведенных температур, близких к критической точке, аппроксимируется выражением $\xi = \xi_0 t^{-\nu}$, где ξ_0 — размерный коэффициент и $\nu = \nu_{\parallel}$ — соответствующий критический показатель степени. Все это свидетельствует о том, что для скоростей сдвига $\dot{\gamma}\tau \ll 1$ как $\bar{\gamma}_1$ и α_3^{C1}, так и $\bar{\eta}_1$ расходятся вблизи T_{NA} как $\tau/\xi \sim t^{-\nu/2}$. Поскольку $\alpha_3 < 0$ практически для всех нематиков [14], этот результат предсказывает изменение знака в эффективном значении $\bar{\alpha}_3$ в окрестности T_{NA}, и самое низкое сопротивление нематическому течению реализуется, когда директор ориентируется перпендикулярно как скорости течения, так и градиенту скорости течения, и может быть вычислено с использованием выражения (4) или (5) для η_2.

Необходимо отметить, что существует другой подход к описанию предпереходного вклада в коэффициент вязкости Лесли α_3, который в гидродинамическом режиме $q_0\xi_{\parallel} \ll 1$ допускает выражение для критического вклада α_3^C в соответствующий коэффициент Лесли [10,11]

$$\alpha_3^{C2} = \gamma_1^{C2} = \frac{\pi}{4}\frac{k_BT}{\xi_0}\sqrt{\frac{\rho_m}{K_1}}\,t^{\nu-1}, \tag{8}$$

где $q_0 = 2\pi/l$, K_1 — упругая деформация поперечного изгиба, ρ_m — плотность вещества. Измерения корреляционной длины смектической фазы A $\xi_{\|}$ как для 8ЦБ, так и для 4-n'-октилокси-цианобифенила (8ОЦБ) в температурной области, близкой к критической точке, были сделаны методами высокоразрешающего рентгеновского рассеяния [15]. Было установлено, что в области приведенных температур $5 \times 10^{-7} < t < 2 \times 10^{-2}$, $\xi_0 = 0.37\,\mathrm{nm}$, $\nu = 0.67$ для 8ЦБ и $\xi_0 = 0.42\,\mathrm{nm}$, $\nu = 0.62$ для 8ОЦБ $l \sim 2.0\,\mathrm{nm}$ — общее значение для межслоевого расстояния смектической фазы A. При конкретных вычислениях критического вклада в α_3^C (или γ_1^C) были использованы следующие значения: $\rho_m = 1000\,\mathrm{kg/m^3}$, $K_1 = 10\,\mathrm{pN}$ (8ЦБ) и $8\,\mathrm{pN}$ (8ОЦБ) [16]. Поскольку коэффициент упругой деформации поперечного изгиба не подвержен аномальному поведению вблизи T_{NA}, оба последних значения K_1 были измерены при температурах, соответствующих T_{NA} обоих соединений. Необходимо подчеркнуть, что флуктуации локального смектического ПП при фазовом переходе NA второго рода в соответствии с уравнениями (5), (7) и (8) вызывают сингулярности только для η_2, в то время как два остальных коэффициента вязкости Месовича η_1 и η_3 не возмущаются новой структурой. Все это свидетельствует о том, что возмущающий эффект, обусловленный флуктуациями локального смектического параметра порядка, реализуется в виде сингулярного поведения γ_1, причем аналитические выражения для КВВ могут быть записаны в двух формах: в первой, когда $\bar{\gamma}_1$ расходится вблизи T_{NA} как $\sim t^{\nu/2}$, и во второй, когда $\bar{\gamma}_1$ расходится как $\sim t^{\nu-1}$. Таким образом, только сравнение с экспериментально полученными данными для $\bar{\gamma}_1$ позволяет выбрать предпочтительную форму для описания предпереходной аномалии в $\bar{\gamma}_1$. В качестве первого шага в этом направлении необходимо вычислить чистый вклад в коэффициент вязкости $\bar{\gamma}_1$, т.е. собственно γ_1.

Для этого используем предложенный в [6] статистико-механический подход (СМП) к теории вращательной вязкости γ_1. Эта теория основана на концепции представления асимметричной части феноменологического тензора напряжений $\bar{\sigma}^a = 1/2(\alpha_2 - \alpha_3)(\mathbf{nN} - \mathbf{Nn}) + 1/2 \times (\alpha_5 - \alpha_6)(\mathbf{nn} \cdot \mathbf{M} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{nn}) = 1/2S[(\gamma_1 \mathbf{N} + \gamma_2 \mathbf{n} \cdot \mathbf{M}) \times \mathbf{n}]$ (S — тензор Леви–Чивита) как среднего эквивалентного микроскопического $\bar{\sigma}^a$, основанного на методе неравновесного статистического оператора Зубарева [17].

Сущность этого подхода заключается в том, что не только автокорреляции микроскопического тензора напряжений рассматриваются в соответствии с работой [7], но и принимаются во внимание дополнительные корреляции как тензора напряжений и директора, так и потока с тензором параметров порядка. В результате КВВ γ_1 может быть рассчитан в виде функции плотности ρ, ПП $\bar{P}_2$, температуры T [6,18,19] и имеет вид

$$\gamma_1 = \frac{k_B T}{D_\perp} s \rho f(\bar{P}_2), \tag{9}$$

где $D_\perp$ — коэффициент вращательной самодиффузии (КВД) относительно коротких осей молекул, $\rho = N/V$ — плотность числа молекул, s — геометрический фактор молекул, рассчитанный в виде $s = (b^2 - 1)/(b^2 + 1)$, где b — отношение длины молекулы к ее ширине, и функция f имеет вид

$$f(\bar{P}_2) = \bar{P}_2^2 \frac{9.54 + 2.77\bar{P}_2}{2.88 + \bar{P}_2 + 12.56\bar{P}_2^2 + 4.69\bar{P}_2^3 - 0.74\bar{P}_2^4}.$$

Среднее значение симметричной части тензора напряжений $\bar{\sigma}^s$ можно вычислить, усредняя его микроскопический эквивалент $\bar{\sigma}^s_{\mathrm{micr}}$ при помощи равновесной ориентационной функции распределения (ОДФ) $\phi(\mathbf{a})$ в виде $\bar{\sigma}^s = \int \bar{\sigma}^s_{\mathrm{micr}} \phi(\mathbf{a}) d\mathbf{a}$, где $\mathbf{a}$ — ориентация длинной оси молекулы. В свою очередь выражение для γ_2 может быть записано в виде [5,18,19]

$$\gamma_2 = -\frac{k_B T}{D_\perp} s \rho \bar{P}_2. \tag{10}$$

Коэффициенты Лесли α_i, $i = 2, \ldots, 6$ выражаются через микро- и макропараметры НЖК, согласно работе [5], как

$$\alpha_2 = -g\left(1 + \frac{1}{\lambda}\right)\bar{P}_2, \quad \alpha_3 = -g\left(1 - \frac{1}{\lambda}\right)\bar{P}_2,$$

$$\alpha_4 = g\,\frac{2s}{35}(7 - 5\bar{P}_2 - 2\bar{P}_4), \quad \alpha_5 = g\left[\frac{s}{7}(3\bar{P}_2 + \bar{P}_4) + \bar{P}_2\right],$$

$$\alpha_6 = g\left[\frac{s}{7}(3\bar{P}_2 + \bar{P}_4) - \bar{P}_2\right], \tag{11}$$

где $\bar{P}_{2L}$ ($L = 1, 2$) — ПП четного ранга, $1/\lambda = -\gamma_1/\gamma_2 = \cos(2\theta_{eq})$ и $g = k_B T_\rho / D_\perp$, а коэффициенты Лесли в выражениях (11) подчиняются соотношению Онзагера–Пароди $\alpha_2 + \alpha_3 = \alpha_6 - \alpha_5$.

Таким образом, в соответствии с уравнениями (9)–(11) КВВ γ_1 и γ_2 и коэффициенты Лесли α_i оказываются обратно пропорциональными КВД $D_\perp$. Заметим, что при предельно высоких температурах СМП предсказывает, что $\gamma_1 \sim \bar{P}_2^2$. Такое поведение КВВ находится в соответствии с теорией среднего поля [13]. В то время как ПП для практически всех цианобифенилов измерены с высокой точностью [20], определение констант подвижности для вращательной диффузии все еще составляет трудную задачу.

На основе коротковременного разложения временных ориентационных корреляционных функций (ВКФ) $\Phi^L_{mn}(t) = \Phi^L_{mn}(\infty) + [\Phi^L_{mn}(0) - \Phi^L_{mn}(\infty)]\exp(-t/\tau^L_{mn})$ выражение для времени релаксации τ^1_{00} может быть записано в виде [18]

$$\tau^1_{00} = \left[D_\perp \frac{2 - 2\bar{P}_2}{1 + 2\bar{P}_2}\right]^{-1}. \tag{12}$$

Здесь функции первого ранга ($L = 1$) могут быть определены в рамках методов диэлектрической спектроскопии, в то время как ВКФ с $L = 2$ появляются в выражениях для скорости спиновой релаксации ядер и изогнутых рамановских форм. Результаты измерений, полученных в рамках методов диэлектрической спектроскопии [21], были использованы для вычисления комплексной диэлектрической проницаемости

Значения времени релаксации τ^1_{00}, КВД $D_\perp$ и параметров порядка для 8ЦБ [4] и 8ОЦБ [18] НЖК

T(K)(8ЦБ), $T_{NA} = 306.5$	306.72	306.80	308.00	310.00	312
τ^1_{00}(ns)	19	20	27.8	22.7	18.6
$D_\perp \times 10^7(\mathrm{s}^{-1})$	13	12.3	8.4	9.4	11.3
P_2			0.57	0.053	0.44
P_4			0.14	0.12	0.06
P_6			0.07	0.05	0.03
T(K)(8ОЦБ), $T_{NA} = 339.5$	340		345		350
τ^1_{00}(ns)	30.4		19.5		12.1
$D_\perp \times 10^7(\mathrm{s}^{-1})$	7.55		9.43		11.71
P_2	0.55		0.47		0.38
P_4	0.20		0.15		0.10
P_6	0.05		0.03		0.02

$\epsilon^\star(\omega) = \mathrm{Re}\,\epsilon(\omega) - i\mathrm{Im}\,\epsilon(\omega)$ в 8ЦБ в частотном интервале, соответствующем $100\,\mathrm{kHz} \le \omega \le 10\,\mathrm{GHz}$. Так, экспериментальные данные для комплексной диэлектрической постоянной $\epsilon^\star_\parallel(\omega)$, параллельной директору $\mathbf{n}$, позволяют вычислить время релаксации τ^1_{00} относительно коротких осей молекул в 8ЦБ. Получив время релаксации τ^1_{00}, данные для $\overline{P}_2$, извлеченные из поляризованного лазерного рамановского рассеяния [20], можно вычислить, используя уравнение (12), КВД $D_\perp$. С другой стороны, используя технику ЯМР, динамические $D_\perp$ и структурные $\overline{P}_{2L}$ $(L = 1, 2, 3)$ характеристики 8ОЦБ были получены в широком диапазоне изменения температур, соответствующем нематической фазе [18]. Температурные зависимости значений τ^1_{00}, КВД $D_\perp$ и ПП для обоих соединений 8 и 8ОЦБ даны в таблице. Для того чтобы вычислить значения α_i этих НЖК, длина и ширина молекул, образующих эти соединения, выбраны ~ 2.0 и $0.6\,\mathrm{nm}$ соответственно [15]. Концентрация молекул ρ как в 8ОЦБ, так и в 8ЦБ в температурной области, в которой существует нематическая фаза этих соединений, была выбрана равной $1.8 \times 10^{27}\,\mathrm{m}^{-3}$. Температурные зависимости коэффициентов вязкости Месовича η_i $(i = 1, 2, 3)$ для 8ОЦБ, вычисленные с помощью уравнений (5), (7) и (8), представлены на рис. 1. Экспериментальные значения были получены прямыми измерениями [14,22,23] в температурной области, соответствующей нематической фазе 8ОЦБ. В температурной области, далекой от T_{NA} ($\lg t > -4$, или при температурах, отстоящих более чем на $10\,\mathrm{mK}$ от T_{NA}), как вычисленные, так и измеренные значения коэффициентов вязкости Месовича показывают, что самый низкий уровень значений вязкости η_2 реализуется, когда направление скорости нематического течения $\mathbf{v}$ параллельно директору $\mathbf{n}$, причем выполняется неравенство $\eta_2 < \eta_1 < \eta_3$. Температурные зависимости $\eta_i(T)$ для двух ЖК параллельны друг другу, исключая температурную область, близкую к точке просветления [13]. Это поведение $\eta_i(T)$ возмущается в окрестности T_{NA}. Температурная зависимость η_i в области $-7 < \lg(t) < -3$ показывает (рис. 2), что вязкости $\eta_1(T)$ и $\eta_2(T)$ меняются своими ролями и самое низкое сопротивление течению реализуется, когда директор ориентируется перпендикулярно скорости течения $\mathbf{v}$ и градиенту скорости ∇v. Следует отметить, что экспериментально полученные данные для $\eta_2(T)$ и $\eta_1(T)$ [24] в 8ЦБ нематической фазе свидетельствуют о том, что роль коэффициентов $\eta_1(T)$ и $\eta_2(T)$ меняется только лишь при температуре $T_c \approx 343.64\,\mathrm{K}$ и наимень-

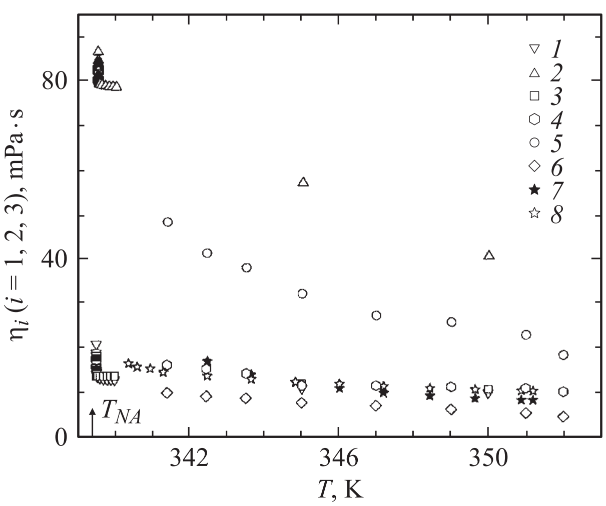

Рис. 1. Температурные зависимости коэффициентов вязкости Месовича η_i $(i = 1, 2, 3)$ для молекул 8ОЦБ, вычисленные по уравнениям (5), (7) и (8) (η_1 — *1*, η_2 — *2*, η_3 — *3*). Измеренные значения [22]: η_1 — *4*, η_2 — *5*, η_3 — *6*, а также измеренные значения [23]: η_1 — *7*, η_3 — *8*.

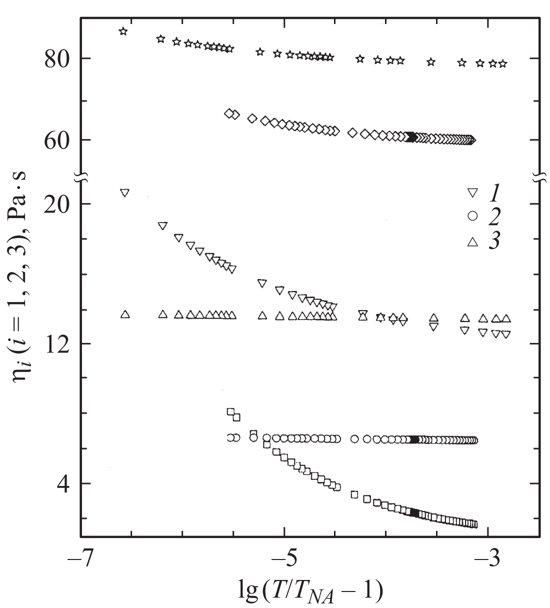

Рис. 2. Температурные зависимости η_i $(i = 2, 3)$, вычисленные по уравнениям (5), (7) и (8) для 8 и 8ОЦБ молекул в окрестности $(-7 < \lg(T/T_{NA} - 1) < -3)$ перехода нематик–смектик *A*. Коэффициенты вязкости Месовича η_1: звезды — для молекул 8ОЦБ и ромбы — для молекул 8ЦБ, η_2: *1* — для молекул 8ОЦБ и *2* — для молекул 8ЦБ, η_3: *3* — для молекул 8ОЦБ и квадраты для молекул 8ЦБ.

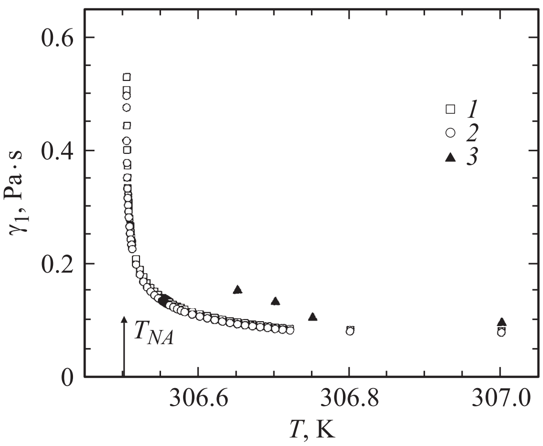

Рис. 3. Расчетные температурные зависимости коэффициента вращательной вязкости γ_1 в окрестности температуры перехода $(-7 < \lg(T/T_{NA} - 1) < -3)$ для 8ЦБ. Кривая *1* — значения, вычисленные по уравнениям (5) и (7), кривая *2* — значения, вычисленные по уравнениям (5) и (8). Кривая *3* — экспериментальные значения по данным работ [23,24].

шее сопротивление по мере охлаждения в сдвиговом потоке реализуется, когда директор сориентирован перпендикулярно вектору скорости потока и его градиенту одновременно, т.е. $\eta_2 > \eta_1 > \eta_3$. В свою очередь независимые экспериментальные изменения γ_1 (рис. 3) вблизи температуры фазового перехода T_{NA} в 8ЦБ указывают, что роль коэффициентов в отмеченном выше смысле меняется при температурах $\lg(t) < -3$ или меньше, чем 306.6 K (T_{NA}(8ЦБ) $\approx$ 306.5 K). Расчетные значения η_2, полученные с помощью уравнений (5), (7) и (8), демонстрируют, что роль коэффициентов η_1 и η_2 меняется при $\lg(t) = -5.25$(8ЦБ) (или $\approx$ 306.502 K) и при $\lg(t) = -4$(8OЦБ) (или $\approx$ 339.540 K). Следует отметить, что расчеты вкладов в КВВ γ_1, обусловленные наличием флуктуирующего локального смектического ПП, вычисленные по формулам (7) и (8), в температурном интервале $-7 < \lg(t) < -3$ дают практически одинаковые результаты (рис. 3).

Проведенные в работе расчеты значений коэффициентов вязкости Месовича позволили представить более точную картину вязкой гидродинамики вблизи точек перехода нематик–смектик *A*.

Список литературы

[1] A. Madsen, J. Als-Nielsen, G. Grübel. Phys. Rev. Lett. **90**, 085 701 (2003).
[2] G. Rienäcker, M. Kröger, S. Hess. Phys. Rev. E **66**, 040 702R (2002).
[3] D.L. Cheung, S.J. Clark, M.R. Wilson. Chem. Phys. Lett. **356**, 140 (2002).
[4] A.V. Zakharov, A.A. Vakulenko, J. Thoen. J. Chem. Phys. **118**, 4253 (2003).
[5] N. Kuzuu, M. Doi. J. Phys. Soc. Jpn. **52**, 3486 (1983).
[6] A.V. Zakharov. Phys. Lett. A **193**, 471 (1994).
[7] M. Fialkowski. Phys. Rev. E **58**, 1955 (1998).
[8] J.L. Ericksen. Arch. Ratio. Mech. Anal. **4**, 231 (1960).
[9] F.M. Leslie. Arch. Ratio. Mech. Anal. **28**, 265 (1968).
[10] P.G. de Gennes. Solid. State Commun. **10**, 783 (1972).
[11] F. Jahnig, F. Brochard. J. Phys. (France) **35**, 301 (1974).
[12] R.F. Bruinsma, C.R. Safinya. Phys. Rev. A **43**, 5377 (1991).
[13] P.G. de Gennes, J. Prost. The Physics of Liquid Crystals. 2nd ed. Oxford University Press, Oxford (1995). P. 360.
[14] A.G. Chmielewski. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **132**, 319 (1986).
[15] D. Davidov, C.R. Safinya, M. Kaplan et al. Phys. Rev. B **19**, 1657 (1979).
[16] P.P. Karat, N.V. Madhusudana. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **40**, 239 (1977).
[17] D.N. Zubarev. Nonequilibrium Statistical Thermodynamics. Consultants Bureau. N. Y. (1974).
[18] A.V. Zakharov, R. Dong. Phys. Rev. E **63**, 011 704 (2001).
[19] A.V. Zakharov, A.V. Komolkin, A. Maliniak. Phys. Rev. E **59**, 6802 (1999).
[20] T. Kobayashi, H. Yoshida, A.D. Chandani et al. Mol. Cryst. Liq. Cryst. **77**, 267 (1986).
[21] T.K. Bose, B. Campbell, S. Yagihara et al. Phys. Rev. A **36**, 5767 (1987).
[22] H.J. Coles, M.S. Sefton. Mol. Cryst. Liq. Cryst. Lett. **4(5)**, 123 (1987).
[23] H. Graf, H. Kneppe, F. Schneider. Mol. Phys. **77**, 521 (1992).
[24] J. Jadzyn, G. Czechovski. J. Phys.: Condens. Matter. **13**, L21 (2001).