

УДК 541.64:532.54

© 1990 г. В. С. Волков, В. Г. Куличихин

РЕОЛОГИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ

Исследованы особенности реологического поведения ЖК-полимеров на основе инвариантной теории анизотропной вязкоупругой жидкости, свойства которой характеризуются тензором вязкости и тензором времени релаксации. В качестве примера рассмотрено простое сдвиговое течение трансверсально-изотропной вязкоупругой жидкости, используемой как элементарная модель нематических полимеров. Определены продольные и поперечные (по отношению к директору) вязкости и времена релаксации.

Появление ЖК-полимеров вызвало новый всплеск интереса к исследованию реологических свойств анизотропных жидкостей. Простейшая инвариантная теория анизотропной вязкой жидкости была сформулирована Эриксеном в 1960 г. Основываясь на теории трансверсально-изотропной жидкости Эриксена [1] и теории ЖК-упругости Озеена — Франка, Лесли развел теорию динамических свойств нематических жидких кристаллов [2].

Феноменологическая теория Лесли — Эриксена описывает основные особенности течения нематических жидких кристаллов, состоящих из молекул небольшой ММ. Для полимерных жидких кристаллов применимость этой теории ограничена областью небольших скоростей сдвига. Нелинейные эффекты, наблюдаемые при течении полимерных жидких кристаллов с большими скоростями сдвига, теорией Лесли — Эриксена не описываются.

В работах [3, 4] была предпринята попытка описания нематических реологических свойств полимерных жидких кристаллов в рамках модели анизотропной нематично вязкой жидкости Эриксена. В настоящее время ясно, что адекватное описание нематических свойств полимерных систем на этом пути не может быть достигнуто. В случае обычных изотропных полимеров не вызывает никакого сомнения, что нематические эффекты имеют релаксационную природу. В этом смысле не являются исключением и ЖК-полимеры, в которых наблюдаются даже более медленные релаксационные процессы, чем в изотропных полимерах [5].

В настоящей работе ЖК-полимеры рассматривают как анизотропные вязкоупругие жидкости, способные к накоплению упругих деформаций и релаксации напряжений. Сформулировано реологическое уравнение вязкоупругой жидкости с анизотропной вязкостью и временем релаксации. Исследованы вискозиметрические функции трансверсально-изотропной вязкоупругой жидкости, являющейся реологической моделью нематических полимеров. Рассмотрение ограничивается случаем, когда можно пренебречь ЖК-упругостью Озеена — Франка.

Анизотропные вязкоупругие жидкости. Рассмотрим несжимаемую вязкоупругую жидкость, вязкие и упругие свойства которой зависят от направления. Для несжимаемых жидкостей реологическое уравнение определяет полное напряжение σ_{ij} с точностью до произвольного аддитивного изотропного тензора. Поэтому полезно разбить полное напряжение

на шаровой тензор и девиатор

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= -p\delta_{ij} + \sigma'_{ij}, \\ \frac{1}{3}\sigma_{ii} &= -p,\end{aligned}\quad (1)$$

где p — скаляр, называемый давлением, σ'_{ij} — девиаторное напряжение, т. е. неизотропная часть тензора напряжений. Разбиение, определяемое уравнением (1), единственно и возможно как при малых, так и при конечных деформациях.

В процессе течения анизотропной вязкоупругой жидкости наряду с необратимыми деформациями развиваются также обратимые (упругие) деформации. В случае малых упругих деформаций характеризующий их тензор ε_{ik}^e связан непосредственно с девиатором напряжений обобщенным законом Гука

$$\sigma'_{ij} = G_{ijk} \varepsilon_{ik}^e \quad (2)$$

Коэффициенты этого линейного соотношения образуют тензор модулей упругости G_{ijk} . Необратимая деформация жидкости характеризуется скоростью необратимой деформации $\gamma_{ik}^p = d\varepsilon_{ik}^p/dt$, определяемой для анизотропных жидкостей в соответствии с обобщенным законом вязкости Ньютона

$$\sigma'_{ij} = \eta_{ijk} \gamma_{ik}^p \quad (3)$$

Здесь η_{ijk} — тензор вязкости. Полная деформация анизотропной жидкости, сочетающей упругую и необратимую деформации, складывается из этих двух составляющих

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p \quad (4)$$

Из уравнений (2)–(4) следует реологическое уравнение, устанавливающее связь между напряжениями и скоростями деформации в вязкоупругих жидкостях с анизотропией самого общего вида

$$\tau_{ijk} \frac{d\sigma'_{ik}}{dt} + \sigma'_{ij} = \eta_{ijk} \gamma_{ik} \quad (5)$$

Анизотропные жидкости отличаются от изотропных тем, что их свойства различны по разным направлениям. Поэтому в реологическое уравнение (5) входят тензорные вязкость η_{ijk} и время релаксации $\tau_{ijk} = G_{ijmn} \tau_{mnk}$, которые характеризуют неэквивалентность вязкоупругих свойств по различным направлениям. Вид тензоров вязкости и времени релаксации вязкоупругих анизотропных жидкостей, обладающих различной анизотропией, можно определить на основе общих инвариантных форм связи между тензорными полями, характеризующими их движение, физические и геометрические свойства.

Реологическое уравнение (5) описывает линейную анизотропную вязкоупругость. В области нелинейной вязкоупругости существует важное обстоятельство, определяющее способ записи в реологическом уравнении (5) релаксационного члена. Он должен вводиться таким образом, чтобы реологическое уравнение было нейтрально к выбору системы отсчета. Это обеспечивается заменой обычной временной производной d/dt на инвариантную производную $\Delta/\Delta t$. При этом в зависимости от ее выбора будем иметь различные по реологическому поведению вязкоупругие анизотропные жидкости. Наиболее общая инвариантная производная симметричного девиаторного тензора C_{ij} , сохраняющая симметрию, определяется в виде [6]

$$\frac{\Delta C_{ij}}{\Delta t} = \frac{DC_{ij}}{Dt} - a(\gamma_{ie} C_{ej} + \gamma_{je} C_{ei}) + b\gamma_{en} C_{en} \delta_{ij}$$

В частном случае $a=b=0$ имеем яуманновскую (вращательную) производную

$$\frac{D}{Dt} C_{ij} = \frac{d}{dt} C_{ij} - \omega_{ie} C_{ej} - \omega_{je} C_{ei},$$

где $\omega_{ie} = (v_{ie} - v_{ei})/2$, а градиент скорости $v_{ik} = v_{i,k}$. Следовательно, в области нелинейной вязкоупругости реологическое уравнение (5) определяется в виде [7]

$$\tau_{ijke} \frac{\Delta \sigma_{ke}'}{\Delta t} + \sigma_{ij}' = \eta_{ijke} \gamma_{ke} \quad (6)$$

Оно описывает анизотропные вязкоупругие жидкости, в которых обратимые деформации малы по сравнению с полными. Такой случай реализуется в слабоупругих жидкостях, к которым, по-видимому, следует отнести монодисперсные ЖК-полимеры.

Необходимо отметить также важное обстоятельство, состоящее в том, что любые движения жидкости, совместимые с внутренними кинематическими ограничениями, налагаемыми несжимаемостью, характеризуются условием $\gamma_{ee}=0$. Таким образом, само по себе реологическое уравнение (6) для несжимаемой жидкости не вполне определено, поскольку в нем не могут быть заданы любые γ_{ek} . Из уравнений (1), (6) следует, что тензоры вязкости и времени релаксации, совместимые с условием несжимаемости, обладают свойствами [8]

$$\eta_{ijke} = \eta_0 \delta_{ke}, \quad \tau_{ijke} = \tau_0 \delta_{ke},$$

где η_0 и τ_0 — скалярные коэффициенты. Это так называемый принцип внутренних ограничений.

Трансверсально-изотропная вязкоупругая жидкость. Простейшей анизотропной вязкоупругой жидкостью является трансверсально-изотропная жидкость. Каждая частица этой жидкости в любой момент времени имеет определенную ориентацию, зависящую от потока. Единичный вектор n_i , характеризующий ориентацию частиц жидкости, называется директором. Значения n_i и $-n_i$ физически эквивалентны. С учетом конкретного вида тензоров вязкости и времени релаксации, обладающих одноосной анизотропией, из уравнения (6) получаем определяющее уравнение коротационной трансверсально-изотропной жидкости

$$\begin{aligned} \tau \frac{D\sigma_{ij}'}{Dt} + \tau_1 \frac{D\sigma_{ek}'}{Dt} n_{ehij} + \tau_2 \left(\frac{D\sigma_{ie}'}{Dt} n_{ej} + \frac{D\sigma_{je}'}{Dt} n_{ei} \right) + \sigma_{ij}' = \\ = 2\eta\gamma_{ij} + 2\eta_1\gamma_{ek}n_{ehij} + 2\eta_2(\gamma_{ie}n_{ej} + \gamma_{je}n_{ei}), \end{aligned} \quad (7)$$

где η , η_1 , η_2 — коэффициенты вязкости, а τ , τ_1 , τ_2 — времена релаксации, $n_{ik} = n_i n_k$, $n_{ikem} = n_i n_k n_e n_m$. В частном случае $\tau = \tau_1 = \tau_2 = 0$ реологическое уравнение (7) сводится к определяющему уравнению простой анизотропной жидкости Эриксена [1].

Дополнительные ограничения, накладываемые условием несжимаемости, применительно к жидкости, описываемой уравнением (7), сводятся к следующим соотношениям:

$$\eta_1 = -2\eta_2, \quad \tau_1 = -2\tau_2$$

Таким образом, несжимаемая одноосная вязкоупругая жидкость характеризуется всего двумя независимыми временами релаксации и двумя независимыми коэффициентами вязкости.

Анизотропия трансверсально-изотропной жидкости определяется относительно одного предпочтительного направления n_i и, следовательно, в каком-то смысле относительно естественного состояния, имеющего особое физическое значение. Выделим свойства жидкости вдоль и поперек директора n_i . Для этого определим напряжения сдвига, действующие в плоскости директора, в направлении директора $\sigma_{||}$ и перпендикулярно к нему σ_{\perp} (рис. 1):

$$\sigma_{||} = n_i \sigma_{ij}' e_j, \quad \sigma_{\perp} = \tau_i \sigma_{ij}' e_j,$$

где e_i — единичный вектор, определяющий ориентацию плоскости директора; τ_i — единичный вектор, перпендикулярный к n_i и e_i . Из реологического уравнения (7) находим следующие законы продольной и попереч-

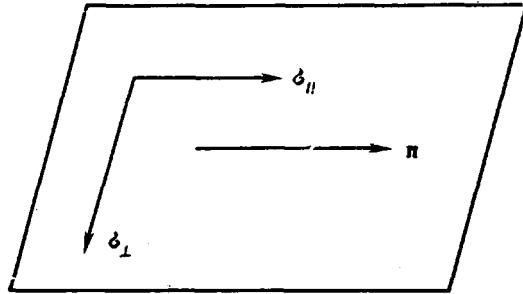


Рис. 1. Напряжения сдвига σ_{\parallel} и σ_{\perp} в плоскости директора

ной релаксации напряжений:

$$\begin{aligned} \tau_{\parallel} \frac{D_{\parallel} \sigma}{Dt} + \sigma_{\parallel} &= \eta_{\parallel} \dot{\gamma}_{\parallel} \\ \tau_{\perp} \frac{D_{\perp} \sigma}{Dt} + \sigma_{\perp} &= \eta_{\perp} \dot{\gamma}_{\perp} \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} \dot{\gamma}_{\parallel} &= 2n_i \gamma_{ij} e_j, \quad \dot{\gamma}_{\perp} = 2\tau_i \gamma_{ij} e_j \\ \frac{D_{\parallel} \sigma}{Dt} &= n_i \frac{D \sigma_{ij}'}{Dt} e_j, \quad \frac{D_{\perp} \sigma}{Dt} = \tau_i \frac{D \sigma_{ij}'}{Dt} e_j \end{aligned}$$

для продольной и поперечной (по отношению к директору) компонент тензора скоростей деформации и соответствующих компонент тензора скоростей напряжений.

Уравнения (7), (8) определяют продольную $\eta_{\parallel} = \eta_1 + \eta_2$ и поперечную $\eta_{\perp} = \eta$ (по отношению к директору) вязкости. Эти вязкости имеют особое (базисное) значение. Через них выражаются вязкости по отношению к другим направлениям. Базисные вязкости по своей физической сущности характеризуют разное внутреннее сопротивление, которое оказывает односторонняя анизотропная жидкость при наложении сдвига вдоль и поперек директора. Уравнения (7), (8) также определяют продольное $\tau_{\parallel} = \tau_1 + \tau_2$ и поперечное $\tau_{\perp} = \tau$ (по отношению к директору) времена релаксации. Важной особенностью введенных вязкостей и времен релаксации является то, что они всегда положительны. Это следует из положительной определенности квадратичных форм, описывающих потенциальную и рассеянную энергию.

В терминах базисных вязкостей и времен релаксации реологическое уравнение одноосной вязкоупругой жидкости (7) записывается в виде

$$\tau_{\perp} \frac{D \sigma_{ij}'}{Dt} + (\tau_{\perp} - \tau_{\parallel}) \frac{D_n \sigma_{ij}'}{Dt} + \sigma_{ij}' = 2\eta_{\perp} \gamma_{ij} + 2(\eta_{\perp} - \eta_{\parallel}) \gamma_{ij}^n \quad (9)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \gamma_{ij}^n &= 2n_{ijem} \gamma_{em} - n_{ie} \gamma_{ej} - n_{je} \gamma_{ei} \\ \frac{D_n \sigma_{ij}'}{Dt} &= 2n_{ijem} \frac{D \sigma_{em}'}{Dt} - n_{ie} \frac{D \sigma_{ej}'}{Dt} - n_{je} \frac{D \sigma_{ei}'}{Dt} \end{aligned}$$

Степень анизотропии вязкости и времени релаксации этой анизотропной жидкости характеризуется безразмерными параметрами $\beta = \eta_{\perp}/\eta_{\parallel}$, $\alpha = \tau_{\perp}/\tau_{\parallel}$, которые существенно зависят от геометрической формы молекул и характера межмолекулярного взаимодействия. Жидкость, у которой $\eta_{\perp} > \eta_{\parallel}$, $\tau_{\perp} > \tau_{\parallel}$, т. е. $\beta > 1$, $\alpha > 1$ будем называть жидкостью с положительной анизотропией вязкости $\Delta \eta$ и времени релаксации $\Delta \tau$

$$\Delta \eta = \eta_{\perp} - \eta_{\parallel} > 0, \quad \Delta \tau = \tau_{\perp} - \tau_{\parallel} > 0$$

При $\eta_{\perp} < \eta_{\parallel}$ и $\tau_{\perp} < \tau_{\parallel}$, т. е. $\beta < 1$, $\alpha < 1$, анизотропия вязкости и времени релаксации жидкости отрицательна: $\Delta\eta < 0$, $\Delta\tau < 0$.

Директор n_i , входящий в реологическое уравнение анизотропной жидкости, определяется из дополнительного уравнения, описывающего изменение его ориентации, вызванное течением

$$\rho \ddot{n}_i = g_i(\rho, n_i, \dot{n}_i, v_{ij}), \quad (10)$$

где ρ — плотность. Точка над переменной величиной означает материальную производную. Пренебрегая в уравнении (10) инерционным членом, получаем с помощью стандартной инвариантной процедуры в случае жесткого директора ($n_i n_i = 1$) следующее простое уравнение ориентации Эриксена:

$$\frac{Dn_i}{Dt} = \lambda (\gamma_{ie} n_e - \gamma_{em} n_{emi}) \quad (11)$$

Здесь $n_{emi} = n_e n_m n_i$, а λ — материальный параметр, связанный с конечной ориентацией директора в стационарном сдвиговом течении. Уравнение ориентации директора отражает уникальные свойства анизотропных ориентируемых жидкостей. Оно не имеет аналогов в случае изотропных жидкостей.

Простое сдвиговое течение. Рассмотрим сдвиговое течение одноосной анизотропной жидкости (уравнение (9)) вдоль оси x_1 с постоянной скоростью сдвига $\dot{\gamma}$. Из симметрии поля течения следует, что директор лежит в плоскости течения и его компоненты равны

$$n_1 = \cos \varphi, \quad n_2 = \sin \varphi, \quad n_3 = 0,$$

где φ — угол ориентации директора в потоке. Согласно простейшему уравнению ориентации (11) угол φ связан с величиной λ соотношением

$$\operatorname{tg}^2 \varphi = \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1}$$

и изменяется в пределах $0 < \varphi < \pi/4$ для жидкостей с $\lambda > 1$ и $\pi/2 < \varphi < 3\pi/4$ при $\lambda < -1$.

Реологическое уравнение (9) одноосной анизотропной вязкоупругой жидкости приводит к следующему выражению для эффективной вязкости $\eta = \sigma_{12}/\dot{\gamma}$, измеряемой в обычном реологическом эксперименте:

$$\eta = \frac{\eta_{\parallel} + 4(\eta_{\perp} - \eta_{\parallel})n_1^2 n_2^2 + 2(\tau_{\perp}\eta_{\parallel} - \eta_{\perp}\tau_{\parallel})(n_1^2 - n_2^2)n_1 n_2 \dot{\gamma}}{1 + \tau_{\perp}\tau_{\parallel}\dot{\gamma}^2} \quad (12)$$

Эффективная вязкость существенным образом зависит от ориентации директора относительно направления течения. В терминах угла ориентации φ она имеет вид

$$\eta = \frac{\eta_0 + G_p \tau_{\perp} \tau_{\parallel} \dot{\gamma}}{1 + \tau_{\perp} \tau_{\parallel} \dot{\gamma}^2} \quad (13)$$

При малых скоростях сдвига эффективная вязкость $\eta = \eta_0$ не зависит от скорости сдвига

$$\eta_0 = \eta_{\perp} \sin^2 2\varphi + \eta_{\parallel} \cos^2 2\varphi.$$

Это так называемая область плато. При скоростях сдвига порядка $1/\sqrt{\tau_{\parallel}\tau_{\perp}}$ начинается снижение вязкости. Аномалия вязкости обусловлена релаксационными свойствами системы и в отличие от изотропных жидкостей определяется двумя временами релаксации даже для монодисперсных сред. Отметим, что эффект аномалии вязкости, наблюдаемый в ЖК-полимерах при очень малых скоростях сдвига, выходит за рамки нашего рассмотрения.

Асимптотическое поведение эффективной вязкости при высоких скоростях сдвига описывается степенным законом

$$\eta(\dot{\gamma}) = G_p \dot{\gamma}^{-1}$$

$$G_p = \frac{1}{2} (G_{\parallel} - G_{\perp}) \sin 4\varphi$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$G_{\parallel} = \frac{\eta_{\parallel}}{\tau_{\parallel}}, \quad G_{\perp} = \frac{\eta_{\perp}}{\tau_{\perp}}$$

Для первой разности нормальных напряжений $N_1 = \sigma_{11} - \sigma_{22}$ из реологического уравнения (9) получаем выражение

$$N_1 = \frac{4(\eta_{\perp} - \eta_{\parallel})n_1 n_2(n_1^2 - n_2^2) + 2[\eta_{\parallel}\tau_{\perp} + 4(\eta_{\perp}\tau_{\parallel} - \eta_{\parallel}\tau_{\perp})n_1^2 n_2^2]\dot{\gamma}}{1 + \tau_{\perp}\tau_{\parallel}\dot{\gamma}^2} \dot{\gamma} \quad (14)$$

или в терминах угла ориентации директора

$$N_1 = \frac{\eta_1 + 2G_1\tau_{\perp}\tau_{\parallel}\dot{\gamma}}{1 + \tau_{\perp}\tau_{\parallel}\dot{\gamma}^2} \dot{\gamma},$$

где

$$\eta_1 = (\eta_{\perp} - \eta_{\parallel}) \sin 4\varphi$$

$$G_1 = G_{\perp} \sin^2 2\varphi + G_{\parallel} \cos^2 2\varphi$$

Одной из главных особенностей анизотропных жидкостей является то, что при малых скоростях сдвига, соответствующих области линейной вязкоупругости, первая разность нормальных напряжений отлична от нуля и пропорциональна скорости сдвига

$$N_1^0 = \eta_1 \dot{\gamma} \quad (15)$$

Этот результат соответствует экспериментальным наблюдениям для ЖК-систем. В соответствии с уравнением (15) для анизотропных жидкостей с $\eta_1 < 0$ первая разность нормальных напряжений при малых скоростях сдвига отрицательна. Такая необычная реологическая особенность анизотропных жидкостей присуща как некоторым ЖК-расплавам, так и некоторым анизотропным растворам полимеров.

В качестве примера рассмотрим частный случай ориентации, когда $\varphi = \pi/8$. В этом случае имеем

$$\begin{aligned} \sigma_{12}^* &= \frac{1}{2} \frac{1+\beta+(\alpha-\beta)x}{1+\alpha x^2} x \\ N_1^* &= \frac{\beta-1+(\alpha+\beta)x}{1+\alpha x^2} x \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь введены безразмерные переменные

$$x = \dot{\gamma}\tau_{\parallel}, \quad \sigma_{12}^* = \sigma_{12}/G_{\parallel}, \quad N_1^* = N_1/G_{\parallel}$$

Реологические характеристики (16) содержат информацию об анизотропии среды. Из выражений (16) следует, что степень анизотропии времени релаксации больше степени анизотропии вязкости, т. е. $\alpha > \beta$. При $\beta < 1$ (когда $\eta_{\parallel} > \eta_{\perp}$) разность нормальных напряжений отрицательна в области малых скоростей сдвига.

На рис. 2 представлены безразмерные зависимости напряжения сдвига и первой разности нормальных напряжений от скорости сдвига для различных значений параметров анизотропии. Форма и взаимное расположение вискозиметрических кривых существенным образом зависят от степени анизотропии вязких и релаксационных свойств жидкостей. Для сред с сильно выраженной анизотропией вязкости ($\beta > 3$) первая разность нормальных напряжений больше напряжения сдвига при всех скоростях сдвига. Эта особенность наблюдается для палочкообразных ЖК-полимеров [9–10]. Для анизотропных жидкостей с $\beta < 3$ вискозиметрические кривые пересекаются, оставаясь в области малых скоростей сдвига параллельными. Такое реологическое поведение наблюдается для ЖК-полимеров, образованных линейными макромолекулами с гибкими развязками [11]. Пересечение кривых течения и первой разности нормальных напряжений характерно также для изотропных растворов и расплавов гибкоцепных полимеров, т. е. когда $\alpha = 1$ и $\beta = 1$. Особо следует отметить случай $\beta = 3$. Он

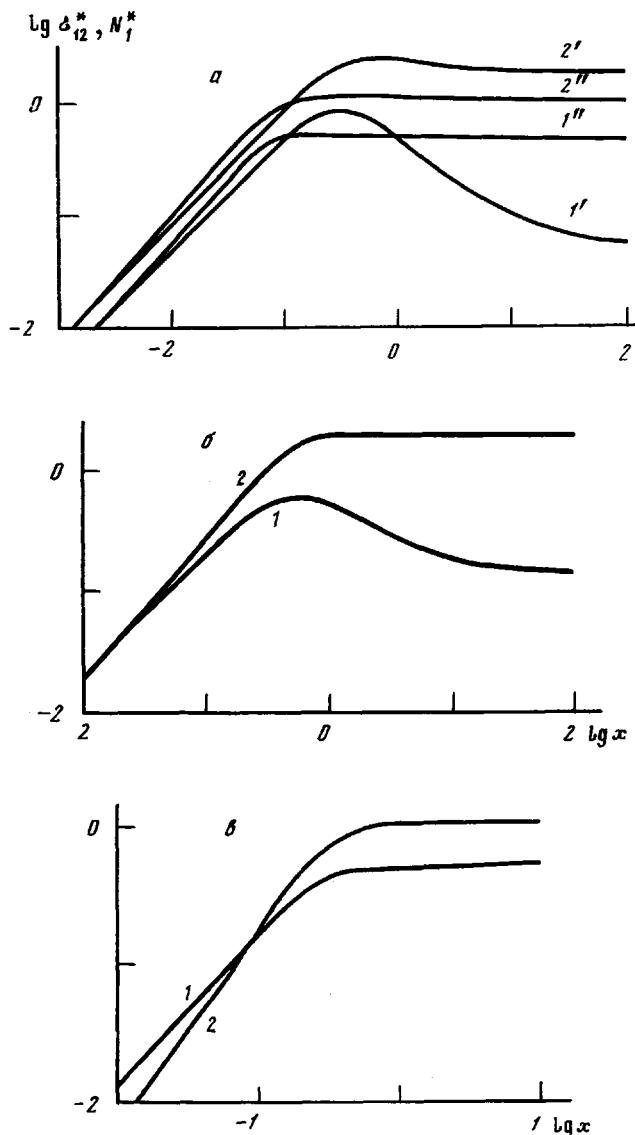


Рис. 2. Безразмерные зависимости напряжения сдвига σ_{12}^* (1) и первой разности нормальных напряжений N_1^* (2) от скорости сдвига. а: $\beta=9$ и $\alpha=10$ ($1'$, $2'$), 200 ($1''$, $2''$); б: $\beta=3$ и $\alpha=4$; в: $\beta=1,5$ и $\alpha=15$

указывает на существование анизотропных жидкостей, у которых в области линейной вязкоупругости первая разность нормальных напряжений (возникающая при установившемся сдвиговом течении) по величине совпадает с касательным напряжением.

Во всех случаях с увеличением скорости сдвига эффекты, связанные с релаксационной упругостью анизотропной жидкости, все в большей мере превосходят вязкую реакцию. В этих условиях при накоплении критической упругой деформации жидкость разрушается как упругое твердое тело. Эффект потери текучести полимерных сред в сильной степени зависит от их полидисперсности. Наиболее отчетливо он проявляется в случае квазимонодисперсных полимеров. Рассмотренная элементарная анизотропная вязкоупругая жидкость обнаруживает неустойчивость сдвигового течения. Этот вывод следует из немонотонного характера ее вискозиметрических кривых.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ericksen J. L.* // Kolloid-Z. 1960. V. 173. N^o 1. S. 117.
2. *Leslie F. M.* // Arch. Ration. Mech. Anal. 1968. V. 28. N^o 4. P. 265.
3. *Viola G. G., Baird D. G.* // J. Rheol. 1986. V. 30. N^o 3. P. 601.
4. *Gotsis A. D., Baird D. G.* // Rheol. Acta. 1986. V. 25. N^o 3. P. 275.
5. *Wissbrun K. F.* // J. Rheol. 1981. V. 25. N^o 6. P. 619.
6. *Астарита Дж., Марруччи Дж.* Основы гидромеханики неиньютоновских жидкостей. М., 1978. С. 309.
7. *Куличихин В. Г., Волков В. С.* // Жидкокристаллические полимеры/Под ред. Платза Н. А. М., 1988. С. 337.
8. *Волков В. С.* // Прикл. математика и механика. 1982. Т. 46. N^o 2. С. 248.
9. *Doi M.* // J. Polymer Sci. Polymer Phys. Ed. 1981. V. 19. N^o 2. P. 229.
10. *Metzner A. B., Prilutski G. M.* // J. Rheol. 1986. V. 30. N^o 3. P. 661.
11. *Bickel A., Shaw M. T., Samulski E. T.* // J. Rheol. 1984. V. 28. N^o 5. P. 647.

Институт нефтехимического синтеза
им. А. В. Топчиева АН СССР

Поступила в редакцию
31.10.89

V. S. Volkov, V. G. Kulichikhin

RHEOLOGICAL ANISOTROPY OF LIQUID CRYSTALLINE POLYMERS

Summary

Features of the rheological behaviour of LC polymers have been studied on the basis of the invariant theory of the anisotropic viscoelastic liquid characterized by the viscosity tensor and relaxation time tensor. The simple shear flow of the transversal-isotropic liquid used as an elementary model of the nematic polymers is described. The longitudinal and lateral (towards a director) viscosities and relaxation times have been determined.