

УДК 532.135:532.52;539.374

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ТЕКУЧИХ СРЕД ПРИ ПОСТОЯННОМ СДВИГОВОМ НАГРУЖЕНИИ

С. В. Стебновский

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск  
E-mail: stest@hydro.nsc.ru

Экспериментально исследовано изменение структуры среды, вследствие которого при сдвиговом нагружении образцов высоковязкой полярной жидкости (глицерина) и полимера (оргстекла) происходит уменьшение их эффективной вязкости. Предложены эмпирические соотношения для оценки зависимости убывающей в процессе нагружения вязкости от времени и определяющих параметров системы.

Ключевые слова: структурная вязкость, высоковязкая жидкость, полимер, сдвиговое нагружение, пластическое течение, ползучесть.

При сдвиговом нагружении конденсированных сред, обладающих в исходном состоянии структурной прочностью (полярные жидкости, жидкообразные среды, твердопластичные материалы), процесс деформирования всегда сопровождается изменением структуры среды. Так, при взрывном нагружении пластичных материалов вязкость уменьшается, приближаясь к ньютоновской вязкости текучего материала с разрушенной структурой. Такая закономерность имеет место при формировании из металлической облицовки бронебойного снаряда кумулятивной струи, а также в зоне контакта пластин при сварке взрывом [1]. Разрушение структуры происходит также у некоторых твердопластичных материалов на третьей стадии процесса ползучести [2, 3].

В случае сдвигового деформирования жидкообразной среды — геля — происходит разрушение ее структуры, уменьшение структурной вязкости до нижнего “ньютоновского” предела (переход в состояние золя) [4]. Следует отметить, что данный фазовый переход происходит не мгновенно, а в течение некоторого конечного промежутка времени (порядка  $10^{-3}$  с).

В работе [5] экспериментально установлена структурная неустойчивость высоковязкой полярной жидкости — глицерина — в режиме установившегося сдвигового течения: при любой, в том числе сколь угодно малой, скорости сдвиговой деформации  $\dot{\epsilon}_\tau$  существует такой промежуток времени, в течение которого происходит формирование периодически чередующихся слоев жидкости с невозмущенной и разрушенной структурной вязкостью. Этот результат представляет особый интерес, поскольку согласно формуле Пауэлла — Эйринга [6] при установившемся течении зависимость структурной вязкости среды  $\mu_s$  от скорости сдвиговой деформации  $\dot{\epsilon}_\tau$  определяется соотношением

$$\mu_s = \mu_0 + (\mu_* - \mu_0) \frac{\operatorname{arcsch}(\dot{\epsilon}_\tau \bar{\lambda})}{\dot{\epsilon}_\tau \bar{\lambda}}, \quad (1)$$

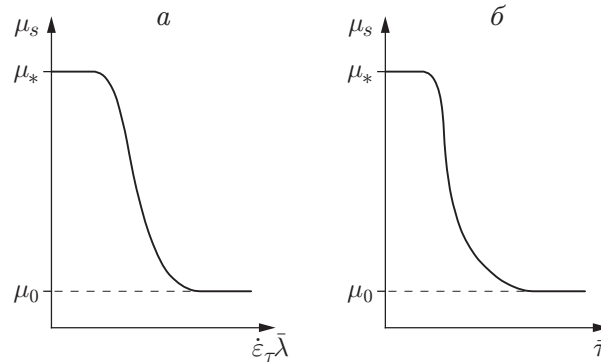


Рис. 1. Реологические кривые:

$a$  —  $\mu_s(\dot{\epsilon}_\tau)$ ;  $b$  —  $\mu_s(\bar{\tau})$

где  $\mu_*$  — начальное значение динамической вязкости среды;  $\mu_0$  — ее нижнее значение после разрушения структуры среды;  $\bar{\lambda}$  — постоянная времени. В работе [7] аналогично построена зависимость  $\mu_s$  от сдвигового напряжения  $\tau$  в виде

$$\mu_s = \mu_0 + (\mu_* - \mu_0) \frac{\bar{\tau}}{\text{sh } \bar{\tau}}, \quad (2)$$

где  $\bar{\tau} = \tau/\tau_*$ ;  $\tau_*$  — предел текучести среды при сдвиге. Согласно (1), (2) любому значению  $\dot{\epsilon}_\tau = \text{const}$  или  $\bar{\tau} = \text{const}$  соответствует постоянное, т. е. не изменяющееся во времени значение  $\mu_s$  (рис. 1), что не соответствует экспериментальным результатам работы [5] и особенностям поведения твердопластичных сред на третьей стадии ползучести [2, 3]. Также следует отметить, что неустойчивость структуры с образованием мартенситных ламелей — областей с разрушенной структурой, в которых среда переходит в атом-вакансионное состояние [8], наблюдается при интенсивном сдвиговом нагружении металлов.

Кроме того, как показали эксперименты [4, 9], на границе контакта встречных (плоскопараллельных и коаксиальных) стационарных потоков происходит локальное разрушение структуры и соответственно уменьшение вязкости глицерина почти на порядок (при  $\dot{\epsilon}_\tau \geq 2 \text{ с}^{-1}$ ).

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию механизмов изменения структурной вязкости конденсированных сред при сдвиговом деформировании и определению временной зависимости  $\mu_s = \mu_s(t)$  ( $\dot{\epsilon}_\tau = \text{const}$ ,  $\tau = \text{const}$ ). Опыты проводились на высоковязкой полярной жидкости и твердопластичном материале.

**1. Кинетика вязкости неньютоновских жидкостей.** В работе [5] установлено, что при стационарном сдвиговом нагружении в глицериновом образце формируется диссипативная структура — регулярная стратификация среды по вязкости. В настоящей работе исследуется эволюция диссипативной структуры, а следовательно, и средней по объему среды структурной вязкости, т. е. определяется конечное состояние структуры образца, формирующееся в процессе стационарного сдвигового деформирования.

Опыты проводились на установке, схема которой приведена на рис. 2, *a* (подробное описание см. в [5]). Система коаксиальных цилиндров, заполненная глицерином, устанавливалась вертикально. Для регистрации процесса, происходящего в глицериновом слое, система цилиндров помещалась в параллельный световой поток, формируемый оптическим источником света, оснащенный конденсором и расположенным ниже системы цилиндров. За конденсором параллельный световой поток просвечивал глицериновый слой и регистрировался видеокамерой, расположенной выше системы цилиндров.

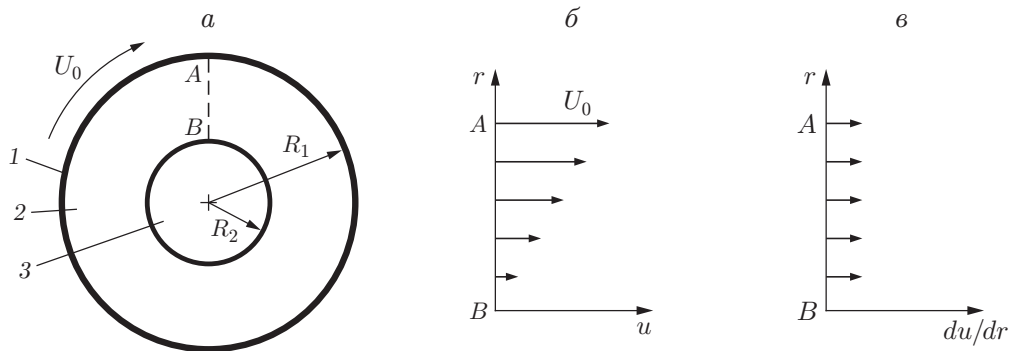


Рис. 2. Сдвиговое течение в кольцевом канале:

*a* — схема установки (1 — внешний вращающийся цилиндр радиусом  $R_1 = 4,5$  см, 2 — цилиндрический слой глицерина толщиной  $H = 5$  см, 3 — неподвижный коаксиальный цилиндр радиусом  $R_2 = 2$  см); *б* — эпюра скоростей в кольцевом слое жидкости; *в* — распределение скорости сдвиговой деформации по радиусу жидкого кольца

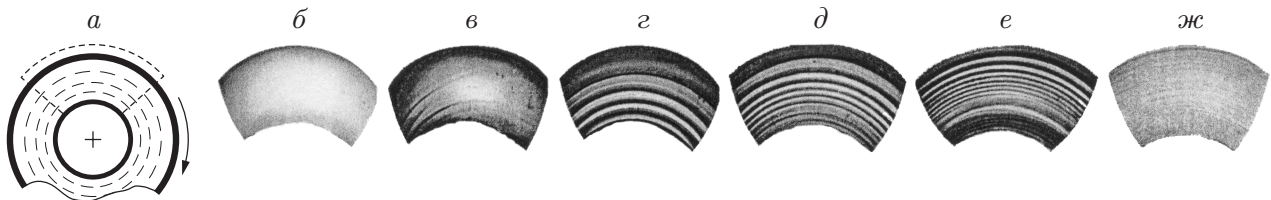


Рис. 3. Формирование в жидком кольцевом слое (*a*) локальных зон с разрушенной структурой (*б-ж*) ( $\mu_* = 2,1$  Па·с,  $\dot{\epsilon}_\tau = 0,25$  с $^{-1}$ ):

*б* —  $t = 0$ , *в* —  $t^0 = 3$  с, *г* —  $t = 40$  с, *д* —  $t^+ = 100$  с, *е* —  $t = 220$  с, *ж* —  $t^* = 520$  с

В процессе вращения внешнего цилиндра в жидком образце формируется течение Куэтта (рис. 2, *б*). При этом в начальный момент времени скорость сдвиговой деформации  $\dot{\epsilon}_\tau = du/dr$  имеет одно и то же значение во всем жидком объеме (рис. 2, *в*). Оценка  $\dot{\epsilon}_\tau$  выполнялась по формуле  $\dot{\epsilon}_\tau = U_0/(R_1 - R_2) = \omega R_1/(R_1 - R_2)$ , где  $\omega$  — угловая скорость внешнего цилиндра. Эксперименты проводились при различных начальных значениях вязкости глицерина ( $\mu_* = 0,7 \div 2,1$  Па·с) в широком диапазоне скоростей сдвигового деформирования ( $\dot{\epsilon}_\tau = 0,03 \div 1,00$  с $^{-1}$ ).

В результате проведенной серии экспериментов установлено следующее. В некоторый момент времени  $t^0$  в сдвиговом потоке начинают формироваться первые локальные зоны с пониженным значением  $\mu_s$  (темные линии на рис. 3, *в*), и к некоторому моменту времени  $t^+$  происходит стратификация всего образца: образуются зоны разрушенной структуры, чередующиеся с зонами, имеющими невозмущенную структуру (светлые линии на рис. 3, *д*). Со временем происходит “размножение” зон с разрушенной структурой (рис. 3, *е*), т. е. их суммарный объем растет, а объем с неразрушенной структурой уменьшается. За счет взаимодействия слоев с разрушенной структурой к некоторому моменту времени  $t^*$  (за время порядка нескольких секунд) формируется средний по объему уровень вязкости  $\mu_0$  (рис. 3, *ж*). Чем больше значение  $\mu_*$  или  $\dot{\epsilon}_\tau$ , тем интенсивнее развивается этот процесс.

Можно определить эффективную вязкость (осредненную по объему образца структурную вязкость) в следующем виде:

$$\bar{\mu} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mu_i.$$

Здесь  $\mu_i$  — вязкость  $i$ -го слоя;  $N$  — количество слоев с разрушенной и неразрушенной структурой, зависящее от времени. Тогда изменение во времени эффективной вязкости образца можно представить в виде следующей закономерности:

$$\bar{\mu}(t) \approx \begin{cases} \mu_*, & 0 \leq t < t^0, \\ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mu_i, & t^0 \leq t < t^*, \\ \mu_0, & t \geq t^*. \end{cases}$$

Точно определить значения  $t^0$  и  $t^*$  достаточно сложно, поскольку их оценка зависит от чувствительности оптической аппаратуры. Однако в данной работе это неактуально, поскольку ставилась задача установить качественную закономерность эволюции структуры среды в режиме сдвигового стационарного деформирования. В результате установлено, что этот процесс включает четыре стадии: 1) зарождение локальных зон с разрушенной структурой в течение некоторого промежутка времени  $t^0$ ; 2) формирование диссипативной структуры — регулярно чередующихся зон с невозмущенной и разрушенной структурой; 3) “размножение” зон с разрушенной структурой в интервале времени от  $t^0$  до  $t^*$ ; 4) взаимодействие зон с разрушенной структурой и формирование течения с размытыми границами между стратифицированными по вязкости цилиндрическими слоями, в результате чего при  $t > t^*$  эффективная вязкость образца  $\bar{\mu}$  принимает постоянное значение  $\mu_0$ . (Отметим, что  $\mu_0$  определяется по методике, использованной в [9].) Процесс разрушения структуры среды ускоряется с увеличением исходных значений  $\mu_*$  и  $\dot{\epsilon}_\tau$ . Например, при  $\mu_* = 1,5$  Па·с,  $\dot{\epsilon}_\tau = 0,15$  с<sup>-1</sup>  $t^0 = 83$  с,  $t^+ = 330$  с,  $t^* = 640$  с; при  $\mu_* = 1,68$  Па·с,  $\dot{\epsilon}_\tau = 0,29$  с<sup>-1</sup>  $t^0 = 20$  с,  $t^+ = 118$  с,  $t^* = 300$  с; при  $\mu_* = 2,1$  Па·с,  $\dot{\epsilon}_\tau = 3,2$  с<sup>-1</sup>  $t^0 = 6$  с,  $t^+ = 82$  с,  $t^* = 210$  с,  $\mu_0|_{t=t^*} = 0,3$  Па·с.

**2. Разрушение структуры полимеров.** На третьей стадии процесса ползучести твердопластичных материалов наблюдается ускоренное деформирование среды [2, 3]. Причина такого явления заключается в следующем. Из обобщенной реологической модели сдвигового деформирования конденсированных сред [10] следует, что в случае установившейся ползучести, если напряжение сдвига  $\tau$  ниже предела текучести, скорость ползучести можно оценить по формуле  $\dot{\epsilon}_c = (\eta_*^{-1} + \mu_c^{-1})\tau/2$ , где  $\eta_*$  — пластическая вязкость среды;  $\mu_c$  — сдвиговая вязкость среды в режиме ползучести. Так как  $\tau < \tau_*$ , то  $\eta_* \gg \mu_c$ , и, следовательно, можно записать

$$\dot{\epsilon}_c \simeq \tau/(2\mu_c). \quad (3)$$

Таким образом, так как  $\tau = \text{const}$  по определению, то если  $\dot{\epsilon}_c = \text{const}$ , вязкость среды  $\mu_c$  также постоянна. На третьей стадии ползучести значения  $\dot{\epsilon}_c$  начинают быстро увеличиваться, что согласно (3) приводит к интенсивному уменьшению вязкости  $\mu_c$ , обусловленному разрушением структуры среды.

Эксперименты по исследованию изменения структуры и структурной (пластической) вязкости полимера  $\mu_c$  при фиксированном значении  $\tau$  проведены на установке, схема которой представлена на рис. 4,а (1 — станина; 2 — образец из полиметилметакрилата (ПММ), нагружаемый системой стержень 3 — сменный груз 4, вызывающей сдвиговое деформирование образца в режиме ползучести при постоянном напряжении; 5 — коромысло, поворачивающееся вокруг оси 6 в процессе сдвигового деформирования образца; 7 — игла, регистрирующая деформацию образца; 8 — вращающийся барабан, покрытый бумагой, на которую нанесен слой воска; 9 — часовой механизм, вращающий барабан). Скорость вращения барабана составляла не менее 0,042 об/ч. На рис. 4,б приведена фотография центральной части образца из ПММ до начала его деформации.

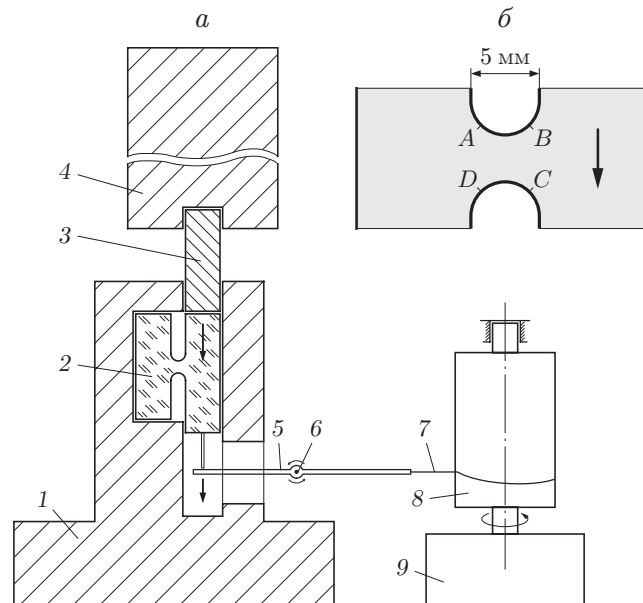


Рис. 4. Схема установки для исследования сдвигового течения в образце из полиметилметакрилата:

*а* — общий вид установки (1 — станина; 2 — образец, нагружаемый системой стержень — сменный груз; 3 — стержень; 4 — сменный груз; 5 — коромысло; 6 — ось коромысла; 7 — игла, регистрирующая деформацию образца; 8 — вращающийся барабан, покрытый бумагой, на которую нанесен слой воска; 9 — часовой механизм, вращающий барабан); *б* — центральная часть образца до начала его деформации (стрелка — направление сдвиговой деформации)

В процессе сдвигового деформирования образца в режиме ползучести при постоянном сдвиговом напряжении коромысло поворачивается вокруг оси, прочерчивая иглой на покрытой слоем воска бумаге линию, характеризующую развитие деформации образца во времени.

В результате проведенных исследований установлено, что при постоянном сдвиговом напряжении ( $\tau = 396 \cdot 10^5$  Па) эволюция структуры образца из ПММ происходит следующим образом. В центральной части образца *ABCD* (см. рис. 4, *б*), далее называемой шейкой образца, со временем происходит локализация и рост полос сдвига. На кадрах 1 рис. 5, *а, б* показана шейка образца, покрытая сетью полос сдвига, через 336 и 504 ч после начала сдвигового нагружения соответственно. На кадрах 2, 3 рис. 5, *а, б* приведены увеличенные изображения полос сдвига вблизи верхней и нижней поверхностей шейки образца соответственно. На кадре 1 рис. 5, *в* в увеличенном масштабе показана центральная часть шейки образца, приведенной на кадре 1 рис. 5, *б*. На кадрах 2, 3 рис. 5, *в* показаны фрагменты сети полос сдвига при различной степени увеличения.

Из анализа полученных экспериментальных результатов следует, что в поле постоянного сдвигового напряжения начиная от свободных поверхностей шейки образца из ПММ формируются системы полос сдвига, “прорастающие” вглубь шейки образца. К некоторому моменту времени  $t_*$  в средней части шейки формируется третья система полос (кадры 1 на рис. 5, *б, в*), которая со временем смыкается с верхней и нижней системой полос. После этого сдвиговое деформирование переходит в режим неограниченного сдвигового течения с возрастающей скоростью: при  $t = 505$  ч  $\dot{\epsilon}_\tau = 0,85 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup>, при  $t = 506$  ч  $\dot{\epsilon}_\tau = 1,12 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup>, при  $t = 507$  ч  $\dot{\epsilon}_\tau = 2,30 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup> (рис. 6), что в дальнейшем приводит к разрушению образца. Характер наблюдаемого сдвигового течения согласуется с извест-

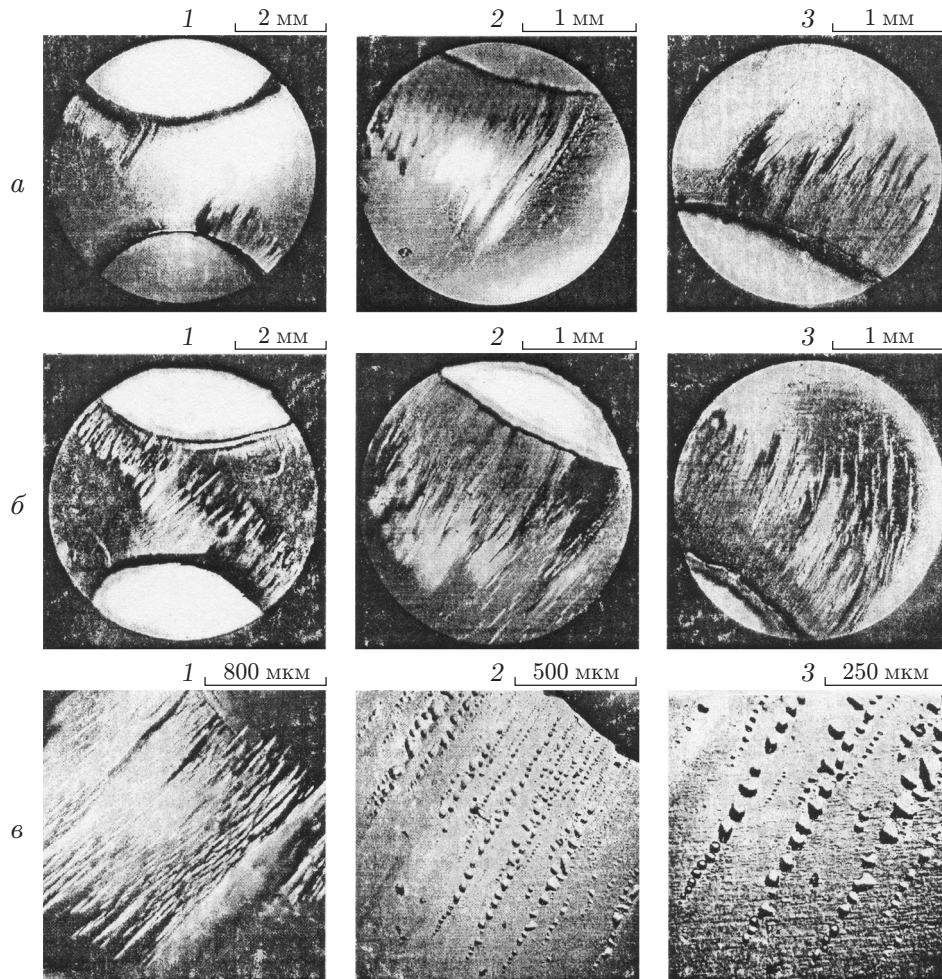


Рис. 5. Эволюция структуры шейки образца из ПММ при постоянном сдвиговом нагружении ( $\tau = 396 \cdot 10^5$  Па):

*a* — через 336 ч; *б, в* — через 504 ч

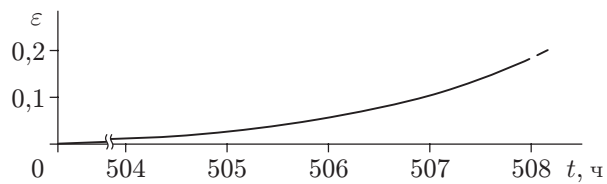


Рис. 6. Зависимость сдвиговой деформации образца из ПММ от времени при постоянном сдвиговом нагружении ( $\tau = 396 \cdot 10^5$  Па)

ным положением, согласно которому в случае продолжительного нагружения в полимере может происходить вынужденно-эластичная деформация [11]. На этой стадии процесс можно моделировать вязким течением реологически эквивалентной высоковязкой текучей среды, т. е. полагать справедливым соотношение  $\tau = \bar{\mu}\dot{\epsilon}_\tau$ . Тогда, поскольку  $\tau = \text{const}$  по определению, а  $\dot{\epsilon}_\tau$  со временем увеличивается (см. рис. 6),  $\bar{\mu} = \bar{\mu}(t)$  является убывающей функцией времени, т. е. эффективная вязкость ПММ уменьшается на последней стадии сдвигового деформирования (в режиме ползучести).

Отметим, что тонкая структура полос сдвига требует более подробного исследования и в данной работе не рассматривается. Следует лишь отметить, что некоторые полосы сдвига представляют собой цепочку пор (кадры 2, 3 на рис. 5, в). Наблюдаемые в экспериментах с полимерами волосные трещины [12] формируются в плоскости, перпендикулярной направлению растяжения образца, поэтому отождествлять с ними приведенные на рис. 5 полосы сдвига представляется необоснованным.

Таким образом, при постоянном сдвиговом нагружении уменьшению эффективной вязкости в образце высоковязкой жидкости предшествует развитие системы локальных зон с разрушенной структурой, а в образце полимера — развитие системы полос сдвига. Иными словами, как в жидкой, так и в твердопластичной среде формирование локальных зон с разрушенной структурой является определяющим условием уменьшения структурной вязкости среды.

**3. Анализ и обобщение экспериментальных результатов.** Проведенные экспериментальные исследования показали, что в полярных высоковязких жидкостях и полимерах наблюдаются качественно одинаковые процессы — уменьшение вязкости в процессе сдвигового деформирования. Установлено, что при сколь угодно медленном, но достаточно продолжительном сдвиговом деформировании в этих средах спонтанно развивается неустойчивость структурной вязкости  $\mu_s$ , которая не описывается моделями Пауэлла — Эйринга [6] и Михайлова — Лихтгейма [7], поскольку данные модели устанавливают только равновесные зависимости  $\mu_s = \mu_s(\dot{\epsilon}_\tau)$  и  $\mu_s = \mu_s(\tau)$  соответственно. Кроме того, согласно этим моделям незначительное увеличение  $\dot{\epsilon}_\tau$  или  $\tau$  вызывает незначительное уменьшение  $\mu_s$ , в то время как  $\mu_s$  монотонно убывает от начального значения  $\mu_{s*}$  до некоторого значения  $\mu_0$  в экспериментах даже при постоянных, отличных от нуля значениях  $\dot{\epsilon}_\tau$  и  $\tau$ .

На основе анализа экспериментальных результатов механизм разрушения структурной вязкости можно представить следующим образом. Сначала при сдвиговом смещении элементов среды образуются локальные зоны пониженной вязкости — диссипативные структуры. Со временем происходит их “размножение”: вся среда заполняется прослойками с пониженной вязкостью, вследствие чего средняя по образцу (эффективная) вязкость уменьшается до некоторого значения  $\mu_0 < \mu_{s*}$ . При этом чем больше значения  $\mu_{s*}$ ,  $\dot{\epsilon}_\tau$ ,  $\tau$ , тем интенсивнее происходит этот процесс. Такой сценарий развития процесса в конденсированной среде удовлетворяет экстремальному принципу термодинамики необратимых процессов [13]: в открытой или закрытой системе реализуется тот вариант процесса, который обеспечивает максимальное производство энтропии (в данном случае за счет разрушения упорядоченной структуры и соответственно за счет уменьшения структурной вязкости).

Время перехода структурной вязкости от значения  $\mu_{s*}$  к значению  $\mu_0$  можно считать временем подготовки структуры среды к началу ее вязкого разрушения, так как при  $\mu_s \simeq \mu_0$  среда переходит в текучее состояние. По-видимому, это время аналогично времени долговечности нагруженного образца в известной формуле Журкова [2].

Построить точную аналитическую зависимость  $\mu_s(t)$  в рамках механики сплошной среды не представляется возможным, поскольку зарождение неустойчивости структуры, а следовательно, и структурной вязкости в процессе сдвигового деформирования происхо-

дит вследствие флуктуации структурных параметров на микро- и мезоуровнях. Однако, используя метод теории размерностей, с учетом известных экспериментальных данных можно построить зависимость  $\mu_s$  от времени, представив ее в виде

$$\mu_s = \mu_0 + (\mu_{s*} - \mu_0)f(t). \quad (4)$$

Введем систему определяющих параметров  $\mu_{s*}$ ,  $\mu_0$ ,  $G$ ,  $\tau$ ,  $\tau_*$ ,  $\dot{\epsilon}_\tau$ ,  $t$  ( $G$  — модуль сдвиговой упругости;  $\tau_*$  — предел текучести материала). Согласно  $\pi$ -теореме [14] из этих параметров можно сформировать четыре независимые безразмерные комбинации:

$$(\mu_{s*}/\mu_0)^{\alpha_1}, \quad (\tau/\tau_*)^{\alpha_2}, \quad (\tau_*/G)^{\alpha_3}, \quad (\dot{\epsilon}_\tau t)^{\alpha_4}, \quad \alpha_i > 0, \quad i = 1, 2, 3, 4.$$

Поскольку согласно экспериментальным данным  $\mu_s|_{t=0} = \mu_{s*}$  и далее с увеличением  $t$  значение  $\mu_s$  уменьшается до значения  $\mu_0$ , в (4)  $f|_{t=0} = 1$  и уменьшается со временем тем быстрее, чем больше значения  $\mu_{s*}$ ,  $\dot{\epsilon}_\tau$ ,  $\tau$ . Следовательно, множитель  $f(t)$  в (4) целесообразно искать в виде

$$f(t) = \exp \left\{ - \left[ (\mu_{s*}/\mu_0)^{\alpha_1} (\tau/\tau_*)^{\alpha_2} (\tau_*/G)^{\alpha_3} (\dot{\epsilon}_\tau t)^{\alpha_4} \right] \right\}.$$

Обозначим

$$\xi = \frac{1}{(\mu_{s*}/\mu_0)^{\alpha_1/\alpha_4} (\tau/\tau_*)^{\alpha_2/\alpha_4} (\tau_*/G)^{\alpha_3/\alpha_4} \dot{\epsilon}_\tau} = (\mu_0/\mu_{s*})^{\alpha_4/\alpha_1} (\tau_*/\tau)^{\alpha_4/\alpha_2} (G/\tau_*)^{\alpha_4/\alpha_3} \dot{\epsilon}_\tau^{-1}.$$

Тогда

$$f(t) = \exp [-(t/\xi)^{\alpha_4}]$$

и (4) принимает вид

$$\mu_s(t) = \mu_0 + (\mu_{s*} - \mu_0) \exp [-(t/\xi)^{\alpha_4}]$$

или

$$\bar{\mu}_s(\bar{t}) = \bar{\mu}_0 + (1 - \bar{\mu}_0) e^{-\bar{t}}, \quad (5)$$

где  $\bar{\mu}_s(\bar{t}) = \mu_s/\mu_{s*}$ ;  $\bar{\mu}_0 = \mu_0/\mu_{s*}$ ;  $\bar{t} = (t/\xi)^{\alpha_4}$ . Согласно (5) при  $\tau = 0$  или  $\dot{\epsilon}_\tau = 0$  имеем  $\bar{\mu}_s = 1$ , а при  $\tau \neq 0$ ,  $\dot{\epsilon}_\tau \neq 0$  величина  $\bar{\mu}_s$  монотонно убывает до величины  $\bar{\mu}_0$  с ростом  $\bar{t}$  тем быстрее, чем меньше значение  $\xi$ , т. е. чем больше  $\mu_{s*}$ ,  $\tau$  или  $\dot{\epsilon}_\tau$ , что качественно согласуется с экспериментальными результатами. Для того чтобы зависимость (5) количественно соответствовала экспериментальным данным, в каждом случае на основе этих данных необходимо определить показатели степени  $\alpha_i$ , зависящие от структурных особенностей среды. Однако грубую оценку  $\bar{\mu}_s(\bar{t})$  по (5) можно выполнить следующим образом. Известно, что у твердопластичных материалов  $\mu_0/\mu_{s*} \leq 10^{-6}$  (при интенсивном ударно-волновом нагружении вязкость металлов уменьшается до вязкости жидкостей [1, 2]), а  $\tau_*/G \leq 10^{-3}$ . Для вязких полярных жидкостей  $\mu_0/\mu_{s*} \sim 10$  [9],  $\tau_*/G \sim 1$  [15, 16]. Сравнительный анализ результатов, полученных по формуле (5), и данных экспериментов по исследованию кинетики вязкости при сдвиговом нагружении конденсированных сред показывает, что в (5) целесообразно выбрать следующие значения параметров:  $\alpha_1 = 10$ ,  $\alpha_2 = 4/10$ ,  $\alpha_3 = 1$ ,  $\alpha_4 = 1$ . Тогда (5) принимает следующий вид:

— для твердопластичных сред

$$\xi = (\mu_0/\mu_{s*})^{0,1} (G/\tau) (\tau_*/\tau)^{2,5} \dot{\epsilon}_\tau^{-1} \approx 251 (\tau_*/\tau)^{2,5} \dot{\epsilon}_\tau^{-1}; \quad (6)$$

— для жидкостей

$$\xi = (\mu_0/\mu_{s*})^{0,1} (\tau_*/\tau)^{2,5} \dot{\epsilon}_\tau^{-1} = 0,794 (\tau_*/\tau)^{2,5} \dot{\epsilon}_\tau^{-1}. \quad (7)$$



Рассмотрим несколько примеров использования оценки  $\bar{\mu}_s(\bar{t})$ .

Если твердопластичная среда нагружена слабым сдвиговым напряжением  $\tau = 0,2\tau_*$  при  $\dot{\epsilon}_\tau = 0,01 \text{ с}^{-1}$ , то согласно (6), (5)  $\xi = 389$  сут, а  $\bar{\mu}_s|_{t=\xi} = 0,368 + 0,632\bar{\mu}_0 \approx 0,368$ , т. е. процесс разрушения структуры среды может продолжаться в течение нескольких сотен суток. Однако при интенсивном ударно-волновом нагружении металлического образца разрушение структурной вязкости и переход среды в текучее состояние согласно экспериментальным данным [17] происходит за время, меньшее времени импульсного нагружения (менее  $10^{-6}$  с). Для нагружаемого ударной волной алюминия оценка по (6), (5) при  $\dot{\epsilon}_\tau = 10^4 \text{ с}^{-1}$  и  $\tau \approx 10^{10}$  Па с учетом того, что  $\tau_* \approx 10^8$  Па, дает значение  $\xi = 2,5 \cdot 10^{-7}$  с. Следовательно, за время  $t = 10^{-6}$  с (т. е.  $\bar{t} = 4$ ) значение  $\bar{\mu}_s$  уменьшается практически до значения  $\bar{\mu}_0$ .

Если среда жидкая, то согласно экспериментальным данным, приведенным в п. 1 для глицерина при  $\mu_{s*} = 2,1 \text{ Па} \cdot \text{с}$  и  $\dot{\epsilon}_\tau = 0,24 \text{ с}^{-1}$ , имеем  $\mu_0 = 0,3 \text{ Па} \cdot \text{с}$ . Из уравнения  $\tau = 2\mu_{s*}\dot{\epsilon}_\tau$  следует  $\tau = 1,008 \text{ Па}$  и, поскольку для глицерина  $\tau_* = 1 \text{ Па}$ ,  $\tau_*/\tau \approx 1$ . Подставляя эти значения в (7), получаем оценку  $\xi = 3,43$  с. В экспериментах локальное уменьшение вязкости (в темных областях на рис. 3) становится существенным при  $t = t^0 = 6$  с, когда согласно (5) вязкость должна уменьшиться от значения  $\mu_{s*} = 2,1 \text{ Па} \cdot \text{с}$  до значения  $\mu_s = 0,87 \text{ Па} \cdot \text{с}$  при  $t = 6$  с, т. е. в 2,4 раза.

Поскольку экспериментально определить точные значения  $G$  и  $\tau_*$  достаточно сложно (обычно оцениваются порядки этих величин), соотношения (6), (7) позволяют оценивать лишь приближенные значения  $\xi$ . Однако эти оценки дают возможность, по крайней мере, качественно исследовать кинетику структурной вязкости при сдвиговом нагружении конденсированных сред (жидких, жидкообразных и твердопластичных).

**4. Выводы.** Эксперименты, проведенные с высоковязкой полярной жидкостью (глицерином) и полимерным материалом (ПММ), показали, что при любом, в том числе достаточно слабом, сдвиговом нагружении этих сред происходит разрушение их структурной вязкости, которая при продолжительном воздействии сдвиговой нагрузки уменьшается до некоторого предельного значения. При этом чем ниже уровень сдвигового напряжения, тем больше длительность этого процесса. Такая реакция структуры конденсированных сред на сдвиговое нагружение соответствует принципу Циглера максимального производства энтропии.

Полученные экспериментальные результаты не согласуются с зависимостями структурной вязкости от скорости сдвиговой деформации (формула Пауэлла — Эйринга) и от интенсивности сдвигового напряжения (формула Михайлова — Лихтгейма). Поэтому в данной работе методом теории размерностей получена зависимость, которая, по крайней мере, качественно описывает кинетику вязкости конденсированных сред при сдвиговом нагружении.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Лаврентьев М. А.** Проблемы гидродинамики и их математические модели / М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. М.: Наука, 1977.
2. **Бартенев Г. М.** Физика и механика полимеров / Г. М. Бартенев, Ю. В. Зеленов. М.: Высш. шк., 1983.
3. **Рыбин В. В.** Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986.
4. **Стебновский С. В.** О фрагментации жидких и жидкопластичных сред при нестационарном деформировании // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 4. С. 62–68.

5. **Стебновский С. В.** Сдвиговая неустойчивость структуры сред, обладающих вязкой текучестью // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 2. С. 70–76.
6. **Астаритта Д.** Основы механики неньютоновских жидкостей / Д. Астаритта, Д. Маруччи. М.: Мир, 1978.
7. **Михайлов Н. В., Лихтгейм А. М.** Исследование полных реологических кривых и формулы для расчета эффективной вязкости структурированных жидкостей с молекулярно-кинетической интерпретацией входящих в них членов // Коллоид. журн. 1955. Т. 17, № 5. С. 364–378.
8. **Панин В. Е.** Структурные уровни деформации твердых тел / В. Е. Панин, В. А. Лихачев, Ю. В. Гриняев. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985.
9. **Стебновский С. В.** Тангенциальные разрывы параметров полярной жидкости при сдвиговом деформировании // ПМТФ. 2005. Т. 46, № 3. С. 41–49.
10. **Стебновский С. В.** Обобщенная реологическая модель сдвигового деформирования конденсированных сред со структурой // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 5. С. 87–95.
11. **Алфрей Т.** Механические свойства высокополимеров. М.: Изд-во иностр. лит., 1952.
12. **Kambour R. P.** Refractive indices and compositions of crazes in several glassy polymers // J. Polymer Sci. 1964. Pt A, v. 2. P. 4159–4163.
13. **Циглер Г.** Экстремальные принципы термодинамики необратимых процессов и механика сплошной среды. М.: Мир, 1966.
14. **Седов Л. И.** Механика сплошной среды. М.: Наука, 1970. Т. 1.
15. **Апакашев Р. А., Павлов В. В.** Определение предела прочности и модуля сдвига воды при малых скоростях течения // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1997. № 1. С. 3–7.
16. **Стебновский С. В.** О сдвиговой прочности структурированной воды // Журн. техн. физики. 2004. Т. 74, вып. 1. С. 21–23.
17. **Мали В. И.** Исследование струйных течений металлов при взрывных нагрузках: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1974.

*Поступила в редакцию 6/VIII 2008 г.,  
в окончательном варианте — 5/VIII 2009 г.*

---