

УДК 532.528

МЕХАНИЗМ ФРАГМЕНТАЦИИ ВЫСОКОВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ

С. В. Стебновский

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

На основе анализа проведенных экспериментальных исследований показано, что определяющим механизмом слоистого разрушения высоковязкой текучей среды является сдвиговая неустойчивость ее структуры и “разбухание” расслаивающегося потока. Аналитически решена задача о сдвиговом течении высоковязкой жидкости в цилиндрическом канале. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: высоковязкие жидкости, импульсное нагружение, волокнистые структуры, дилатансия, вязкое разрушение.

Введение. Для построения обобщенной модели вязкого разрушения конденсированных (жидких, жидкообразных, твердопластичных) сред необходимо изучить механизмы их фрагментации.

Как показывают многочисленные экспериментальные исследования (см., например, [1–3]), вязкое разрушение твердопластичных сред происходит в основном вследствие роста пор и макромасштабного пластического течения, а в случае маловязких жидкостей — в результате неограниченной пузырьковой кавитации, формирующей пенную структуру, и ее разрушения капиллярными силами вследствие термодинамической неустойчивости системы. Кроме того, при определенных режимах нагружения металлов вязкое разрушение сопровождается образованием волокнистой структуры с последующим разрывом волокон. Например, в работе [4] расщепление металлического образца на волокна обусловлено развитием внутри металла “продольных поверхностей, отделяющих волокна друг от друга”. При этом утверждается, что в однородном теле такой процесс невозможен, его развитие имеет место лишь в материале с неоднородной структурой типа отпущенной конструкционной стали. Однако при исследовании импульсного нагружения однородной высоковязкой жидкости [5] также наблюдалось расслоение образца с последующей его фрагментацией [3]. Процесс формирования слоистых структур наблюдался и при импульсном нагружении высоковязкой насыщенной газом жидкости, а также раствора канифоли в ацетоне [6].

В данной работе исследуется механизм расслоения высоковязкой изотропной жидкой среды на отдельные фрагменты.

Методика эксперимента. Опыты проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1. В U-образной трубе 1 под действием собственного веса перемещается вниз массивный (20 ÷ 40 кг) поршень 2. В процессе падения поршня воздух из камеры 3 вытесняется через систему отверстий 4, расположенную по периметру камеры над свободной поверхностью водяного объема 5. Последний начинает разгонять легкий поршень 6, выполненный из пенопласта с наклеенной сверху пластиной из оргстекла толщиной 0,2 см (радиус поршня 1 см, высота 2,5 см, площадь сечения в 2,5 раза меньше площади поперечного сечения поршня 2). При этом воздух из камеры 7 вытесняется через систему отверстий 8. После того как поршень 6 ударяет по легко разрушаемой тонкой мембране 9,

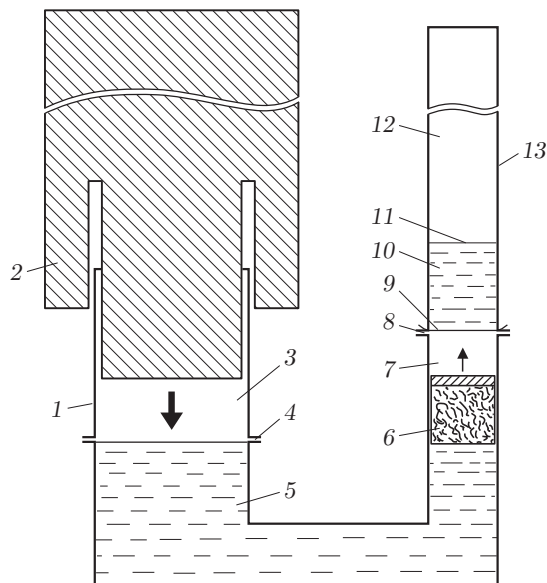


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — U-образная труба; 2 — массивный поршень; 3 — разгонная камера; 4, 8 — системы отверстий; 5 — водяной объем; 6 — легкий поршень; 7 — камера; 9 — мембрана; 10 — исследуемый образец; 11 — свободная поверхность объема; 12 — канал; 13 — прозрачные стенки канала

в исследуемом жидком образце 10 формируется волна сжатия, отражающаяся от свободной поверхности 11 в виде волны разрежения. В области волны разрежения происходит растяжение образца на начальной стадии его перемещения вверх по каналу 12. Структурные изменения движущегося образца регистрируются через прозрачные стенки 13 канала 12 цифровой фотокамерой в режиме непрерывной съемки (30 кадров) а также в режиме открытого затвора с однократной импульсной подсветкой, срабатывающей в заданный момент времени.

В качестве исследуемого жидкого образца использовался глицерин — высоковязкая полярная (обладающая некоторой структурной упорядоченностью) жидкость, вязкость которой можно варьировать в широком диапазоне, изменяя температуру образца. Кроме того, использовалась маловязкая жидкость — вода.

Режим нагружения жидкого образца можно варьировать, изменяя массу нагружающего поршня 2 и длину разгонной камеры 3, т. е. путем изменения кинетической энергии ударника 2, а также геометрических и акустических параметров поршня 6.

Анализ экспериментальных данных. Исследование изменения структуры вязкого образца 10, транспортируемого в прозрачном канале 12 при импульсном нагружении, проводилось на глицериновых образцах, имеющих различную вязкость (т. е. при различной температуре). В качестве маловязкого образца использовалась вода. Результаты исследований представлены на рис. 2–4.

Как и предполагалось, перемещающийся по каналу маловязкий образец (см. рис. 2) кавитирует под действием растягивающего напряжения, т. е. часть энергии, сообщаемой образцу поршнем 6, расходуется на развитие кавитационного процесса. При этом продольного расслоения структуры образца не наблюдается. При увеличении начального значения вязкости перемещающегося по каналу образца (см. рис. 3) его структура меняется: видимого развития пузырьковой кавитации не наблюдается, а в среде формируются продольные полосы — локальные зоны изменения макроструктуры среды, что со временем приводит

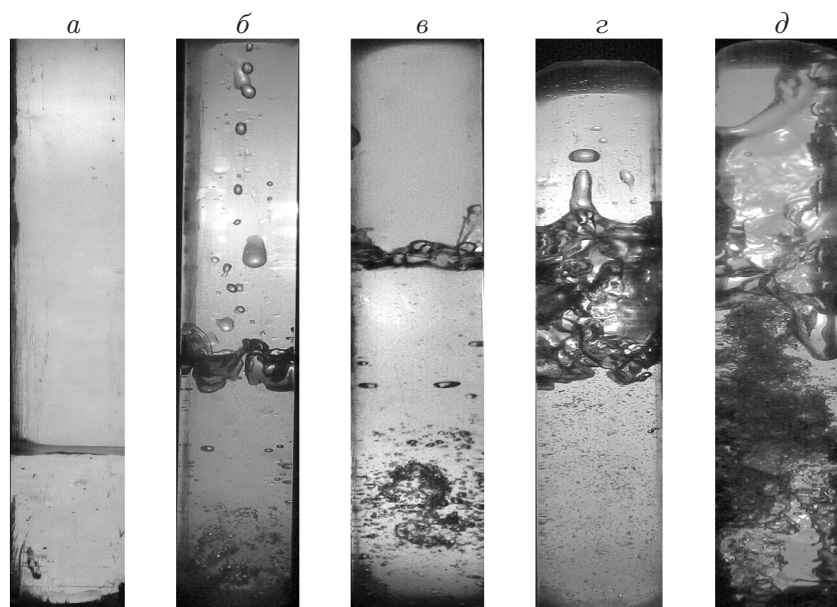


Рис. 2. Изменение структуры водяного образца, транспортируемого в прозрачном канале (вязкость $\mu = 0,001$ Па·с, начальная скорость перемещения $u_0 = 136,7$ см/с):

$a - t_1 = 0$, $б - t_2 = 20$ мс, $в - t_3 = 30$ мс, $г - t_4 = 50$ мс, $д - t_5 = 70$ мс

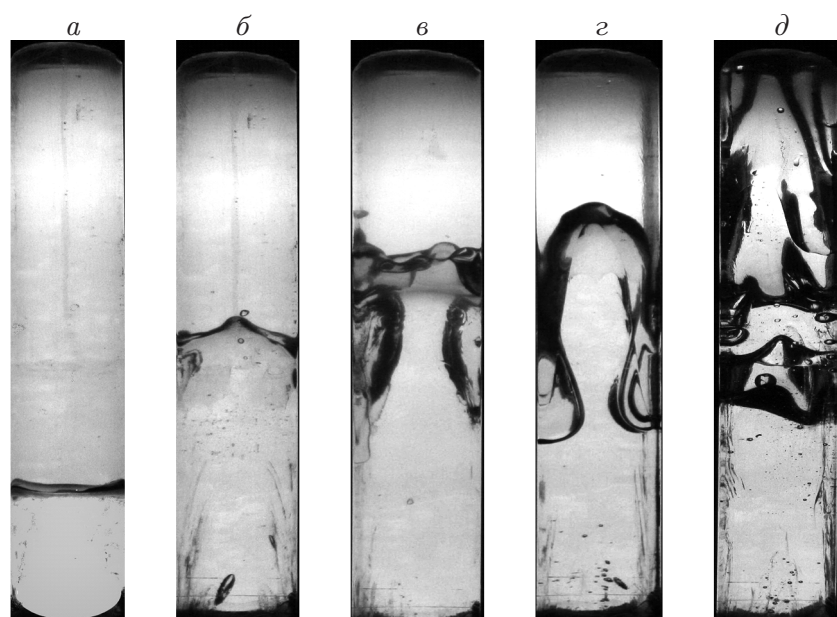


Рис. 3. Изменение структуры глицеринового образца при $\mu = 1,26$ Па·с, $u_0 = 170$ см/с (обозначения те же, что на рис. 2)

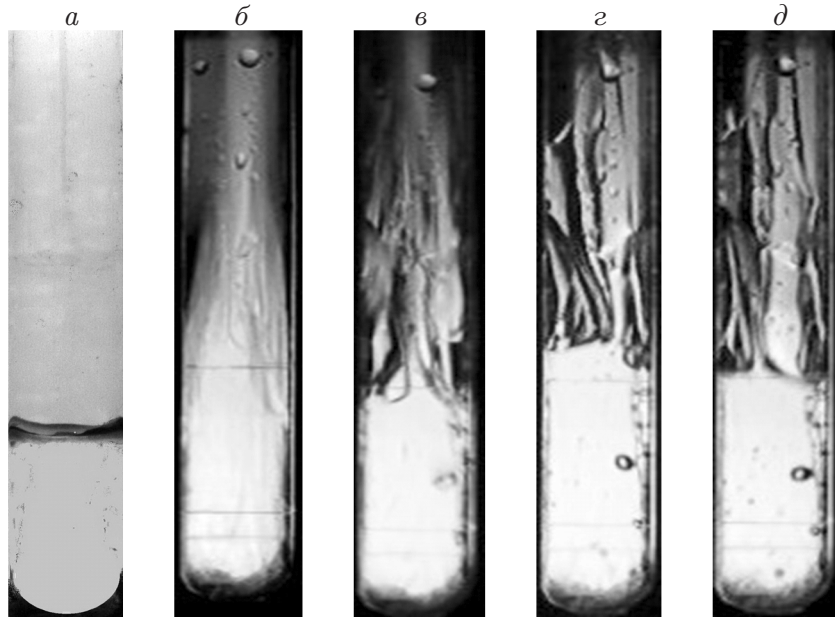


Рис. 4. Изменение структуры глицеринового образца при $\mu = 1,7 \text{ Па} \cdot \text{с}$, $u_0 = 178 \text{ см/с}$:

$a - t_1 = 0$, $б - t_2 = 30 \text{ мс}$, $в - t_3 = 60 \text{ мс}$, $г - t_4 = 90 \text{ мс}$, $д - t_5 = 120 \text{ мс}$

к образованию слоистой структуры (см. рис. 3, d). При дальнейшем увеличении начальной вязкости образца (см. рис. 4) формируется слоистое струйное течение (см. рис. 4, $б$), которое вследствие отсутствия ограничивающих его твердых стенок “разбухает” (эффект дилатансии) и со временем разрушается, при этом возникают отдельные волокнистые образования (см. рис. 4, $в-d$).

Для определения механизма формирования волокнистых образований из слоистой структуры среды рассмотрим задачу о сдвиговом течении высоковязкой жидкости.

Реологическая модель вязкого жидкого образца, перемещающегося в цилиндрическом канале. Как отмечено выше, в случае сдвигового деформирования в глицерине формируются локальные зоны с разрушенной структурой, ориентированные по направлению перемещения потока [3, 7]. Поскольку глицерин обладает упругопластично-вязкими свойствами [8], с учетом наличия в реальной текучей среде кавитационных зародышей (микроростов) в качестве реологического уравнения глицерина используем уравнение Максвелла [9]

$$T + \lambda T^{\otimes} = 2\mu(\alpha)D, \quad (1)$$

где T — тензор дополнительных вязких напряжений; D — тензор скорости деформации; $\lambda = \mu(\alpha)/G(\alpha)$; $\mu(\alpha)$, $G(\alpha)$ — вязкость и модуль сдвиговой упругости среды соответственно; α — объемная концентрация микроростов, содержащихся в жидкой среде (зависимости $\mu = \mu(\alpha)$ и $G = G(\alpha)$ приведены в работе [9]); символ “ \otimes ” соответствует верхней конвективной производной, т. е. $T^{\otimes} = dT/dt + T \cdot W + (T \cdot W)^T + \alpha(T \cdot D + D \cdot T)$; $D^{\otimes} = dD/dt + D \cdot W + (D \cdot T)^T + 2D^2$; $D = (\nabla V + \nabla V^T)/2$; $W = (\nabla V - \nabla V^T)/2$; V — вектор скорости.

Рассмотрим особенности течения исследуемой жидкости в цилиндрическом канале в режиме установившегося течения. Поскольку глицерин обладает сдвиговой прочностью [10] (предел текучести $\tau_* \approx 1 \text{ Па}$), его течение начинается при напряжении сдвига $\tau > \tau_*$, т. е. для ламинарного течения глицерина в цилиндрической трубе радиусом R

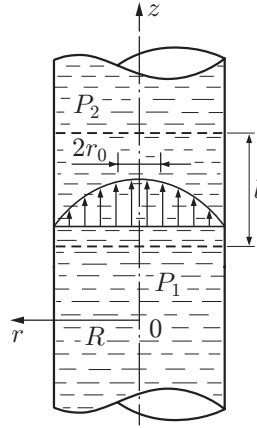


Рис. 5. Схема течения высоковязкой жидкости в цилиндрическом канале

(рис. 5) на некотором отрезке времени, на котором перепад давления сохраняется постоянным, можно использовать уравнение движения жидкости Бингэма [11]

$$\omega = \frac{1}{\mu} \left[\frac{(R^2 - r^2)\Delta P}{4l} - \tau_*(R - r) \right]$$

($\Delta P = P_1 - P_2$ — перепад давлений в трубе на отрезке l). С учетом этого компоненты вектора скорости течения V в цилиндрической системе координат $x^1 = r$, $x^2 = \varphi$, $x^3 = z$ запишем в виде $V^1 = 0$, $V^2 = 0$, $V^3 = \omega = [(R^2 - r^2)\Delta P/(4l) - \tau_*(R - r)]/\mu$, а скорость сдвиговой деформации — в виде

$$\dot{\epsilon}_\tau = \frac{\partial V^3}{\partial x^1} = \frac{\partial \omega}{\partial r} = -\frac{\tau_*}{\mu} \left(\frac{r\Delta P}{2\tau_* l} - 1 \right), \quad (2)$$

где $r > r_a$; r_a — радиус “твёрдообразного” стержня (см. рис. 5), т. е. центральной области, в которой $\tau < \tau_*$.

Проведем анализ реологических характеристик исследуемой упругопластично-вязкой среды. Поскольку

$$\nabla V = \begin{vmatrix} \partial V^1/\partial x^1 & \partial V^1/\partial x^2 & \partial V^1/\partial x^3 \\ \partial V^2/\partial x^1 & \partial V^2/\partial x^2 & \partial V^2/\partial x^3 \\ \partial V^3/\partial x^1 & \partial V^3/\partial x^2 & \partial V^3/\partial x^3 \end{vmatrix} = \dot{\epsilon}_\tau \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad T = \begin{vmatrix} \sigma^{11} & \tau^{12} & \tau^{13} \\ \tau^{21} & \sigma^{22} & \tau^{23} \\ \tau^{31} & \tau^{32} & \sigma^{33} \end{vmatrix},$$

имеем

$$D = \frac{\dot{\epsilon}_\tau}{2} \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad W = \frac{\dot{\epsilon}_\tau}{2} \begin{vmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix}.$$

С учетом данных выражений уравнение (1) запишем в виде

$$\begin{vmatrix} \sigma^{11} & \tau^{12} & \tau^{13} \\ \tau^{21} & \sigma^{22} & \tau^{23} \\ \tau^{31} & \tau^{32} & \sigma^{33} \end{vmatrix} + \lambda \frac{\dot{\epsilon}_\tau}{2} \begin{vmatrix} 2\tau^{13} & \tau^{23} & \sigma^{33} - \sigma^{11} \\ \tau^{23} & 0 & -\tau^{21} \\ \sigma^{33} - \sigma^{11} & -\tau^{21} & -2\tau^{31} \end{vmatrix} + \\ + a\lambda \frac{\dot{\epsilon}_\tau}{2} \begin{vmatrix} \tau^{31} + \tau^{13} & \tau^{32} & \sigma^{11} + \sigma^{33} \\ \tau^{23} & 0 & \tau^{21} \\ \sigma^{11} + \sigma^{33} & \tau^{12} & \tau^{13} + \tau^{31} \end{vmatrix} = \mu \dot{\epsilon}_\tau \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (3)$$

Разложив уравнения (3) по i -, j -компонентам, получим систему алгебраических уравнений, из решения которой следует, что компоненты тензора T и выражение для эффективной вязкости μ^* имеют вид

$$\begin{aligned} \tau^{12} = \tau^{21} = \tau^{23} = \tau^{32} = 0, \quad \tau^{13} = \tau^{31} = \frac{\dot{\varepsilon}_\tau \mu}{1 + (1 - a^2)\lambda^2 \dot{\varepsilon}_\tau^2}, \\ \sigma^{11} = -\frac{(1 + a)\lambda \dot{\varepsilon}_\tau^2}{1 + (1 - a^2)\lambda^2 \dot{\varepsilon}_\tau^2} \mu, \quad \sigma^{22} = 0, \quad \sigma^{23} = \frac{(1 - a)\lambda \dot{\varepsilon}_\tau^2}{1 + (1 - a^2)\lambda^2 \dot{\varepsilon}_\tau^2} \mu, \quad (4) \\ \mu^* = \frac{\tau^{13}}{\dot{\varepsilon}_\tau} = \frac{\mu}{1 + (1 - a^2)\lambda^2 \dot{\varepsilon}_\tau^2}. \end{aligned}$$

Полный тензор напряжений можно представить в виде

$$\chi = -pI + T = -pI + \text{tr} T (I/3) + S = -(p - \text{tr} T/3)I + S = -(p - \tilde{\sigma})I + S. \quad (5)$$

Здесь p — гидростатическое давление; I — единичный тензор; $\text{tr} T$, S — след и девиатор тензора T соответственно. Поскольку вязкоупругим жидкостям в конвективных производных соответствует значение $-1 < a < 0$ [12], с учетом (4) изотропная составляющая полного тензора напряжений (5) записывается следующим образом:

$$-\tilde{P}I = -(p - \tilde{\sigma})I = -\left[p - \frac{1}{3}(\sigma^{11} + \sigma^{22} + \sigma^{33})\right]I = -\left[p - \frac{2}{3}|a| \frac{\lambda \dot{\varepsilon}_\tau^2 \mu}{1 + (1 - a^2)\lambda^2 \dot{\varepsilon}_\tau^2}\right]I$$

или

$$-\tilde{P}I = -(p - \tilde{\sigma})I = -\left[p - \frac{2}{3}|a| \frac{G \text{De}^2}{1 + (1 - a^2) \text{De}^2}\right]I = -\left(p - \frac{2}{3} \frac{G}{\text{De}^{-2} + 1 - a^2}\right)I, \quad (6)$$

где $\text{De} = \lambda \dot{\varepsilon}_\tau = \mu \dot{\varepsilon}_\tau / G$ — число Деборы. Согласно (6) при $\mu \neq 0$, $\dot{\varepsilon}_\tau \neq 0$ (определяется из (2)) давление в жидкой среде \tilde{P} понижается, что инициирует рост кавитационных пузырьков из кавитационных зародышей. Поскольку a и G имеют фиксированные значения для конкретной жидкой среды, из (6) следует, что при увеличении De (т. е. при увеличении μ или $\dot{\varepsilon}_\tau$) σ увеличивается, а давление \tilde{P} монотонно уменьшается. Однако при $\text{De} > 10$ функция $\tilde{\sigma}$ достигает предельно максимального значения $2|a|G[3(1 - a^2)]^{-1}$, а $\tilde{P} = p - \tilde{\sigma}$ — предельно минимального значения $p - 2|a|G[3(1 - a^2)]^{-1}$. В работах [3, 7] установлено, что в сдвиговом потоке вязкой полярной жидкости формируются локальные зоны с пониженным значением вязкости. Следовательно, в случае если этот процесс сопровождается уменьшением \tilde{P} , развитие кавитационного процесса будет происходить преимущественно в зонах с пониженной вязкостью, поскольку скорость роста и степень расширения кавитационных пузырьков увеличиваются при уменьшении вязкости жидкости [13]. Если поток жидкости перемещается за пределы цилиндрического канала или из потока формируется свободное струйное течение (см. рис. 4) таким образом, что на внешнюю (образующую) поверхность течения твердые стенки цилиндрического канала не оказывают влияния, то рост пузырьков в локальных зонах с пониженной вязкостью приводит к эффекту “разбухания” (дилатансии) жидкого потока. Данное явление обусловлено коалесценцией расширяющихся пузырьков и образованием в процессе их взаимодействия продольных разрывов.

Выводы. Таким образом, в приближении установившегося течения упругопластично-вязкой жидкости в цилиндрическом канале можно обосновать механизм, определяющий наблюдаемый в экспериментах процесс разделения жидкого объема на волокнистые структуры после его “освобождения” от влияния твердых стенок канала. Следует отметить, что наблюдаемое в некоторых случаях вязкое разрушение металлов с образованием волокнистой структуры в работе [4] объясняется наличием в среде в исходном состоянии продольных структурных образований. Однако приведенные в настоящей работе результаты

экспериментальных исследований показывают, что волокнистый характер вязкого разрушения наблюдается и в изотропных полярных жидкостях, не имеющих в исходном состоянии продольных неоднородностей структуры, а интенсивность стратификации потока по вязкости в них увеличивается при увеличении исходного значения вязкости, что согласуется с экспериментальными данными работы [6]. Следовательно, можно предположить, что механизмом, определяющим волокнистый характер фрагментации структурированных сред является сдвиговая неустойчивость их структуры, в жидкостях формирующая регулярно чередующиеся области пониженной и невозмущенной вязкости, а в твердых средах обеспечивающая макролокализацию пластического течения [14].

ЛИТЕРАТУРА

1. **Панин В. Е.** Структурные уровни деформации твердых тел / В. Е. Панин, В. А. Лихачев, Ю. В. Гриняев. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985.
2. **Рыбин В. В.** Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986.
3. **Стебновский С. В.** О фрагментации жидких и жидкопластичных сред при нестационарном деформировании // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 4. С. 62–68.
4. **Пинес Б. Я.** О вязком разрыве // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1946. Т. 16, вып. 8. С. 744–755.
5. **Стебновский С. В.** Экспериментальное исследование импульсного растяжения кавитирующих сред // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 5. С. 122–125.
6. **Кедринский В. К., Макаров А. И., Стебновский С. В., Такайма К.** Взрывное извержение вулканов: некоторые подходы к моделированию // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 6. С. 193–201.
7. **Стебновский С. В.** Сдвиговая неустойчивость структуры сред, обладающих вязкой текучестью // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 2. С. 70–76.
8. **Стебновский С. В.** Тангенциальные разрывы параметров полярной жидкости при сдвиговом деформировании // ПМТФ. 2005. Т. 46, № 3. С. 41–49.
9. **Стебновский С. В.** Обобщенная реологическая модель сдвигового деформирования конденсированных сред со структурой // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 5. С. 87–95.
10. **Апокашев 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.
11. **Уилкинсон У. Л.** Неньютоновские жидкости. М.: Мир, 1964.
12. **Астаритта Д.** Основы механики неньютоновских жидкостей / Д. Астаритта, Д. Маруччи. М.: Мир, 1978.
13. **Перник А. Д.** Проблемы кавитации. Л.: Судостроение, 1966.
14. **Зуев Л. Б.** Физика макрореализации пластического течения / Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, С. А. Баранников. Новосибирск: Наука, 2008.

Поступила в редакцию 20/IV 2009 г.