

УДК 532.135:532.52

ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ ВЫСОКОВЯЗКИХ ЖИДКИХ СРЕД ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ОБЪЕМНОМ РАСТЯЖЕНИИ

С. В. Стебновский

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Экспериментально установлено, что в высоковязкой жидкости (глицерине) неограниченная пузырьковая кавитация может развиваться только в режиме очень медленного объемного растяжения жидкого образца. При импульсном объемном растяжении кавитационный процесс в образце затухает на начальной стадии (пузырьки не достигают видимых размеров), а фрагментизация происходит вследствие развития на его свободной поверхности возмущений. На основании проведенных экспериментальных исследований и теоретических оценок предложено объяснение механизма роста пузырьков из микропор в тиксотропной среде (геле).

В работе [1] экспериментально исследован процесс импульсного объемного растяжения широкого класса жидких и жидкообразных сред. Показано, что маловязкие жидкости, обладающие значительной сдвиговой вязкостью, неньютоновские высококонцентрированные жидкодисперсные среды (эмульсии, суспензии, пасты) с маловязкой жидкой матрицей и вязкоупругий гель в процессе растяжения проходят стадии роста пузырьков из кавитационных зародышей, формирования пенной структуры и разрушения пены на фрагменты. Таким образом, эти среды на любой стадии объемного растяжения можно описывать реологическими уравнениями состояния, построенными в работах [2, 3]. Однако в случае импульсного объемного растяжения глицерина, являющегося ньютоновской вязкой жидкостью, формирования пены не наблюдалось: цилиндрический глицериновый объем трансформировался в волокнистые образования, ориентированные вдоль оси симметрии.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию особенностей эволюции структуры глицеринового образца на всех стадиях его импульсного объемного растяжения, а также выяснению механизма формирования кавитационного процесса в геле.

1. В первой серии опытов рассматривалась начальная стадия развития кавитационного процесса в глицерине и проводилось ее сравнение с аналогичным процессом в обладающем высокой структурной вязкостью геле (его состав приведен в работе [1]). Опыты по исследованию динамики кавитационной зоны в указанных выше средах проводились на экспериментальной установке, схема которой показана на рис. 1. Здесь 1 — прозрачный бак, заполненный исследуемой средой, 2, 3 — тонкая манганиновая проволочка, взрывающаяся от электроразряда на нее высоковольтного конденсатора ($C = 1$ мкФ, $U \leq 15$ кВ). Вследствие взрыва проволочки в среде формируется цилиндрическая ударная волна S . После выхода ее фронта на свободную поверхность жидкости F в среду отражается волна разрежения V , а за ее фронтом в зоне растягивающего напряжения Q из кавитационных зародышей развиваются пузырьки. Регистрация процесса осуществлялась скоростным фоторегистратором 4 с использованием теневой установки 5 с импульсной подсветкой 6.

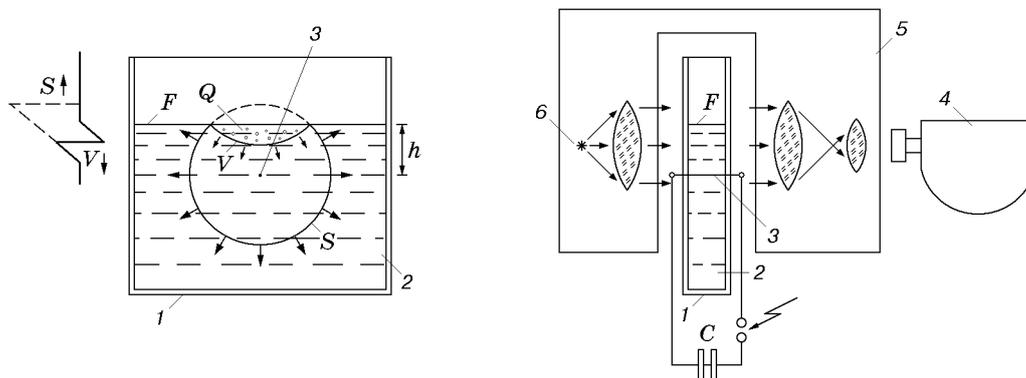


Рис. 1

На рис. 2, *a, б* приведены кинограммы динамики начальной стадии развития кавитационного процесса за фронтом отраженной от свободной поверхности F волны разрежения в глицерине и геле соответственно. Энергетические параметры электроразрядной цепи $C = 1$ мкФ, а $U = 10$ кВ при нагружении глицеринового образца и $U = 8$ кВ при нагружении геля. Расстояние от взрывающейся проволочки 3 (см. рис. 1) до свободной поверхности исследуемой среды $h = 2$ см, длина проволочки 3 см.

Сравнительный анализ показывает отсутствие видимой пузырьковой кавитации в глицерине, в то время как даже при более низком значении энергии ударно-волнового нагружения структурированного вязкоупругого геля наблюдается достаточно интенсивное развитие кавитационного процесса. (При $U \geq 10$ кВ в геле на стадии разгрузки рост пузырьков переходит в формирование пенной структуры.) Этим подтверждается предположение [1], что в случае обладающего большой сдвиговой вязкостью глицерина на начальной стадии роста пузырьков в силу высокой скорости их расширения диссипация энергии настолько велика, что происходит быстрое затухание кавитационного процесса. Данное предположение согласуется также с результатом специально проведенного тестового опыта по объемному растяжению глицеринового образца в прозрачном цилиндре, из которого медленно (со скоростью примерно 1 см/с) выдвигался расположенный над поверхностью глицерина поршень. Установлено, что при очень медленном объемном растяжении в глицерине происходит неограниченный рост кавитационных пузырьков до формирования пенной ячеистой

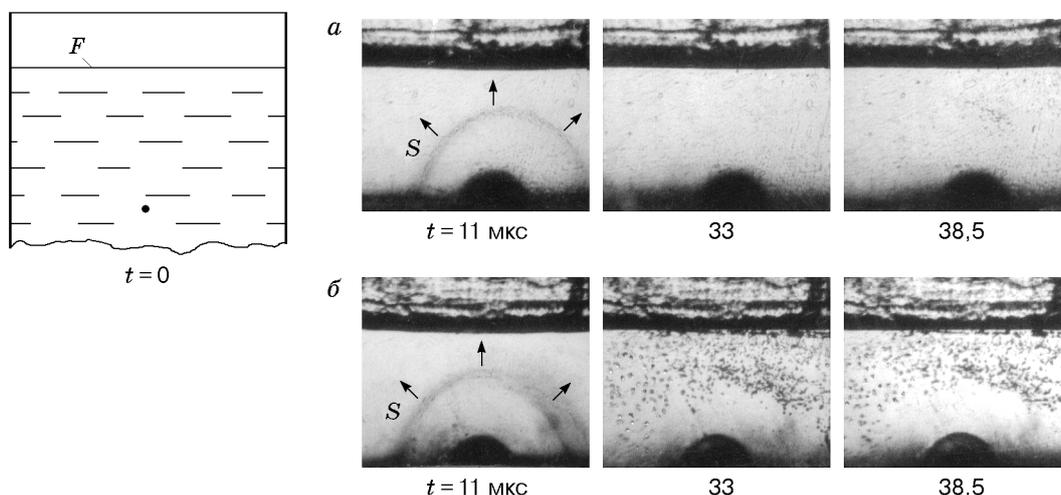


Рис. 2

структуры, т. е. характер эволюции морфологии среды аналогичен характеру формирования пенных ячеек в маловязких жидкостях [1]. Такой эффект обусловлен малыми вязкими потерями в окрестностях очень медленно растущих пузырьков.

2. Рассмотрим механизм роста кавитационных пузырьков из микропор при объемном растяжении образца геля, который обладает значительной структурной вязкостью, а следовательно, и сдвиговой упругостью. Для этого произведем оценку сдвиговых напряжений в окрестности микропоры в геле в зоне волны разгрузки. Влиянием межфазного натяжения γ на границе раздела микропора — гель пренебрегаем, полагая, что $|2\gamma/R| \ll |P_1|$, где R — радиус микропоры; P_1 — давление в геле на бесконечности. Тогда, поместив начало сферической системы координат (r, θ, φ) в центре микропоры и обозначив давление в ней через P_2 , граничные условия для радиальной составляющей упругих напряжений в геле можно записать в виде

$$\sigma_{rr}|_{r \rightarrow \infty} = -P_1, \quad \sigma_{rr}|_{r=R} = -P_2. \quad (1)$$

Далее, воспользовавшись решением классической задачи по определению поля напряжений в безграничной упругой среде со сферической полостью радиуса R [4], с учетом граничных условий (1) получим соотношения для определения главных компонент тензора напряжений

$$\sigma_{rr} = -P_1 \left(1 - \frac{1}{\bar{r}^3}\right) - P_2 \frac{1}{\bar{r}^3}, \quad \sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\varphi} = -P_1 \left(1 + \frac{1}{2\bar{r}^3}\right) + P_2 \frac{1}{2\bar{r}^3}, \quad \bar{r} = \frac{r}{R}. \quad (2)$$

Из условия пластичности Треска [5]

$$\tau_{\max} = (\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{rr})/2 = \tau_*,$$

согласно которому пластические свойства материала начинают проявляться, только когда максимальное напряжение сдвига τ_{\max} достигает значения τ_* , соответствующего пределу текучести данного материала, с учетом (2) получим

$$\tau_{\max} = -\frac{3}{4\bar{r}^3} (P_1 - P_2) = \tau_*, \quad P_1 < 0. \quad (3)$$

Если на границе поры (при $\bar{r} = 1$) $\tau_{\max} > \tau_*$, то из (3) можно определить радиус внешней границы сферического слоя пластичности вокруг поры:

$$R_1 = R \left[\frac{3(|P_1| + P_2)}{4\tau_*} \right]^{1/3},$$

в котором и происходит ее расширение.

Из экспериментов следует, что давление во фронте падающей на свободную поверхность F волны сжатия S (см. рис. 1), при котором в геле наблюдается развитие кавитации, равно $1,5 \cdot 10^6$ Па. (Регистрация давления осуществлялась стандартным методом с помощью пьезодатчиков.) Поэтому, предполагая, что в микропоре в исходном состоянии давление равно атмосферному, а в геле за фронтом отраженной от свободной поверхности волны разрежения устанавливается отрицательное давление $P_1 = -1,5 \cdot 10^6$ Па за время $\Delta \tilde{t} < 10^{-5}$ с (поскольку время нарастания давления во фронте волны сжатия порядка 10^{-6} с, а ее протяженность во времени $5 \cdot 10^{-5}$ с), из (3) получим распределение максимальных значений сдвигового напряжения в окрестности поры (рис. 3), причем на ее поверхности при $\bar{r} = 1$ $\tau_{\max} = 10,5 \cdot 10^5$ Па. Поскольку согласно эксперименту при этом происходит расширение поры, то можно считать, что пороговое напряжение сдвига при $\Delta \tilde{t} \simeq 10^{-5}$ с по крайней мере не превышает значения $\tau_* = 10^6$ Па.

С учетом изложенного механизм роста кавитационного пузырька из микропоры в геле представляется следующим. Если в окрестности микропоры формируется сдвиговое напряжение $\tau_{\max} > \tau_* = 10,5 \cdot 10^5$ Па за время $\Delta \tilde{t} < 10^{-5}$ с, то структура среды будет

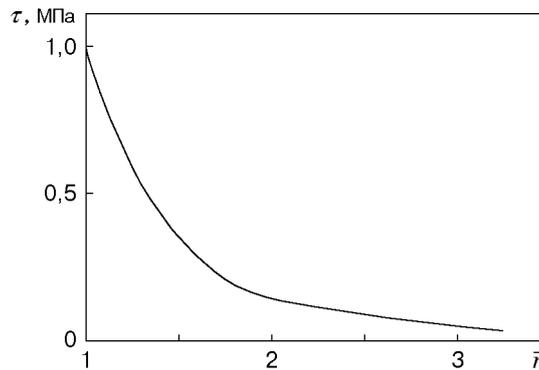


Рис. 3

разрушаться со скоростью, превышающей скорость ее восстановления, в результате чего произойдет резкое снижение структурной вязкости среды, т. е. переход ее в состояние золя. Вследствие этого микропора начинает расширяться в режиме пузырька в сферическом слое маловязкой жидкости до тех пор, пока скорость разрушения структуры не станет меньше скорости ее восстановления. Далее рост пузырьков прекратится и среда вновь приобретет свойства упругого геля с замороженными порами, но уже больших размеров. При достаточном запасе кинетической энергии в геле возможен неограниченный рост пузырьков с последующим формированием ячеистых структур, которые затем могут разрушаться на фрагменты.

Если предлагаемая физическая модель кавитационного процесса в геле верна, то при $\tau_{\max} > \tau_*$ модуль сдвига G в геле, в отличие от ньютоновской маловязкой жидкости [6], должен убывать с увеличением скорости сдвиговой деформации δ' (по крайней мере, в диапазоне малых значений δ'), поскольку, как уже отмечалось, сдвиговая прочность геля зависит от соотношения скоростей конкурирующих процессов разрушения и восстановления пространственных каркасов из ультрадисперсных элементов, придающих гелю упругие свойства. Так как при постоянной температуре скорость восстановления структуры геля не меняется, то с увеличением δ' должна увеличиваться степень его деструктуризации и, следовательно, убывать сдвиговая прочность, т. е. уменьшаться величина G .

Для исследования зависимости G от δ' и объемной концентрации пор α разработана реометрическая методика, в основу которой положен известный метод определения G и сдвиговой вязкости среды μ по степени затухания в ней поперечных (сдвиговых) монохроматических волн [7]. Возбуждение поперечной волны осуществляется колебанием в среде тонкой стеклянной пластинки в собственной плоскости. Распространение в среде затухающей поперечной волны регистрируется оптическим теневым методом. Далее по измеренным длине волны λ , отрезку x_0 , на котором амплитуда волны затухает в e раз, частоте колебаний пластинки ω и плотности среды ρ можно (в диапазоне упругих колебаний) вычислить действительную G_1 и мнимую G_2 части комплексного модуля сдвига $G^* = G_1 + iG_2$ из известных соотношений [7]

$$G_1 = \frac{\omega^2 \lambda^2 \rho [4\pi^2 - (\lambda/\chi_0)^2]}{[4\pi^2 + (\lambda/\chi_0)^2]^2}, \quad G_2 = \frac{4\pi\omega^2 \lambda^2 \rho \lambda/\chi_0}{[4\pi^2 + (\lambda/\chi_0)^2]^2}, \quad (4)$$

а затем определить реальный модуль сдвига исследуемой среды

$$G = (G_1^2 + G_2^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Данный метод применим лишь в случае исследования прозрачных сред, поскольку при этом параметры сдвиговой волны регистрируются оптическим (теневым) способом.

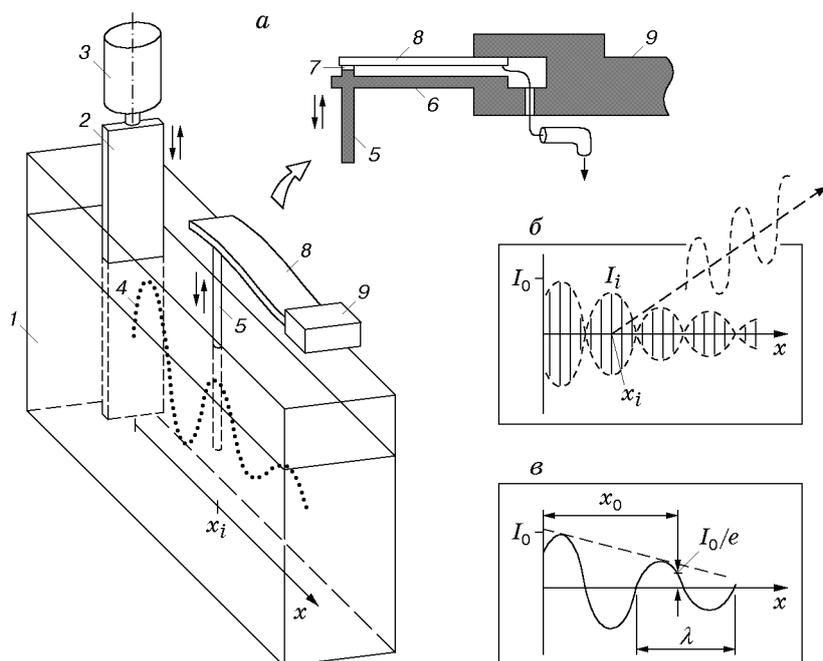


Рис. 4

В настоящей работе для регистрации сдвиговых волн в оптически непрозрачных, содержащих поры (или пузырьки) средах разработан специальный пьезоэлектрический датчик, позволяющий регистрировать очень слабые сдвиговые колебания звуковой частоты.

На рис. 4, *a* приведена схема модифицированного реометрического прибора, принцип работы которого заключается в следующем. В среду 1, содержащуюся в узком сосуде, имеющем форму параллелепипеда ($20 \times 10 \times 1,5$ см), погружена тонкая стеклянная пластинка 2 ($10 \times 1 \times 0,03$ см), колебания которой в собственной плоскости возбуждаются вибратором 3. (Частота колебаний пластинки может устанавливаться в диапазоне от 10 до 100 Гц в случае вязкоупругих жидкообразных сред и от 10 Гц до 1 кГц в случае маловязких жидкостей). Осциллирующая пластинка возбуждает в среде поперечную (сдвиговую) волну 4, которая распространяется затухая в направлении, перпендикулярном плоскости колебания пластинки. Волна должна иметь достаточно малую амплитуду, чтобы колебания удовлетворяли условию линейной упругости среды. На фиксированном расстоянии от пластинки, параллельно ей, в исследуемую среду помещается тонкий (диаметром 0,2 см) пустотелый стержень 5 из лиофильного к среде металла. Стержень подпружинивается упругой пластинкой 6 из бериллиевой бронзы. Поперечная волна возбуждает синхронные вертикальные колебания стержня, который упирается верхним торцом через изолятор 7 в свободный конец заземленной тонкой, обладающей пьезоэлектрическим эффектом пластинки 8. Вследствие большой длины пластинки (3 см) датчик, работающий по принципу звукоснимателя электропроигрывателя, имеет очень высокую чувствительность: слабые продольные перемещения стержня 5 инициируют изгибные колебания пластинки, в которой вследствие пьезоэлектрического эффекта формируется соответствующий волне электрический сигнал. Металлический корпус датчика 9 имеет акустическую развязку с несущей конструкцией прибора.

Устанавливая стержень 5 датчика на различных расстояниях x_i от пластинки 2, можно регистрировать амплитуду поперечной волны $I_i(t)$ в фиксированных точках x_i на пути ее распространения в среде. На рис. 4, *b* вертикальные линии соответствуют регистрируемой датчиком удвоенной амплитуде поперечной волны. По огибающей семейства этих

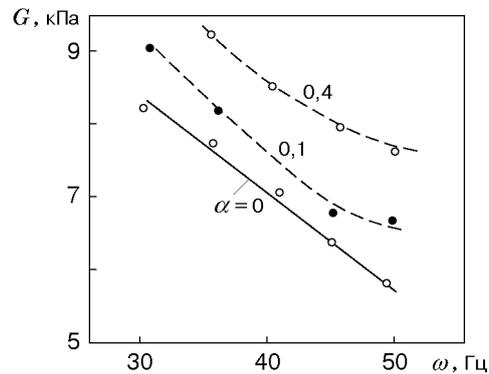


Рис. 5

линий восстанавливается профиль затухающей поперечной волны $I(x)$ (рис. 4, в). Далее по этому профилю определяется длина волны λ , отрезок x_0 , на котором амплитуда волны затухает в e раз, и, наконец, по формулам (4), (5) вычисляется модуль сдвиговой упругости среды G . Отладка реометра производилась на жидких средах, параметры которых известны из литературы.

По данной методике выполнены измерения зависимости модуля сдвиговой упругости геля G от концентрации в нем пор α и частоты сдвиговой волны ω , характеризующей скорость сдвиговой деформации среды δ' . В результате установлено, что с увеличением ω , а следовательно, и δ' модуль G убывает (рис. 5; точки — эксперимент), подтверждая справедливость предложенной выше физической модели развития кавитационного процесса в геле: чем выше скорость сдвиговой деформации, тем интенсивнее разрушается структура геля и снижается его сдвиговая упругость. Отметим также, что при фиксированном значении ω чем выше концентрация пор α , тем больше G вследствие увеличения суммарной упругости поверхностей пор (обусловленного межфазным натяжением). Последний результат согласуется с характером влияния концентрации пузырьков на сдвиговую упругость маловязких жидкостей: при $\alpha > 0,9$ вода приобретает свойства упругой пены.

3. Для исследования эволюции структуры глицеринового образца на последней стадии его объемного расширения в экспериментальной установке (см. рис. 1, слева) вместо скоростного фоторегистратора 4 использовалась крупноформатная фотокамера 8×12 см, позволяющая разрешать на снимке тонкую структуру среды. Регистрация необходимой стадии исследуемого процесса осуществлялась (при постоянном открытом затворе фотокамеры) с помощью импульсной подсветки, срабатывающей в заданный момент времени. На рис. 6 приведены схема взрывного формирования и фотография структуры глицеринового купола, который образуется вследствие взрыва проволоочки 1 под свободной поверхностью глицерина F . На фотографии зафиксирована структура купола через $1,5 \cdot 10^{-3}$ с после выхода фронта ударной волны S на свободную поверхность. Анализ эволюции структуры глицеринового купола показывает, что его разрушение происходит не вследствие неограниченного роста кавитационных пузырьков, как это имеет место в случае воды [8], а в результате развития начальных возмущений на внутренней поверхности купола, практически не содержащего пузырьков. Со временем эти возмущения трансформируются в струйные образования, которые затем разрушаются капиллярными силами на фрагменты. (В случае осесимметричного растяжения цилиндрического глицеринового образца среда, как показано в [1], трансформируется в волокнообразные структуры, ориентированные вдоль оси растяжения.)

Таким образом, разрушение глицериновых образцов может развиваться двумя путями. При очень медленном объемном растяжении образца в нем неограниченно растут ка-

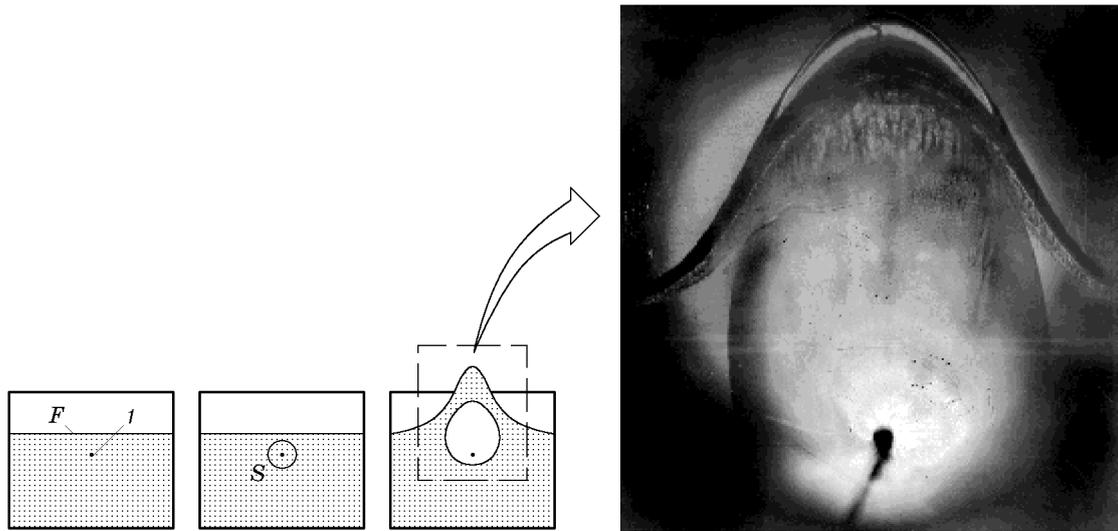


Рис. 6

витационные пузырьки — формируется пенная ячеистая структура, распадающаяся на фрагменты. При импульсном объемном растяжении кавитационный процесс затухает на начальной стадии, а на последующих стадиях рост возмущений на свободной поверхности образца обуславливает формирование струйных образований, которые под действием капиллярных сил распадаются на капли. В дальнейшем представляет интерес сформулировать критерий, разделяющий эти два типа разрушения.

Автор выражает благодарность А. Ю. Ердикову, принимавшему участие в изготовлении и отладке реометрического прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Стебновский С. В.** Экспериментальное исследование импульсного растяжения кавитирующих сред // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 5. С. 122–125.
2. **Стебновский С. В.** К построению реологической модели кавитирующих дисперсных жидких сред // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 1. С. 129–138.
3. **Стебновский С. В.** Реологическая модель объемного растяжения ньютоновских жидкостей // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 1. С. 129–140.
4. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теория упругости. М.: Наука, 1965.
5. **Мизес Р.** Механика твердых тел в пластически деформированном состоянии // Теория пластичности. М.: Изд-во иностр. лит., 1948.
6. **Корнфельд М.** Упругость и прочность жидкостей. М.: Гостехтеоретиздат, 1951.
7. **Adler F. T., Sawyer W. M., Ferry J. D.** Propagation of transverse waves in viscoelastic media // J. Appl. Phys. 1949. V. 20, N 11. P. 1036–1041.
8. **Кедринский В. К.** Поверхностные эффекты при подводном взрыве (обзор) // ПМТФ. 1978. № 4. С. 66–86.

Поступила в редакцию 7/Х 1998 г.