

О МЕХАНИЗМЕ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРУШЕНИЯ ЖИДКОГО ОБЪЕМА

С. В. Стебновский

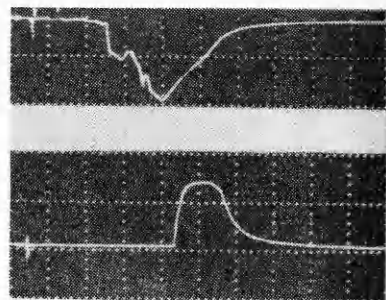
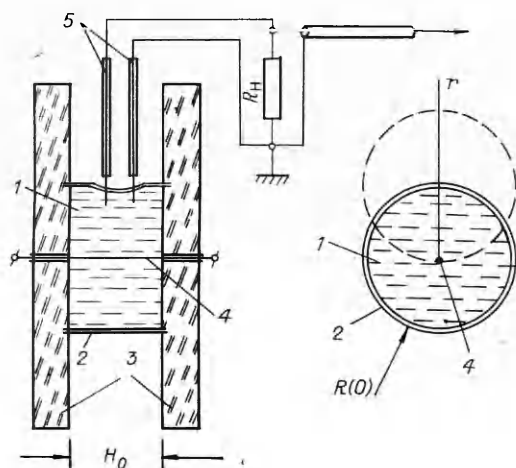
(Новосибирск)

Из многочисленных экспериментов известно [1, 2], что при импульсном нагружении жидких объемов конечных размеров происходит частичное или полное разрушение жидкой среды с последующим образованием брызгового потока. Но до настоящего времени не изучен физический механизм процесса такого разрушения. В [3] определен энергетический порог импульсного разрушения водяного объема при ударно-волновом нагружении. В [4] показано, что если время нагружения t_{\pm} много больше времени распространения по жидкости волны разгрузки t_0 , то разрушение обусловлено развитием возмущений на подвижных границах жидкого объема, если же $t_{\pm} \leq t_0$, то стадии разрушения предшествует неограниченное развитие кавитационного течения в среде. В последнем случае остается открытым вопрос о механизме разрушения, поскольку не ясно, каким образом в процессе развития кавитации происходят образование разрывов в пузырьковой среде и распад ее на отдельные фракции. Такой тип разрушения жидкости ниже будем называть кавитационным.

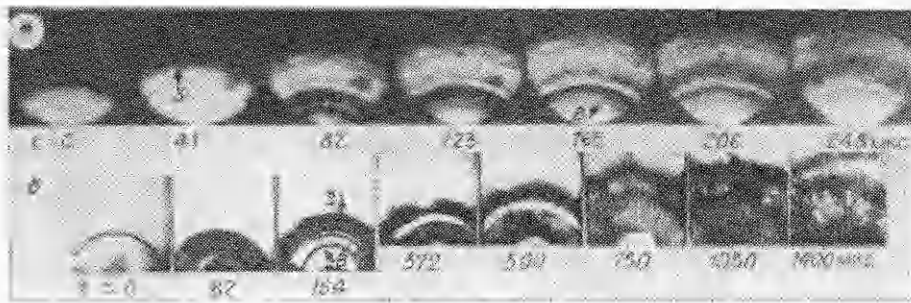
1. В настоящей работе предлагается феноменологический подход к построению физической модели кавитационного разрушения жидкой среды с учетом анализа экспериментальных результатов по осесимметричному ударно-волновому нагружению цилиндрического водяного объема.

Эксперименты проводились на водяных образцах 1 (рис. 1) с начальными размерами $R_0 = 2$ см, $H_0 = 3$ см. Внешняя поверхность жидкости в исходном состоянии ограничена тонкой бумажной оболочкой 2, а с торцов — жестко закрепленными плоскопараллельными пластинами из оргстекла 3. Ударная волна генерировалась в результате электровзрыва расположенной вдоль оси симметрии жидкого объема манганиновой проволоочки 4, на которую разряжалась батарея высоковольтных конденсаторов емкостью 1 мкФ. Энергия взрыва несколько превышала пороговое значение [3]. Время нагружения (продолжительность излучения ударной волны в жидкость, зависящая от параметров электроразрядной цепи) близко $t_0 = R_0/c_0$ (c_0 — скорость звука в воде). Согласно [4], процесс протекает в следующем порядке: генерация расходящейся цилиндрической ударной волны из-за электровзрыва проволоочки; отражение волны от свободной поверхности $r = R_0$ (рис. 1); развитие за фронтом волны разгрузки кавитационного течения с неограниченным ростом объемной концентрации пузырьков; разрушение радиально расширяющегося кавитационного объема на отдельные фракции. С помощью скоростного фоторегистратора СФР-1 производилась оптическая регистрация процесса (поле съемки на рис. 1 отмечено штриховой окружностью).

На рис. 2 приведены типичные кинограммы развития кавитационного течения в расширяющемся за волной разгрузки цилиндрическом водя-



Р и с. 1



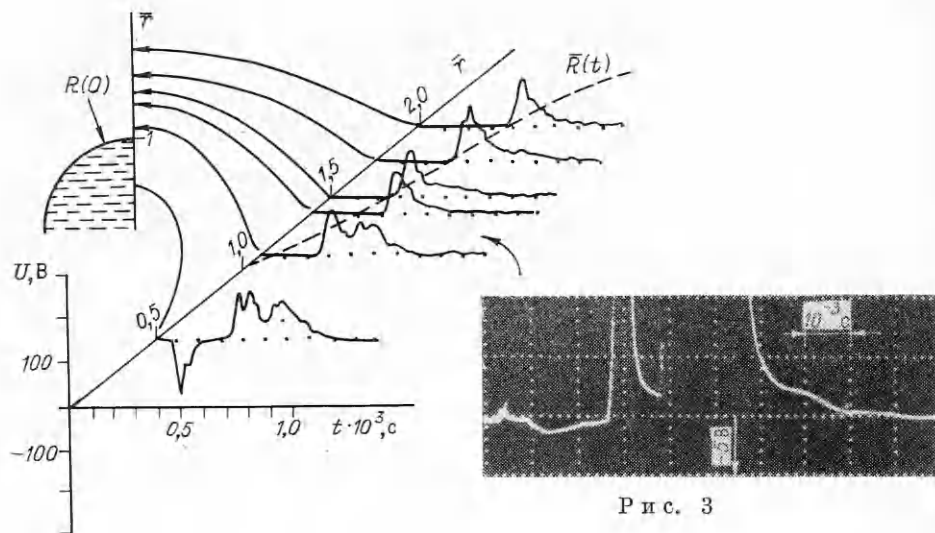
Р и с. 2

ном объеме, где a — исследуемая светлая среда на темном фоне (подсветка осуществлялась самосвечением взрывной полости, длившимся до $3 \cdot 10^{-4}$ с), b — темная среда на светлом фоне (подсветка импульсной лампой), S — подвижная внешняя граница расширяющегося двухфазного цилиндрического слоя, B — внутренняя его граница, т. е. граница взрывной полости. Из кинограмм видно, что, по крайней мере, через 123 мкс от начала взрывного нагружения жидкого объема (a) в изучаемой двухфазной среде становятся заметными радиальные и окружные разрывы (темные радиальные и окружные полосы); при сквозном подсвечивании среды (b) на ранних стадиях процесса разрывы не просматриваются, их можно видеть лишь на последних четырех кадрах. По кинограммам, однако, невозможно определить, в какой момент времени начинается процесс распада двухфазной среды на отдельные фракции, т. е. диспергирование.

Для определения начала процесса диспергирования разработан метод электрометрического зондирования газожидкостной среды, который основан на использовании эффекта электризации диспергированных полярных жидкостей [5, 6]. Известно, что при относительном движении фаз в дисперсной системе возникает разность потенциалов в направлении движения — электрокинетический эффект [7], обусловленный подвижностью внешней (состоящей из адсорбированных ионов) диффузной части двойного электрического слоя, образованного на границе раздела жидкой и газовой фаз, т. е. на границе пузырька в жидкости или (при разрушении) капель в воздухе. Таким образом, при движении пузырька в воде внешней диффузной границей двойного электрического слоя, с которой срываются адсорбированные ионы, является «жидкая граница», а при движении капель воды в воздухе, наоборот, ионы срываются с «газовой границы» слоя. Следовательно, в обоих случаях в «кильватере» движущейся частицы (пузырька или капли) образуются объемные заряды, но противоположных знаков.

Регистрация электрического потенциала в фиксированной точке среды осуществлялась двойным электрическим зондом, состоящим из двух изолированных электродов 5 (см. рис. 1) диаметром 0,2 мм, длиной 3 мм остальная часть электродов длиной 10 мм покрывалась электроизоляционным материалом). Электроды устанавливались параллельно на расстоянии 5 мм друг от друга и спаивались в покрытые изоляцией стальные тержни диаметром 2 мм. Схема включения зонда представлена на рис. 1, где R_n — нагрузочное сопротивление 10^4 кОм. Сигнал с R_n регистрировался на осциллографе (верхняя осциллограмма — отрицательный электрический сигнал, зарегистрированный в потоке кавитационных пузырьков, нижняя — положительный сигнал в потоке водяных капель, образовавшихся в результате взрывного диспергирования цилиндрического водяного образца).

Для того чтобы определить, в какой момент времени в процессе, приведенном на кинограммах рис. 2, начинается диспергирование, проводится серия замеров электрического сигнала U в точках r_* , расположен-



Р и с. 3

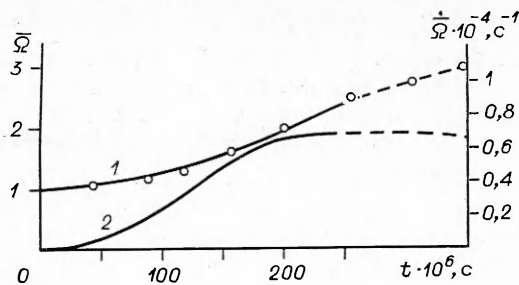
ных вдоль координаты r (см. рис. 1) на различных расстояниях от оси симметрии разрушаемого объема ($0,5 \leq \bar{r}_* = r_*/R_0 \leq 15$).

На рис. 3 показаны осциллограммы $U(t)$, зарегистрированные в диапазоне $0,5 \leq \bar{r}_* = r_*/R_0 < 2$ (результаты измерений $U(t)$ при $\bar{r}_* > 2$ не даны из-за перегруженности рисунка информацией); штриховая линия — экспериментальный график $\bar{R}(t) = R(t)/R_0$, характеризующий перемещение внешней границы разрушаемого объема. Анализ результатов измерений показал следующее. В области $\bar{r}_* < 1$ (точка $\bar{r}_* = 0,5$) вначале регистрируется отрицательный сигнал, соответствующий росту кавитационных пузырьков и их относительному перемещению в жидкости, порождающему отрицательный объемный заряд. В процессе роста пузырьков их объемная концентрация становится настолько большой, что разность скоростей фаз, а следовательно, и электрический сигнал стремятся к нулевому значению. После распада среды на отдельные фракции зонд вновь регистрирует электрический сигнал, но уже положительной полярности. В области $1 < \bar{r}_* < 1,5$ (точки 1,1; 1,4) к зонду подходит внешняя граница уже кавитирующей жидкости (см. рис. 2), имеющей в зоне, прилегающей к границе, достаточно высокую концентрацию пузырьков и следовательно, низкую относительную скорость фаз. Поэтому отрицательный сигнал, регистрируемый в зоне, очень мал: при выбранном усилении на осциллографе (см. рис. 3) он не просматривается, и лишь после начала разрушения среды регистрируется положительный сигнал большой амплитуды. На рис. 3 приведена осциллограмма, отвечающая случаю $\bar{r}_* = 1,2$, но при большом усилении, позволяющем регистрировать слабый отрицательный сигнал в зоне с высокой концентрацией пузырьков перед разрушением среды. При этом, естественно, положительный сигнал выходит за пределы экрана осциллографа. При $\bar{r}_* \approx 1,5$ и далее в момент подхода к зонду переднего фронта расширяющегося двухфазного объема сразу регистрируется положительный сигнал, соответствующий процессу разрушения среды ($\bar{r}_* = 1,5; 1,75; 2$).

Таким образом, разрушение начинается при достижении $\bar{R}(t) = R(t)/R_0$ значения 1,5, т. е. примерно через 250 мкс после начала взрывного нагружения жидкого объема (во всем объеме начало разрушения находится в интервале от 250 до 350 мкс, что, по-видимому, обусловлено неоднородностью развития кавитационного процесса вдоль координаты r при радиальном растяжении исследуемой среды).

На рис. 4 приведены полученные в результате обработки кинограмм графики роста безразмерного объема $\bar{\Omega}(t)$ радиально расширяющегося

кавитирующего цилиндрического водяного образца и скорости его объемного расширения $\dot{\bar{\Omega}}(t)$. Здесь $\bar{\Omega} = \Omega/\Omega_0$, $\Omega_0 = 4\pi R_0^2 H_0$ — начальный объем жидкого образца, $\Omega = 4\pi(R^2 - r_n^2)H_0$ — текущий объем радиально расширяющегося кавитирующего образца, $r_n(t)$ — радиус цилиндрического взрывного пузыря.



Р и с. 4

Длина образца $H_0 = \text{const}$, так как его осевое расширение ограничено плоскопараллельными пластинами 3 (см. рис. 1). Немонотонность графика $\dot{\bar{\Omega}}(t)$ обусловлена различной динамикой роста $R(t)$ и $r_n(t)$, от которых зависит $\Omega(t)$. Штриховые участки отвечают стадии разрушения образца. На рис. 4 видно, что кавитационное разрушение начинается при $\bar{\Omega}(t) \approx 2,25$, т. е. при средней объемной концентрации пузырьков $\langle \alpha \rangle \approx 55\%$; скорость объемного растяжения среды $\dot{\bar{\Omega}}(t)$ достигает максимального значения еще до начала разрушения.

Таким образом, анализ графиков показывает, что для кавитационного разрушения среды на отдельные фракции осредненная по объему концентрация пузырьков $\langle \alpha \rangle$ должна достигнуть какого-то критического значения $\langle \alpha_* \rangle$ (в данном случае $\langle \alpha_* \rangle \approx 55\%$). Но с ростом объемной концентрации кавитационных пузырьков должны изменяться структура и эологические свойства растягиваемой среды, что, по-видимому, и приводит к образованию на ней разрывов, т. е. к диспергированию кавитирующего жидкого объема на отдельные фракции. На основании такого предположения была проанализирована зависимость реологических свойств кавитирующей среды от объемной концентрации пузырьков и предложена физическая модель механизма кавитационного разрушения жидкого объема.

На начальной стадии расширения исследуемого объема воды при низкой концентрации кавитационных пузырьков, имеющих малые размеры и сферическую форму, среду можно рассматривать как газовую суспензию. В реологии суспензий известно [8], что с ростом α в такой среде увеличивается эффективный коэффициент вязкости $\bar{\mu}$. Но теоретическое изучение зависимости $\bar{\mu} = \bar{\mu}(\alpha)$ связано с очень большими трудностями, и в настоящее время получена лишь формула

$$\bar{\mu} = (1 + \alpha)\mu_0,$$

справедливая при $\alpha \ll 1$ (μ_0 — коэффициент вязкости чистой жидкости). Экспериментальное исследование зависимости $\bar{\mu} = \bar{\mu}(\alpha)$ позволило получить эмпирическую формулу [9]

$$\bar{\mu} = \mu_0 \left(1 - 1,09 \sqrt[3]{\alpha} \right),$$

приближающую экспериментальные графики до значения $\alpha \rightarrow 0,75$, соответствующего предельной упаковке сферических пузырьков. Эта зависимость справедлива для пузырьков суспензий и пен в широком диапазоне распределения пузырьков по размерам, но только при сдвиговых течениях и равновесных концентрациях пузырьков. Согласно (2), в равновесных концентрациях при $\alpha \rightarrow 0,75$ отношение $\bar{\mu}/\mu_0$ возрастает до 1,19. При радиальном растяжении жидкого цилиндрического образца газовыми пузырьками последние непрерывно расширяются и в среде происходит дополнительная диссипация энергии, а следовательно, при тех же значениях α отношение $\bar{\mu}/\mu_0$ должно превышать равновесное $\mu_0|_{\alpha=\text{const}}$. Действительно, увеличение объема двухфазной среды при радиальном растяжении, как известно [8], связано с появлением

объемной (второй) вязкости, а для многих сред она на несколько порядков выше значения сдвиговой вязкости $\bar{\mu}|_{\alpha=\text{const}}$.

Таким образом, при растяжении в волне разгрузки водяного объема с пузырьковыми зародышами эволюция реологических свойств изучаемой среды должна происходить в следующем порядке. В исходном состоянии $\alpha \ll 1$ и, согласно (1), $\bar{\mu} \approx \mu_0$, т. е. для воды вязкостью можно пренебречь, считая среду идеальной ньютоновской жидкостью. При начальном растяжении водяного образца с ростом α увеличивается эффективная вязкость $\bar{\mu}$ и среда переходит в состояние вязкой ньютоновской жидкости. Если продолжать растяжение, размеры пузырьков возрастают, и, взаимодействуя, пузырьки начинают деформироваться. Поскольку они обладают упругостью формы, обусловленной поверхностным натяжением, среда приобретает упругие свойства, т. е. становится вязкоупругой жидкостью, способной накапливать упругую энергию. Последнее связано с тем, что потенциальная энергия деформированного пузырька может перейти в кинетическую энергию окружающей жидкости лишь за конечное время, равное времени приобретения пузырьком сферической формы. Это время тем больше, чем больше размеры деформированного пузырька поэтому с ростом α (при фиксированной счетной концентрации пузырьков) должно увеличиваться время релаксации напряжений в такой среде.

При радиальном растяжении цилиндрического водяного объема, содержащего в исходном состоянии пузырьковые зародыши, в силу осесимметричности нагружения орты цилиндрической системы координат r и θ совпадают с главными осями тензора деформации ε_{ij} и во время всего процесса растяжения тензор напряжений P_{ij} имеет ортогональный вид. Следовательно, в среде могут существовать только радиальные τ_r и окружные τ_θ напряжения. С переходом среды в вязкоупругое состояние увеличивается время релаксации напряжений, и поэтому при достаточно быстром растяжении τ_r и τ_θ не успевают релаксировать, будут возрастать, что приведет к накоплению упругой энергии. При достижении упругой энергией значения свободной энергии поверхностей разрывов происходит разрушение среды. Образование окружных и радиальных разрывов, как уже отмечалось, наблюдается на кинограммах, приведенных на рис. 2. (В случае сферической симметрии также должны формироваться радиальные и окружные разрывы; при растяжении цилиндрического жидкого образца вдоль оси симметрии разрывы должны появляться в плоскости, перпендикулярной оси симметрии образца.) Наблюдаемые на рис. 2 разрывы напоминают трещины при осесимметричном взрывном нагружении цилиндрических твердотельных образцов. В отличие от трещин, которые, образовавшись, сохраняют свою форму, разрывы в вязкоупругой жидкости, как видно из экспериментов, могут затягиваться и вновь образовываться. Кроме того, в твердом теле трещины образуются в волне разгрузки, а в данном случае волна разгрузки, сообщив жидкой среде распределение скорости растяжения, переводит ее через процесс роста объемной концентрации пузырьков из состояния идеальной ньютоновской жидкости в состояние вязкой, а затем и вязкоупругой среды. Последняя при достаточно высокой скорости деформации накапливает упругую энергию, необходимую для образования разрывов.

Появление разрывов, по-видимому, можно объяснить следующим образом. Возникающие в процессе растяжения кавитирующей среды локальные зоны повышенной концентрации пузырьков характеризуются более высоким значением времени релаксации напряжений, а следовательно, и более интенсивным накоплением упругой энергии, что приводит к коалесценции в этих зонах пузырьков, т. е. к формированию разрывов. Если же среду растягивать очень медленно, то локальные неоднородности концентрации α , а значит, и поля давлений успевают сглаживаться вследствие чего пузырьки в процессе растяжения среды будут сохранять сферическую форму, не накапливая упругой энергии. Разрушение наступит лишь при достижении α значения, соответствующего предельной уп-

ковке пузырьков, когда соприкосновение между ними приведет к обращению фаз: двухфазная система перейдет из состояния «пузырьки в жидкости» в состояние «жидкие частицы в воздухе» с меньшим значением свободной энергии. Таким образом, можно предположить, что чем больше скорость растяжения кавитирующего объема жидкости, тем при более низких значениях $\langle \alpha \rangle$ должны образовываться разрывы.

2. Рассмотрим вопрос о возможности построения макрореологического уравнения растягиваемой кавитирующей жидкости. Пусть в исходном состоянии жидкий образец представляет собой конечный объем воды, содержащий пузырьковые зародыши с объемной концентрацией $\alpha_0 \ll 1$. На начальной стадии растяжения объема за фронтом волны разгрузки зародыш перемещается вместе с жидкостью так, что его скорость V_1 практически равна массовой скорости жидкости V_0 , следовательно, диссипацию энергии, вызванную относительным перемещением зародышей, можно не учитывать. К такой среде применимо макроскопическое уравнение вязкой ньютоновской жидкости [8]

$$(3) \quad P_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu_0 \dot{\varepsilon}_{ij}.$$

Поскольку из-за малой вязкости воды практически при любых реальных скоростях деформации вторым членом в правой части уравнения (3) можно пренебречь, то напряжение всегда изотропно и равно гидродинамическому давлению.

В процессе растяжения среды растут размеры и объемная концентрация пузырьков α , причем с увеличением размеров пузырьков растет их гидродинамическое сопротивление и снижается V_1 , что должно привести к дополнительной диссипации энергии основного движения жидкости и появлению дополнительного неанізотропного члена в (3) $P_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu_0 \dot{\varepsilon}_{ij} + \tilde{\sigma}_{ij}$. Действительно, согласно [10], при малой концентрации газовых пузырьков в воде и сохранении их сферичности с учетом пульсации одиночного пузырька, но без учета вязкости воды при сдвиговом течении тензор напряжений имеет вид

$$(4) \quad \langle \sigma \rangle = -\langle p \rangle \mathbf{I} + \rho_0 \alpha \left[\frac{3}{20} \{ |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_0|^2 \} \mathbf{I} - \frac{9}{20} (\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_0)(\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_0) \right].$$

Здесь, согласно использованным в [10] обозначениям, $\langle \sigma \rangle$ — тензор напряжений, осредненный по двухфазной среде; \mathbf{I} — единичный тензор; ρ_0 — плотность чистой воды; индексы 0 и 1 относятся соответственно к воде и газу. Из (4) следует, что, хотя локальный тензор напряжений в каждой из фаз изотропен, осредненный тензор благодаря относительной скорости фаз содержит анизотропную часть. Если в уравнение (4) ввести неучтенный из-за малости μ_0 член $2\mu_0 \dot{\varepsilon}_{ij}$ и, переобозначив $\langle \sigma \rangle = P_{ij}$, $\mathbf{I} = \delta_{ij}$, записать $P_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu_0 \dot{\varepsilon}_{ij} + \eta \sigma_{ij}$ ($\sigma_{ij} = \frac{A}{3} |\mathbf{V}_0 - \mathbf{V}_1|^2 \delta_{ij} - A(V_{0i} - V_{1i})(V_{0j} - V_{1j})$, $A = \frac{9}{20} \rho_0 \frac{\alpha}{\eta}$, η — параметр), то оно оказывается частным случаем реологического уравнения, полученного в [11] для суспензий. Действительно, если в последнем пренебречь членами, содержащими плотность частиц ρ_1 (что справедливо для пузырьков), то имеем

$$(5) \quad P_{ij} = (-p + \mu_0 \operatorname{div} \mathbf{V}_0) \delta_{ij} + \rho_0 (V_{0i} - V_{1i})(V_{0j} - V_{1j}) + \\ + \mu_0 (\dot{\varepsilon}_0)_{ij} + \mu \sigma_{ij}, \\ \sigma_{ij} = \frac{A}{3} |\mathbf{V}_0 - \mathbf{V}_1|^2 \delta_{ij} - A (V_{0i} - V_{1i})(V_{0j} - V_{1j}),$$

где V_i , V_j — компоненты осредненной скорости газожидкостной среды; A — коэффициент, зависящий от концентрации пузырьков; μ — коэффициент эффективной вязкости среды. Уравнение (5) учитывает вязкие напряжения, возникающие при сдвиговом течении в газовой суспензии

с малой α , но не содержит членов, описывающих взаимодействие пузырьков, а значит, не учитывает упругие свойства двухфазной среды. Если в (5) предположить, что относительная скорость фаз мгновенно принимает нулевое значение, то с учетом малости члена $\mu_0(\epsilon_0)_{ij}$ тензор напряжений также мгновенно становится изотропным, т. е. в среде, описываемой (5), не накапливаются упругие напряжения, поскольку время их релаксации равно нулю. Отсюда следует, что при малых концентрациях пузырьков двухфазная среда относится к классу обобщенных ньютоновских жидкостей с нулевой памятью.

При дальнейшем растяжении среды α растет, и уже необходимо учитывать упругое взаимодействие пузырьков, в результате которого они деформируются, а в среде растут упругие напряжения. При внезапном прекращении основного движения пузырьки не сразу примут равновесную конфигурацию, из-за чего среда обладает временем релаксации напряжения λ . В первом приближении моделью такой среды можно считать жидкость Максвелла. Но известные модификации макрореологического уравнения жидкости Максвелла [12] имеют смысл лишь для сдвиговых деформаций при малых скоростях и амплитудах сдвига, когда μ и λ остаются постоянными. В рассматриваемой задаче параметры μ и λ непрерывно изменяются в процессе деформации среды. Подход к решению такого типа задач описан в [13]. Поскольку μ и λ изменяются в процессе растяжения, необходимо разработать экспериментальную методику для определения зависимости μ и λ от α , скорости растяжения и других параметров процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кедринский В. К. Поверхностные эффекты при подводном взрыве (обзор) // ПМТФ.— 1978.— № 4.
2. Стебновский С. В. Развитие начальных возмущений внешней границы расширяющегося газожидкостного кольца // ПМТФ.— 1982.— № 5.
3. Стебновский С. В., Чернобаев Н. Н. Энергетический порог импульсного разрушения жидкого объема // ПМТФ.— 1986.— № 1.
4. Стебновский С. В., Чернобаев Н. Н. Влияние динамики нагружения жидкого объема на механизм его разрушения // ПМТФ.— 1987.— № 5.
5. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества.— М.; Л.: ГИТТЛ, 1949.
6. Чалмерс Д. А. Атмосферное электричество.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974.
7. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика.— М.: Физматгиз, 1959.
8. Бэтчелор Д. Введение в динамику жидкости.— М.: Мир, 1973.
9. Legner H. H. A simple model for gas bubble drag reduction // Phys. Fluids.— 1984.— V. 27, N 12.
10. Biesheuvel A., Wijngaarden L. Two-phase flow equations for a dilute dispersion of gas bubbles in liquid // J. Fluid Mech.— 1984.— V. 148.— P. 301.
11. Severa M., Hrbek J. Vazkost suspenze formulovana na zaklade teorie disipativnich disperznich soustav // Reologie a reometrie vicefazovych kapalnych systemu.— Praha: Ustav pro hydrodynamiku CSAV, 1979.
12. Реология. теория и приложения/Под ред. Ф. Эйриха.— М.: ИЛ, 1962.
13. Годунов С. К. Элементы механики сплошной среды.— М.: Наука, 1978.

Поступила 9/XII 1987 г.

УДК 621.3 : 539.89 : 537.311.3

УДАРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВОЛНЫ ПРОВОДИМОСТИ В ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Е. И. Биченков, С. Д. Гилев, А. М. Трубочев
(Новосибирск)

1. Ударные волны и электрофизический эксперимент. Вводные замечания. Исследования и практические разработки в области управляемого термоядерного синтеза и получения новых материалов с уникальными свойствами требуют создания в веществе высоких плотностей энергии, необходимых для преодоления акти-