

## ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ И ДИНАМИКА СТРУКТУРЫ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ

УДК 534.222+532.528+622.235.5

**В. К. Кедринский**

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

Обзор содержит результаты экспериментальных, теоретических и численных исследований, выполненных научными группами ряда институтов Сибирского отделения РАН за последние 10 лет в области поведения сред при динамическом нагружении, и включает как новые постановки, так и продолжение фундаментальных исследований, рассмотренных в [1]. Прежде всего, это волновые процессы и структура течений, возникающих при взрывном нагружении сложных многофазных сред, в том числе процессы инверсии двухфазного состояния и реология кавитирующих жидких сред за фронтом интенсивных волн разрежения, волны в пузырьковых средах с химически активной газовой фазой, плотных порошковых средах и снарядных системах, а также взрывные процессы в грунтах, кумуляция и др.

### ВОЛНЫ В МНОГОФАЗНЫХ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СИСТЕМАХ

**Пузырьковая детонация.** В начале 80-х годов был обнаружен эффект формирования квазистационарных волн в пузырьковых системах типа инертная жидкость — химически активный газ и горючее (жидкая фаза) — окислитель (газ), определены режимы течения, при которых за счет теплоты реакции в газовой смеси происходит компенсация энергии, потерянной волной при ее взаимодействии с пузырьковой средой. Экспериментальные исследования в этой области были продолжены, в частности, с целью выяснения тонкой структуры волны пузырьковой детонации и анализа влияния дисперсного состава пузырьков на ее развитие и параметры.

А. В. Пинаев и А. И. Сычев экспериментально исследовали условия существования детонационных волн в газожидкостных системах различных структур при равномерном распределении пузырьков диаметром 2–4 мм в вертикальной ударной трубе длиной 4 м и диаметром 35 мм в широком диапазоне объемных концентраций газовой фазы ( $0,25 \leq k_0 \leq 8 \%$ ) и динамических вязкостей жидкой фазы ( $1,01 \cdot 10^{-3} \leq \nu \leq 1,89 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ) [2].

Установлено, что критическая амплитуда инициирующей ударной волны, необходимая для воспламенения смеси, возрастает с увеличением  $k_0$ , периода индукции  $\tau$  химической реакции в результате обеднения или переобогащения смеси и с уменьшением вязкости жидкости. Оказалось, что вязкость несущей жидкой фазы играет важную роль в процессе формирования детонационной волны: практически для всех исследованных систем процесс выходит на стационарный режим при  $\nu \approx 10^{-2} \text{ Па}\cdot\text{с}$  и выше. Авторы связывают этот эффект с возрастающей устойчивостью формы поверхности пузырька при схлопывании.

А. И. Сычев исследовал детонационные волны в многокомпонентных пузырьковых средах типа смеси пузырьков химически активного газа с концентрацией  $k_{ch}$  и инертного газа с концентрацией  $k_{in}$ , пузырьков с газом-окислителем и с химически активным газом в жидком горючем и комбинации из этих систем [3–6]. Обнаружено, что присутствие пузырьков инертного газа не сказывается на структуре, но снижает скорость детонационной

волны и ограничивает возможность ее существования диапазоном  $k_{in} \leq 0,5k_{ch}$ . Оказалось, что свойства инертных газов влияют на параметры детонации только в тех случаях, когда эти газы разбавляют химически активную смесь в пузырьках. Экспериментальные исследования влияния размеров пузырьков на процесс показали, что в монодисперсных системах длина детонационной волны изменяется примерно пропорционально диаметру пузырьков [7]. При этом было обнаружено, что детонация отсутствует в системах с пузырьками  $d \geq 5-6$  мм для  $k_0 \geq 2\%$  и  $d \leq 1,8-2$  мм для  $k_0 \geq 4\%$ .

В. Ю. Ляпидевский на основе анализа равновесных и неравновесных по давлению моделей пузырьковых сред теоретически оценил пределы скорости распространения самоподдерживающихся волн в активной пузырьковой среде [8]. Так, минимальная скорость волны в первом случае может быть определена по формуле

$$D_{\min}^e \simeq c_e(\bar{\varphi}y_e^{-\gamma-1})^{1/2},$$

где  $y = \tau_g/\tau_{g0}$ ;  $\bar{\varphi} = \gamma\varphi/\gamma_0$ ;  $c_e = \sqrt{\gamma_0 p_0 \tau_0/k_0}$ ;  $\gamma$  — показатель политропы газа;  $\bar{\varphi}$  — скачок давления в результате адиабатического взрыва при постоянном объеме;  $\tau_g$  — удельный объем газовой фазы;  $c_e$  — равновесная скорость звука;  $\tau_0$  — удельный объем смеси. Показано, что во втором случае скорость волны  $D_{\min}$  определяет верхний предел. При уменьшении вязкости жидкой фазы предполагается, что пузырьки могут разрушиться и скорость волны станет равновесной  $D_{\min}^e$ .

В. Ю. Ляпидевским решена задача о структуре одномерного движения пузырьковой химически активной среды в канале с упругими стенками. Получено стационарное решение уравнений совместного движения среды и мембраны, которое связывает два различных равновесных состояния и содержит ударный переход с энерговыделением на фронте волны. Высказано предположение, что найденное решение может быть использовано для качественного описания кавитационного механизма, поддерживающего детонацию с малой скоростью в пленках жидких взрывчатых веществ (ВВ) на упругой подложке [9].

А. В. Троцюк и П. А. Фомин [10] предложили модель пузырьковой детонации с учетом сжимаемости и вязкости жидкой фазы, наличия периода индукции химической реакции и сдвига химического равновесия, но в отсутствие тепло- и массообмена. Для вычисления удельной внутренней энергии газа  $U$  и описания состояния химического равновесия были использованы уравнения:

$$U = \left[ \frac{3}{4} \left( \frac{\mu}{\mu_a} + 1 \right) + \frac{3}{2} \left( \frac{\mu}{\mu_a} - 1 \right) \frac{\Theta/T}{\exp(\Theta/T) - 1} \right] \frac{RT}{\mu} + \bar{E}_D \left( \frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right),$$

$$\frac{\rho_g}{\mu} \frac{(1 - \mu/\mu_{\max})^2}{\mu/\mu_{\min} - 1} \exp(E_D/RT) = \frac{AT^{3/4}(1 - \exp(-\Theta/T))^{3/2}}{4K_+},$$

где  $\mu$  — молекулярная масса газа в атомарном (индекс  $a$ ), предельно диссоциированном ( $\min$ ) и предельно рекомбинированном ( $\max$ ) состояниях;  $\Theta$  — эффективная температура возбуждения колебательных степеней свободы;  $E_D$  — средняя энергия диссоциации продуктов реакции;  $A$ ,  $K_+$  — константы скоростей диссоциации и рекомбинации обобщенных продуктов реакции. Для расчета температуры в зоне химической реакции использовалась изэнтропа

$$\frac{dT}{d\rho_g} = - \frac{U_{\mu}\mu\rho_g - RT/\rho_g\mu}{U_T + U_{\mu}\mu T},$$

для которой значения  $\mu$ ,  $U$  находятся из приведенных выше двух уравнений. Показано, что при высоких начальных давлениях в пузырьковой среде формируется сверхзвуковой (относительно замороженной скорости звука) волновой режим: скорость детонационной волны превышает 2500 м/с для концентрации газовой фазы  $k_0 = 0,01$ .

Один из первых численных анализов процесса формирования волны пузырьковой детонации был выполнен В. К. Кедринским и Ч. Мейдером в [11]. Рассмотрены взаимодействие сильной плоской ударной волны с одиночным сферическим пузырьком радиусом 2 мм и распространение волны в двухфазной пузырьковой среде с химически активным газовым и несжимаемым жидким компонентами.

В первом случае в расчете использовались уравнения состояния НОМ для воды и продуктов детонации смеси (моль на моль) ацетилена с кислородом и закон Аррениуса для скоростей реакции (Ч. Мейдер, [12]). Результат получился неожиданным: при взаимодействии ударной волны с амплитудой 50 МПа с пузырьком интенсивности преломленной внутрь пузырька волны оказалось достаточно, чтобы возбудить детонацию в окрестности его стенки со стороны падения ударной волны. Таким образом, детонационный процесс был возбужден без адиабатического сжатия пузырька. В зоне инициирования детонации возник мощный пик давления с амплитудой порядка 0,12 ГПа, которая существенно выше амплитуды падающей волны. Температура по объему пузырька распределялась неравномерно и к 10 мкс значительно превышала температуру инициирования реакции, меняясь вдоль его диаметра от 3000 до 1200 К.

Второй подход основывался на двухфазной модели в предположении несжимаемости жидкого компонента (В. К. Кедринский, [13]):

$$\Delta p = -\rho_0 k_0 \frac{\partial^2 k}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 k}{\partial t^2} = \frac{3k^{1/3}}{\rho_0 R_0^2} (\bar{\rho} p_0 k^\gamma - p) + \frac{1}{6k} \left( \frac{\partial k}{\partial t} \right)^2,$$

где  $k_0$ ,  $R_0$  — начальные значения объемной концентрации газа и радиуса пузырьков;  $k = (R/R_0)^3$ ;  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Формулировка задачи о расчете волновых процессов в химически активной среде дополнялась специальным физическим условием, согласно которому при достижении температуры воспламенения смесь в пузырьках мгновенно взрывается и вся теплота реакции  $Q$  переходит во внутреннюю энергию продуктов детонации. При этом давление в пузырьках мгновенно повышается до величины  $p_* = (\gamma_* - 1)\rho_* Q$ , где  $\rho_*$  — плотность смеси, при которой произошел взрыв; индекс \* относится к продуктам детонации.

В приведенной системе упомянутое физическое условие моделируется множителем  $\beta$  в уравнении для концентрации  $k$ . Отсутствие какой-либо кинетики для химических реакций делает эту модель пузырьковой детонации предельно простой. До момента взрыва  $\beta = 1$ , после взрыва мгновенно меняется показатель адиабаты для газовой смеси в пузырьке, а  $\beta$  определяется по величине  $p_*$  (в рассмотренном примере он оказался равным 6,5) [11].

Как показал расчет, параметры волны пузырьковой детонации не зависят от интенсивности падающей волны: от нее требуется только одно — инициировать реакцию в пузырьках. Наоборот, время установления квазистационарного режима более чувствительно к параметрам инициирующей волны: например, при уменьшении ее длительности с 60 до 20 мкс (при амплитуде 3 МПа) время увеличивается с 66 до 420 мкс. Рассчитанные в рамках этой модели профиль волны и ее скорость для достаточно широкого диапазона величин объемных концентраций пузырьков оказались вполне сопоставимы с экспериментальными.

Скорость волны пузырьковой детонации — один из параметров процесса, наиболее легко определяемых в экспериментах и часто используемых для оценки адекватности различных подходов к описанию процесса, включая классический, применяемый в случае реальных взрывчатых веществ [8]. Один из подходов (В. К. Кедринский, Ч. Мейдер, [14]) основан на двух особенностях трансформации ударных волн в пассивных пузырьковых средах, наблюдаемых в экспериментах [13].

Первая состоит в том, что в пузырьковой среде по мере распространения и диссипации ударной волны формируется некоторая зона длиной  $L$ , в которой пузырьки схло-

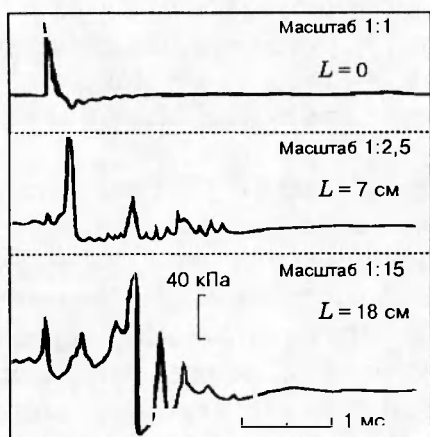


Рис. 1

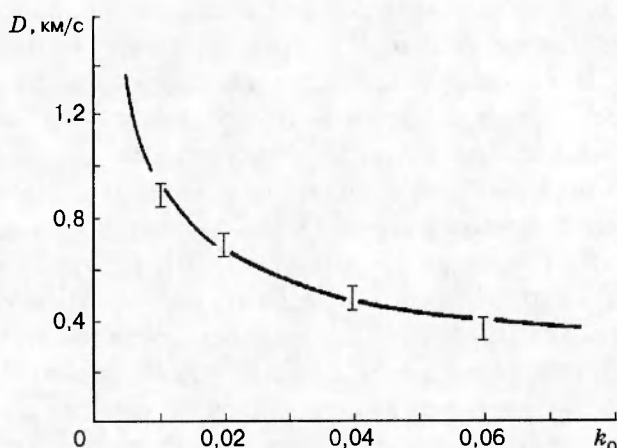


Рис. 2

пываются синхронно. Размер этой зоны, очевидно, пропорционален характерному расстоянию  $\delta = R_0/\sqrt{3k_0}$ , на котором происходит затухание падающей волны [13]. Этот вывод подтверждается динамикой структуры профиля волны по мере ее распространения по пузырьковым слоям различной толщины (рис. 1, амплитуда падающей волны 1 МПа, предвестники и волновые пакеты получены для  $L = 7$  и 18 см и  $k_0 \approx 0,06$ ). Естественно, что аналогичный эффект возникает и в химически активной пузырьковой системе, если судить по размеру зоны инициирования детонации при той же объемной концентрации (А. И. Сычев, А. В. Пинаев, [15]).

Вторая особенность связана с оценкой времени схлопывания пузырьков «коллективного» слоя до степени  $R_* = R_0/R_*$ , соответствующей температуре воспламенения:

$$t_{ig} \approx 0,14 R_{\max} \sqrt{\rho_0/p_0} \exp(L/2\delta), \quad 4\pi p_0 R_{\max}^3/3 = Q m_g.$$

С учетом этих особенностей в [14] предложена полуэмпирическая зависимость скорости волны пузырьковой детонации от объемной концентрации пузырьков

$$D \approx \lambda [\rho_* (\gamma_* - 1) Q / \rho_0 k_0]^{1/2},$$

представленная на рис. 2 (сплошная линия — расчетные данные). Значение  $\lambda$  выбиралось по одной из экспериментальных точек. Сравнение с экспериментальными данными (вертикальные черточки) показало, что предложенная оценка оказывается вполне приемлемой.

В. Ш. Шагалов и Н. К. Вахитова в работе [16] рассмотрели стационарные решения типа уединенной волны для химически активной пузырьковой среды с несжимаемым жидким компонентом и пришли к выводу о независимости числа Маха детонационной волны  $M = D/c_w$  от объемной концентрации газовой фазы ( $c_w$  — скорость ударной волны в пузырьковой среде). Согласно [16],  $M \approx 8$ . Практически это означает, что  $D \propto k_0^{-1/2}$ .

Бимолекулярная кинетика (О. Тодес, 1933) для определения числа молекул  $n$ , формирующихся в единице объема в процессе реакции, в виде уравнения

$$\frac{dn}{dt} = A\sqrt{T} e^{-E_a/BT} (a - n)^2$$

была использована в первых численных исследованиях в предположении адиабатического взрыва газовой смеси при постоянном объеме (В. К. Кедринский, Ф. Н. Замараев, Ч. Мейдер, [17, 18]). Здесь  $E_a$  — энергия активации;  $B$  — газовая постоянная;  $a$  — начальная концентрация исходной компоненты. Было обнаружено, что теплообмен в условиях сохранения сферической симметрии при схлопывании пузырьков недостаточен для формирова-

ния действительно уединенной волны: за фронтом детонационной волны возникает зона интенсивного излучения, связанная с сохранением в пузырьках части тепла, полученного в результате реакции. Требуются дальнейшие исследования механизма возможных потерь, которые могут быть связаны как с дополнительным теплообменом (вследствие неустойчивости формы пузырька и увеличения поверхности межфазной границы), так и с массообменом.

Исследования последних лет показали, что явление пузырьковой детонации может быть использовано для объяснения механизмов ряда известных физических явлений и роли кавитационных эффектов в крупномасштабных взрывных процессах. Действительно, реальные жидкие среды содержат микронеоднородности: микропузырьки свободного газа, твердые микрочастицы и их комбинации, которые называют кавитационными ядрами (А. С. Бесов, В. К. Кедринский, Е. И. Пальчиков, И. Матсумото, Х. Охаши, [19, 20]). Согласно современным представлениям, основанным на многочисленных экспериментальных исследованиях, плотность микропузырьков свободного газа, например, в чистой жидкости имеет порядок  $10^3-10^4 \text{ см}^{-3}$  при  $R_0 \simeq 1,5 \text{ мкм}$ , что позволяет сделать вывод о необходимости принимать во внимание двухфазный характер реальных жидкостей. Естественно, что при возникновении растягивающих напряжений на ядрах начинают развиваться парогазовые пузырьки, формируется так называемый кавитационный кластер, форма и динамика которого определяются спектром начальных размеров ядер, характером прикладываемых напряжений и граничными условиями. Это явление называют пузырьковой кавитацией.

Как показывает опыт, неоднородность среды и физика кавитации имеют прямое отношение к таким явлениям, как детонация жидких ВВ и взрывные процессы в легко испаряющихся и воспламеняющихся жидкостях, содержащихся под давлением в контейнерах, когда последние внезапно разгерметизируются, например, в результате удара (В. К. Кедринский, В. А. Вшивков, Г. И. Дудникова, [21]). Наблюдавшиеся при этом катастрофические разрушения контейнеров объяснялись двумя механизмами (Р. Барбоне и др., [22]):

1) возможным извержением сжатых жидкостей в виде двухфазных кавитирующих струй и их последующим распылением, в результате которого формируется газокпельное облако и возникает так называемый объемно-детонирующий заряд;

2) генерацией волн разрежения при частичной разгерметизации контейнера, в результате распространения которых в жидком горючем развиваются быстрые процессы типа кипения (давление внутри сосуда резко увеличивается).

Но возможен и третий механизм, который способен создать более высокие (на несколько порядков) импульсные нагрузки. Вполне вероятно, что при заполнении контейнера в жидкости образуется большое количество пузырьков, содержащих смесь воздуха с парами горючего, способную воспламениться при адиабатическом сжатии. Аналогичная смесь может образоваться и в результате расширения пузырьков, первоначально содержащих только воздух, за счет массообмена в волнах разрежения. При ударе и разгерметизации контейнера в жидкости будут возникать, распространяться и взаимодействовать волны разрежения и ударные волны, способные возбудить волну пузырьковой детонации. К чему могут привести подобные взаимодействия, видно из рис. 3 и 4, демонстрирующих соответственно процессы формирования и столкновения детонационных волн. На рис. 3 для трех моментов времени (190, 330 и 560 мкс) приведены распределения относительного радиуса  $R/R_0$ , относительного содержания прореагировавших компонентов смеси  $N = n/a$  и среднего давления в среде  $p$ :  $k_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $R_0 = 0,2 \text{ см}$ . Давление на границе среды ( $x = 0$ ) задавалось в виде ступеньки с амплитудой  $p_l = 5 \text{ МПа}$ . При столкновении таких волн результирующее давление может достигать 300 МПа (рис. 4).

Интересный эффект был обнаружен В. К. Кедринским, В. А. Вшивковым, Г. И. Дудниковой, Ю. И. Шокиным [21, 23] при численном исследовании столкновения волн разрежения в среде с микропузырьками активного газа, моделирующем процесс нагружения образца

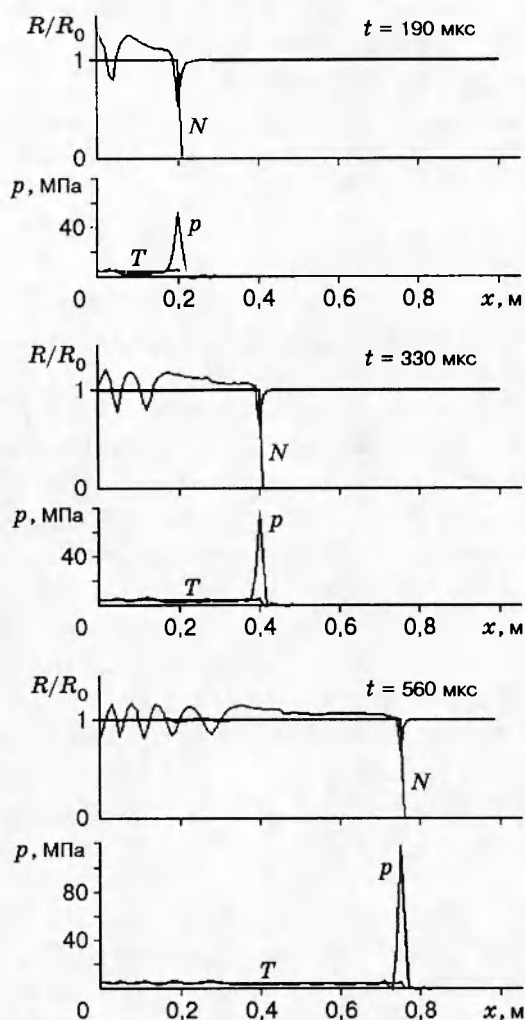


Рис. 3

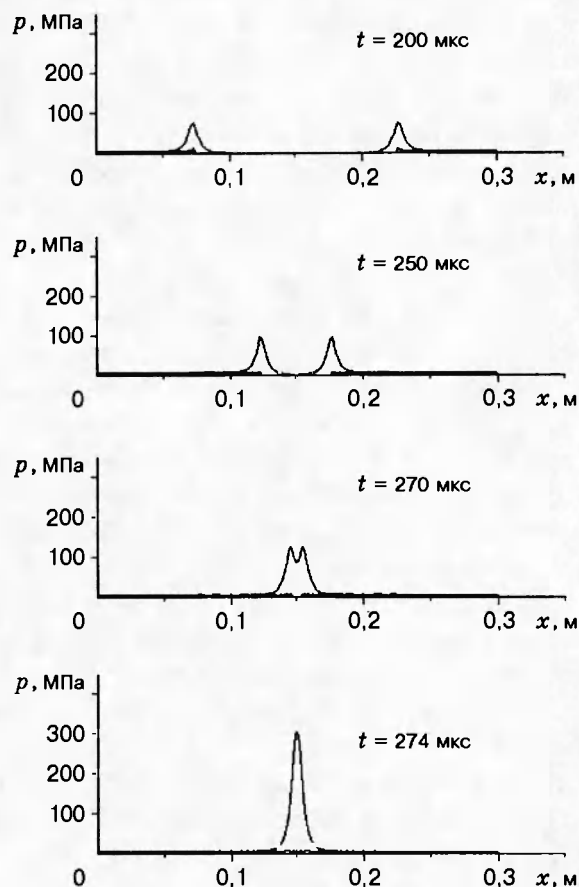


Рис. 4

жидкого ВВ со свободной границей. Оказалось, что и в этом случае возможно инициирование волны пузырьковой детонации в центре образца (давление в плоскости столкновения достигает 300 МПа). Эффект основан на особенностях трансформации волны разрежения по мере ее распространения в кавитирующей жидкости, за фронтом которой возникает пульсация с интенсивной положительной фазой. Столкновение таких волн, в конечном счете, приводит к разогреву газовой смеси до температуры воспламенения и возникновению волны пузырьковой детонации, резкий рост давления за фронтом которой вполне может объяснить упомянутые выше эффекты.

**Пассивные многофазные среды.** Не ослабевал интерес и к исследованию волновых процессов в сложных пассивных газожидкостных системах [24–47]. Так, В. Е. Донцовым, В. Е. Накоряковым и В. В. Кузнецовым [24, 25] в результате экспериментальных исследований динамики структуры импульсных возмущений в пористых средах, насыщенных жидкостью, газом или жидкостью с пузырьками газа, подтверждено существование двух типов продольных волн — «быстрой» и «медленной». Показано, что процесс их формирования зависит от условий генерации возмущения на границе, а также сжимаемости пористого скелета и насыщающей его жидкости (газа или газожидкостной смеси).

Предполагается, что межфазное трение на границе жидкость — твердый скелет определяет механизм диссипативных потерь, в частности, из-за вязкоупругих сил, обусловленных выдавливанием вязкой жидкости из тонкого зазора вблизи точек контактов зерен

пористого скелета. Опытные данные по исследованию структуры, скорости и характера затухания волн давления в пористых средах, насыщенных жидкостью, обобщены на основе расчетов по линейной модели Френкеля — Био в [24–27].

В. Е. Донцовым, В. А. Масловым, В. Е. Накоряковым и Б. Г. Покусаевым получены эволюционные уравнения распространения слабонелинейных возмущений давления двухволновой структуры, учитывающие нелинейные колебания пузырьков, их вязкое затухание в пористой среде, а также нелинейность на контактах зерен твердого скелета при их деформации [28–31]. Показано, что основная нелинейность процесса эволюции волн давления обусловлена зависимостью сжимаемости пористого скелета от амплитуды волны.

В. Е. Накоряковым, В. Е. Донцовым и Б. Г. Покусаевым получены экспериментальные данные по скорости, структуре и затуханию волн умеренной интенсивности в суспензии жидкости с твердыми частицами и газовыми пузырьками [32–35]. Исследовано влияние коэффициента присоединенной массы жидкости на скорость распространения волны, предложена модель, описывающая слабонелинейные волны в трехфазных суспензиях, и показано, что основным механизмом их затухания является теплообмен газа в пузырьках с окружающей жидкостью. Обнаружен и объяснен механизм образования осциллирующих уединенных волн-мультисолитонов в жидкости с пузырьками газа разных размеров (В. Г. Гасенко, В. Е. Донцов, В. Е. Накоряков, В. В. Кузнецов и П. Г. Марков, [36–40]). Влияние дробления пузырьков на эволюцию волны, механизмы их разрушения, столкновение уединенных волн умеренной интенсивности экспериментально исследованы в работах [41–45].

При исследовании процессов прохождения волн через границы раздела системы «жидкость — пористая среда, насыщенная жидкостью с пузырьками газа» и «жидкость — суспензия жидкости с твердыми частицами и газовыми пузырьками» обнаружено существенное влияние инерционных эффектов на параметры отраженных волн, обусловленных наличием твердой фазы. Проведено обобщение опытных данных по коэффициенту отражения в рамках модели Био [46, 47].

**Фазовый переход. Снарядные структуры.** С. И. Лежнин, Н. А. Прибатурин, В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев, С. П. Актершев, Б. С. Жакупов и Е. С. Вассерман [48–60] выполнили обширный цикл экспериментальных и теоретических исследований по распространению волн давления в газо- и парожидкостных средах с различными внутренними структурами и интенсивными фазовыми переходами. Так, в [54] в результате анализа динамики паровой полости (снаряда) в канале для случая ударного внешнего воздействия определены основные критерии подобия: параметр нелинейности  $M = (\gamma + 1)\Delta p/2\gamma p_0$  и критерий фазового превращения  $W = 3Ja\sqrt{at_0}/2R_0$  (интегральный критерий Якоба, где  $t_0$  — характерное время начального возмущения). Последний критерий определяет отношение энтальпии недогрева вовлекаемой в теплообмен жидкости к количеству теплоты, которое необходимо отвести для конденсации пара в снаряде. Получена оценка времени «прорастания» теплового слоя через стенку. Предложена карта режимов схлопывания снаряда под действием внешней ударной нагрузки. Численно определена граница перехода от гидроударного режима схлопывания к осцилляторно-тепловому [54, 55, 58, 59]. Полученные аналитические решения показывают, что наибольшее различие в динамике парового снаряда и пузырька наблюдается на стадии их роста. При больших значениях  $W$  инерционная стадия роста для парового снаряда сохраняется сколь угодно долго.

В результате исследования динамики схлопывания парового снаряда в канале с учетом его разрушения предложена качественная модель развития кумулятивной струи при воздействии на систему паровой снаряд — жидкая пробка ступенчатой нагрузки для фазовых переходов различной интенсивности [57, 58]. Рассмотрены процессы схлопывания снаряда при наличии в нем двухфазной смеси пар — капельки жидкости, возникающей в результате его разрушения. Численно определено значение критического числа  $W \simeq 0,5$ ,

характеризующего интенсивность процесса фазового перехода. Показано, что многократное возрастание давления в парожидкостной среде объясняется схлопыванием равновесных парожидкостных кластеров, возникших в результате разрушения паровых образований.

В рамках механической аналогии исследованы волны в снаряженной структуре газо- и парожидкостной среды [48–52, 55, 56, 60] с учетом «аперриодичности» этой структуры [50, 52] и наличия на межфазной границе пленки жидкости [49, 52]. Построены квазиконтинуальная [48–52, 56, 60] и дискретная модели эволюции волн [52, 55, 56], получены аналитические решения, описывающие их динамику [52, 56]. Моделирование эволюции волн при интенсивных фазовых переходах выполнено в предположении упругого и абсолютно неупругого взаимодействия жидких пробок [55, 56]. Показано, что процессы разрушения снаряда под воздействием динамической нагрузки принципиально меняют волновой режим, что «упругая» модель качественно описывает эволюцию ударной волны, а «неупругая» дает правильное асимптотическое значение скорости распространения волны полной конденсации. Экспериментально доказано [55, 58], что «гребенки» импульсов являются суперпозицией локальных гидроударов.

Методом сведения сложных структур к суперпозиции канонических систем (пузырьковой, расслоенной, снаряженной) проведен анализ эволюции слабонелинейных волн в периодической пузырьковой среде, в которой жидкие пробки чередуются с газожидкостными кластерами [51, 52, 60], в расслоенно-пузырьковой среде с жидким слоем, содержащим пузырьки газа [53, 60], в снаряженно-кластерной структуре (газовые снаряды чередуются с газожидкостными кластерами [60]), в гребешковой (снаряженная структура в горизонтальных и наклонных каналах [60]) и др.

Анализ акустики снаряженной структуры показал [60], что при наличии в жидких пробках пузырьков газа на эволюцию волны влияет отношение объемного содержания газа в снарядах и пузырьках. Для периодической пузырьковой и расслоенно-пузырьковой сред «снаряженная» и «расслоенная» дисперсия волны, как правило, преобладают над «пузырьковой» [51, 53].

Эксперименты показали, что в пузырьковой парожидкостной среде ударные волны при увеличении их интенсивности трансформируются в короткие импульсы длительностью 300–500 мкс с амплитудой, существенно превышающей первоначальную, а крутизна их фронта растет с увеличением расстояния (В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев, И. Р. Шрейбер, Н. А. Прибатурин и др., [51, 61–65]). Паровые пузырьки в таком импульсе практически полностью схлопываются и могут возникать вновь после его прохождения. Фронт конденсации в ударном импульсе становится крутым и по времени совпадает с передним фронтом импульса.

Экспериментальное исследование поведения системы разнокалиберных паровых пузырьков в ударных волнах с использованием высокоразрешающего по времени лазерного стробоскопа показало, что схлопывание пузырьков сопровождается излучением высокоамплитудных сферических ударных волн в окружающую жидкость. При этом схлопывание крупных и мелких пузырьков на стадии второй осцилляции происходит одновременно, указывая на тенденцию к «коллективной» пульсации и излучению высокоамплитудной вторичной волны давления.

В экспериментах по динамике отдельных газовых снарядов и их систем в ударных волнах [62, 66, 67], в которых варьировались газосодержание смеси ( $0,08 < k_0 < 0,8$ ), начальная амплитуда ( $0,05 < \Delta p < 3$ ) и длительность волны давления ( $10 < \Delta t < 500$  мс), плотность газа (воздух, азот, гелий, водород, фреон-11), коэффициент поверхностного натяжения жидкости (изопропиловый спирт, вода), вязкость (вода, глицерин) и диаметр канала ( $D = 8; 15; 25; 55$  мм), обнаружено, что снаряд, в отличие от пузырька, крайне неустойчив к воздействию возмущения давления и начиная с амплитуды волны 0,15–0,18 разрушается на мелкие пузырьки. Изменение плотности газа (в 10 раз) и диаметра трубы



не влияло на пороговое значение, которое оказалось постоянным для данных длин снаряда и жидкой пробки.

Экспериментально показано [68], что механизм разрушения цепочки снарядов в волне давления определяется в значительной мере газосодержанием, увеличение которого приводит к возрастанию скорости дрейфа за фронтом ударной волны. При малом газосодержании ( $k_0 < 0,5$ ) разрушение начинается, как и для одиночного снаряда, с формирования кумулятивной струи. При  $k_0 > 0,5$  структура среды за фронтом ударной волны качественно меняется: из-за высокой скорости дрейфа головная часть снаряда полностью разрушается на мелкие газовые пузырьки, которые быстро заполняют жидкие пробки. Когда газосодержание в них достигает критического значения, происходит слияние мелких газовых пузырьков в сплошное газовое ядро. Определены вероятные границы структурных переходов за фронтом волны давления в снарядной, периодической пузырьковой (кластерной) и кольцевой системах.

Экспериментальное исследование динамики парового снаряда показало, что его схлопывание (конденсация) в слабой волне сопровождается затухающими пульсациями с монотонным уменьшением объема до полного исчезновения (В. Е. Накоряков, Н. А. Прибатурин, Б. Г. Покусаев, С. И. Лежнин и др., [55, 69, 70]). При увеличении интенсивности начального возмущения наступает «ударный» режим конденсации, при котором полная конденсация снаряда происходит в переднем фронте волны давления. Причем интенсивность теплообмена между паром и жидкостью настолько велика, что давление пара при схлопывании снаряда практически не возрастает. Схлопывание происходит с постоянным ускорением, и скорость жидкости на заключительной стадии достигает десятков метров в секунду. При этом в канале генерируется мощный импульс давления, амплитуда которого более чем на порядок превышает амплитуду начального нагружения [71–73].

Эксперименты по распространению ударных волн относительно слабой интенсивности в парожидкостных средах снарядной и пузырьковой структур показали, что их эволюции аналогичны: возникшие вначале осцилляции по мере распространения волны сглаживаются, и она вырождается в волну с пологим фронтом, за которым длина снарядов монотонно уменьшается вплоть до их полного исчезновения. В отличие от газожидкостной системы, увеличение паросодержания, даже до значений 0,8, не приводит к изменению в структуре среды.

При увеличении амплитуды начальной ударной волны происходит качественное изменение ее формы: паровые снаряды разрушаются и интенсивно схлопываются с излучением высокоамплитудного импульса давления, что приводит к образованию характерной «гребенчатой» формы, каждый импульс которой соответствует схлопыванию очередного по ходу движения снаряда. Первый импульс ударной волны такой формы отвечает фронту полной конденсации, а его скорость хорошо согласуется со скоростью ударной волны с полной конденсацией пара за ее фронтом [69, 70]. Скорость фронта основной ударной волны и ее амплитуда превышают соответствующие характеристики ударной волны в среде без фазового перехода. При этом амплитуда примерно равна давлению при схлопывании одиночного парового снаряда.

## ПУЗЫРЬКОВАЯ КАВИТАЦИЯ И ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

**Разрушение жидких сред при импульсном нагружении.** За последние 10 лет проблема разрушения жидкости при динамическом нагружении получила свое развитие благодаря новым экспериментальным постановкам и методикам, а также разработке новых физических моделей, описывающих сложный характер поведения кавитирующей среды и изменение ее свойств.

С. В. Стебновский и Н. Н. Чернобаев [74] экспериментально исследовали механизм раз-

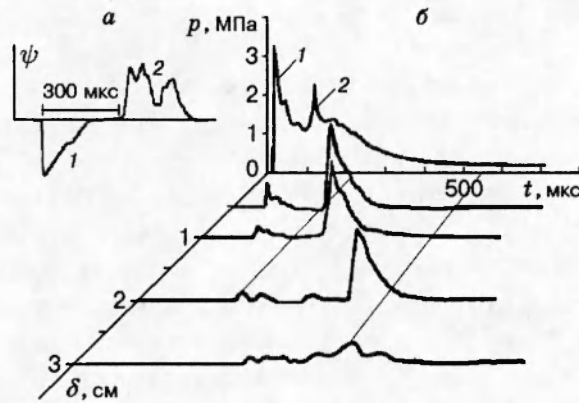


Рис. 5

рушения жидких цилиндрических оболочек при различных временах нагружения (взрыв проволоки вдоль оси оболочки) и показали, что при пороговом значении удельной энергии импульсного нагружения характер разрушения зависит от параметра  $\tau$  — отношения времени нагружения жидкого объема  $T$  ко времени  $t_*$ , за которое волна разрежения проходит расстояние от свободной поверхности оболочки до полости с продуктами взрыва. Если  $\tau = T/t_* > 9$ , разрушение происходит в результате развития начальных возмущений на его внутренней и внешней границах. При  $9 > \tau > 3$  в процесс разрушения начинает вмешиваться кавитация, при  $\tau < 3$  разрушение происходит только вследствие развития кавитации.

Экспериментальные методы регистрации начала кавитационного разрушения жидких сред при импульсном нагружении были основаны на электрокинетическом эффекте (С. В. Стебновский, [75]), эффекте торможения потока кавитирующей жидкости (Н. Н. Чернобаев, [76]) и использовании импульсного рентгена (А. Р. Бернгардт, В. К. Кедринский, Е. И. Пальчиков, [77–80]).

Первый метод заключается в измерении разности потенциалов  $\psi(t)$ , знак которой меняется на противоположный при трансформации пузырьковой системы (сигнал 1) в газокапельную (сигнал 2 на рис. 5,а). Во втором случае датчик давления располагался на различных расстояниях от оболочки и регистрировал давление торможения потока. Оказалось, что сигнал  $p(\delta, t)$  имеет двухимпульсную структуру (волны 1 и 2 на рис. 5,б). Первый импульс — давление кавитирующего потока, которое с увеличением расстояния слабеет и примерно при 200 мкс ( $\delta = 2$  см) практически исчезает: среда переходит в состояние типа пены. По данным первой методики еще примерно через 100 мкс возникает газокапельная система.

Методы импульсной рентгенографии и двухдиафрагменной ударной трубки были использованы для исследования оптически непрозрачной интенсивно развивающейся кавитационной зоны на поздней стадии процесса разрушения. Схема установки представлена на рис. 6,а, где X-R1–X-R3 — импульсные рентгеновские аппараты, А — рабочая секция с исследуемой жидкостью,  $d_1$  и  $d_2$  — диафрагмы. Сканирование негативов F1–F3 рентгеновского изображения кавитационной зоны, развивающейся за фронтом отраженной от свободной поверхности ударной волны, и их компьютерная обработка позволили исследовать динамику средней плотности  $\bar{\rho}$  кавитационной зоны и время  $t_*$  достижения кавитирующей средой состояния насыщенной плотности пузырьков как функции скорости деформации среды  $\dot{\epsilon}$  (А. Р. Бернгардт, В. К. Кедринский, Е. И. Пальчиков, [80]):

$$\bar{\rho} = \rho_0(1 + \dot{\epsilon}t)^{-1}, \quad \text{откуда} \quad t_* \simeq (\dot{\epsilon})^{-1}.$$

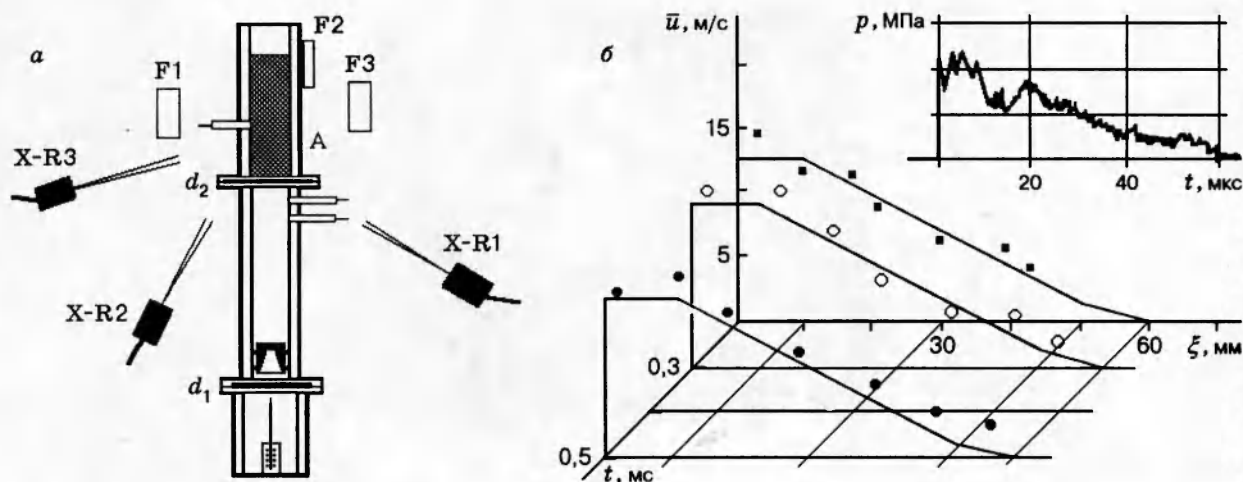


Рис. 6

Согласно экспериментальным данным, время релаксации среды до состояния типа пены для  $\dot{\epsilon} \approx 1330 \text{ с}^{-1}$  составляет примерно 700 мкс, для  $\dot{\epsilon} \approx 500 \text{ с}^{-1}$  — около 2000 мкс, что вполне соответствует приведенной выше зависимости. С помощью этой же методики были измерены распределения массовых скоростей в зоне кавитации  $\bar{u}(\xi, t)$  в различные моменты времени, изучена их динамика и обнаружен эффект «замораживания» профиля скоростей [76] (рис. 6, б). Здесь  $p(t)$  — профиль падающей волны, знаки — экспериментальные данные.

В [75] отмечалось, что если скорость радиального растяжения жидкой оболочки порядка 50 м/с и выше, то в кавитирующей среде образуются разрывы, напоминающие трещины в твердом теле. С. В. Стебновский показал, что рост концентрации пузырьков в жидкости приводит к увеличению времени релаксации сдвиговых напряжений [81] (среда переходит в новое реологическое состояние, приобретая вязкоупругие свойства), и предположил, что процесс разрушения на фрагменты является следствием накопления упругой энергии, при котором пузырьковая система переходит в энергетически неустойчивое состояние [82] с формированием разрывов в зоне спонтанного повышения концентрации пузырьков.

Кавитационное разрушение жидкости при импульсном нагружении можно определить как эффект инверсии двухфазного состояния среды, состоящий в трансформации кавитирующей жидкости в газочапельную систему, исследование которого приводит к необходимости постоянной комбинации численного анализа и эксперимента, поиска наиболее адекватной физической модели инверсии. В этом смысле результаты компьютерной обработки рентгеновских негативов, позволившей обнаружить существование в пузырьковом кластере резких пульсаций локальной плотности (А. Р. Бернгардт и др., [80]), численного анализа развития кавитационного процесса при взрывном нагружении жидкой сферической оболочки (В. К. Кедринский, Н. Н. Чернобаев, [83]), исследований роли кавитации в механизмах разрушения, в том числе при фокусировке ударных волн в литотрипторных системах (В. К. Кедринский, [84–86]), позволили существенно продвинуться в определении структуры среды на стадии, предшествующей ее разрушению.

Особенно плодотворной оказалась идея исследования динамики состояния одиночной капли жидкости под действием ультракороткого ударного импульса (В. К. Кедринский, А. С. Бесов, Э. Н. Гутник, [87]). Было обнаружено, что возникающая в капле кавитационная зона представляет собой систему пузырьковых микрокластеров, инерционное развитие которых приводит к формированию ячеистой структуры типа жидкой сетки, существенно отличающейся от известных сферической и полиэдрической моделей пен с треугольником

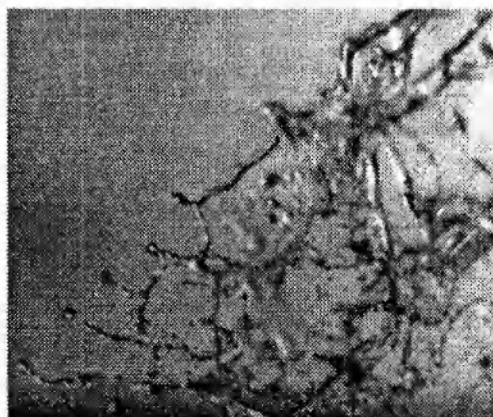


Рис. 7

Плато. Развал ячеек жидкой сетки на отдельные струйки и затем на капли (рис. 7) составляет основу механизма инверсии двухфазного состояния жидкости при динамическом разрушении.

Особенности фрагментизации неньютоновских жидкостей (эмульсий, суспензий, паст) в зоне растягивающих напряжений при взрывных нагрузках исследовались С. В. Стебновским [88], который экспериментально установил кавитационный характер разрушения эмульсий, показав, что если твердые частицы этой двухфазной системы смачиваются жидкой матрицей, то ее структура устойчива, в противоположном случае несмачиваемые частицы вытесняются из жидких фрагментов: формируются отдельные потоки капель чистой жидкости и твердых частиц. Получено условие термодинамической устойчивости структуры деформируемого объема суспензии в зависимости от концентрации твердых частиц, угла смачивания жидкостью материала частиц и коэффициента поверхностного натяжения.

Для описания кавитационного процесса в условиях, когда концентрация близка к насыпной плотности пузырьков, С. В. Стебновским предложен макрореологический подход [75, 89, 90], включающий три этапа: экспериментальное исследование эволюции структуры дисперсных жидких сред, построение на их основе реологических моделей объемного растяжения [89] и сдвигового деформирования [90] и, наконец, построение соответствующих реологических уравнений состояния релаксационного типа.

**Взрывное формирование газокпельных систем.** Процесс импульсного разрушения ограниченных жидких объемов заканчивается стадией разлета газокпельного облака, исследование характеристик которого представляет интерес также и с практической точки зрения.

Большой цикл работ в этом направлении был выполнен С. В. Стебновским [91–93]. Им разработан экспериментальный метод анализа структуры газожидкостной среды на стадии импульсного разрушения на фрагменты, создана методика измерения и проведены исследования высокоскоростных газокпельных потоков (объемной концентрации капель в потоке, их дисперсного состава, массовой скорости потока) в широком диапазоне геометрических параметров системы взрывчатое вещество — жидкая оболочка, физических характеристик диспергируемых жидкостей и удельных энергий взрывного нагружения [91, 92]. Получены функциональные соотношения, позволяющие по исходным данным этой системы вычислять период формирования дисперсного состава газокпельного облака, динамику концентрации и объемного распределения капель по размерам, анализировать эволюцию среднеобъемной дисперсности [91, 93] в процессе формирования облака.

Одна из реальных физических моделей формирования газокпельного облака в ре-

зультате кавитационного разрушения построена И. Г. Гетцем и В. К. Кедринским [94], предположившими, что кавитирующая жидкость при достижении насыпной плотности пузырьков мгновенно трансформируется в плотный слой упругих несливающихся жидких капель («песчаная» модель). Этот слой «метается» продуктами детонации, формируя газокапельную систему. Численные исследования волновых процессов, возникающих в слое, сопоставление данных по динамике его структуры [94] и разлету оболочек из песка, а также экспериментальный анализ распределения частиц песка в пространстве [78] подтвердили возможность подобного моделирования.

**Динамика межфазных границ при отражении ударных волн.** Взаимодействие ударных волн с пузырьковыми средами характеризуется сложными процессами поглощения и переизлучения пузырьковой средой энергии падающей волны. Особенно нестандартно они проявляются при отражении и преломлении волн на межфазной границе, которая, по существу, не является плоской поверхностью раздела, а динамически формируется за конечный промежуток времени в результате схлопывания приграничного пузырькового слоя (В. К. Кедринский, [95, 96]) и становится таковой, когда средняя массовая скорость достигает значения, соответствующего  $\rho c$  пузырькового слоя.

О. Г. Держо и Н. В. Малых [97, 98] провели сравнение результатов экспериментального и численного исследований структуры сильных импульсов давления, отраженных от пузырьковых слоев в воде, при разных размерах пузырьков и пространственных градиентах объемной концентрации газа в слое. Эксперименты показали, что отражение происходит не на физической границе слоя, а внутри него и зависит от параметров импульса давления и локальных характеристик пузырькового слоя. Формирование отраженного сигнала — динамический процесс, при описании которого необходимо учитывать нелинейную динамику пузырьков, схлопывающихся под действием падающей ударной волны. Оказалось, в частности, что чем выше градиент объемной концентрации в слое и ниже амплитуда падающей волны, тем менее заметны дисперсионные и нелинейные искажения отраженного сигнала. При наличии твердой стенки за слоем процесс становится более сложным из-за наложения переизлученных слоев, рассеянных и отраженных от стенки волн.

Н. В. Малых [99] экспериментально обнаружила так называемые резонансные солитоны — устойчивые к изменению формы уединенные волны давления при условии сильной нелинейности и дисперсии.

Процесс отражения ударных волн от свободной границы жидкости с естественными микро неоднородностями приводит к развитию вблизи нее кавитационной зоны, которая поглощает энергию волны разгрузки и определяет ее профиль. В кавитирующей среде, как и в искусственно созданных пузырьковых средах, возникают предвестник и основное возмущение с осциллирующим фронтом или волновой пакет в случае коротких волн. На рис. 8 показано распределение давления  $p(x)$  в момент  $t = 13$  мкс после отражения,  $x = 0$  соответствует свободной границе [100]. Другая особенность процесса отражения связана с неожиданным поведением свободной поверхности, которая практически сохраняет массовую скорость в течение времени, заметно превышающем длительность падающей волны ( $u(x)$  — распределение массовой скорости). Предполагалось (В. К. Кедринский, С. И. Плаксин, 1984, [1]), что этот эффект связан с развитием пузырькового кластера ( $R(x)$  — распределение радиуса пузырьков в кавитационном слое).

А. С. Бесов, В. К. Кедринский [101] экспериментально исследовали процесс отражения ударной волны и обнаружили, что развитие кавитационной зоны принципиально меняет динамику свободной поверхности (рис. 9, осциллограммы  $s$ ). Ударные волны создавались движением мембраны под действием импульсного магнитного поля и имели длительность порядка нескольких микросекунд. Смещение свободной поверхности  $s$  измерялось емкостным датчиком, интенсивность рассеяния лазерного пучка  $I$  на пузырьках кавитационной зоны вблизи свободной поверхности — фотоумножителями. Развитие кавитационного

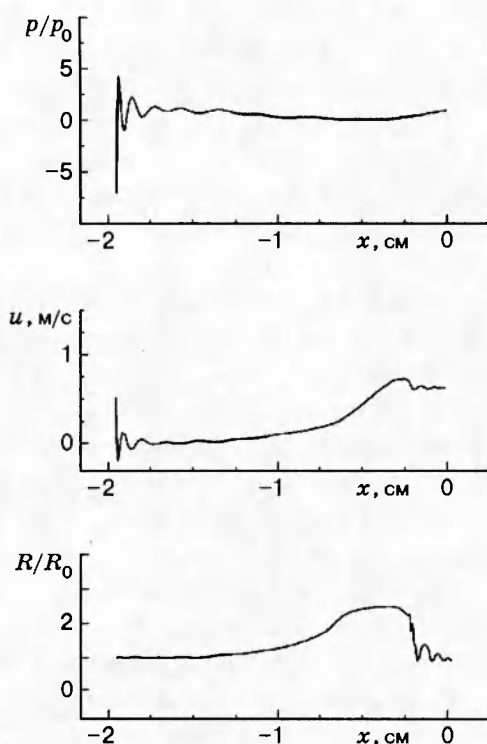


Рис. 8

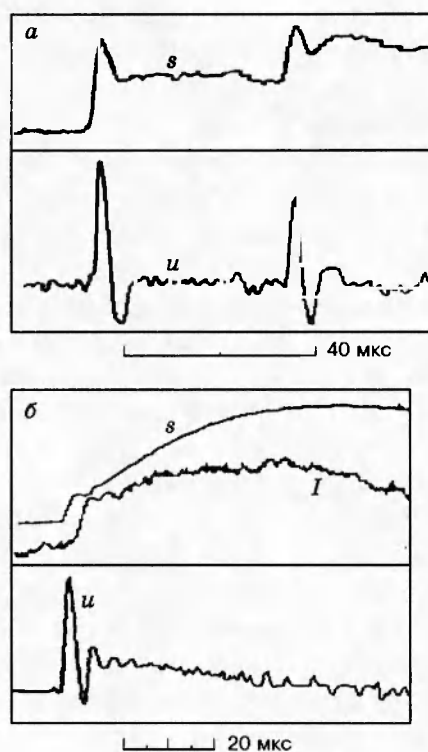


Рис. 9

кластера зависело от интенсивности падающей на свободную поверхность ударной волны, которая подбиралась исходя из результатов экспериментальных исследований кавитационного порога (А. С. Бесов, В. К. Кедринский, Е. И. Пальчиков, [102, 103]), полученных тремя методиками: рассеяния света на микронеоднородностях, динамики свободной поверхности и поглощения волны разрежения. Измерения показали, что свободная поверхность начинает стабильно реагировать на развитие кавитационной зоны при амплитуде падающей волны начиная с 2 МПа. Осциллограммы на рис. 9,а соответствуют пороговому значению амплитуды волны, на рис. 9,б — кавитационному режиму, который исследовался для амплитуды  $\sim 5$  МПа. Сравнение осциллограмм смещения поверхности  $s$  и интенсивности рассеянного света  $I$  позволяет выявить некоторые особенности развития зоны. Так, скачок интенсивности рассеянного света и вторичный пик массовой скорости  $u$  приходятся на фазу разрежения падающей волны. Монотонное смещение поверхности, уменьшение ее массовой скорости и изменение интенсивности сигнала фотоумножителя полностью соответствуют динамике развития кавитационного кластера до максимальной концентрации и далее.

Было показано, что, используя известную формулу для определения времени схлопывания полости в пузырьковом слое, данные по снижению интенсивности рассеянного света и динамике свободной поверхности, можно оценить основные параметры кавитационной зоны (плотность пузырьков и их радиус) по соотношению

$$\alpha^2 \exp(-\alpha) \simeq \frac{3l^2 \ln(I_0/I)}{8d\tau_* \sqrt{p_0/\rho_0}},$$

где  $\alpha^2 = \pi n_0 R l^2$ ;  $I$  — интенсивность света, рассеянного на микропузырьках радиуса  $R$  при их плотности  $n_0$  и диаметре пузырькового кластера  $d$  по направлению луча;  $I_0$  — интенсивность пучка в некавитирующей жидкости;  $\tau_*$  — время синхронного схлопывания

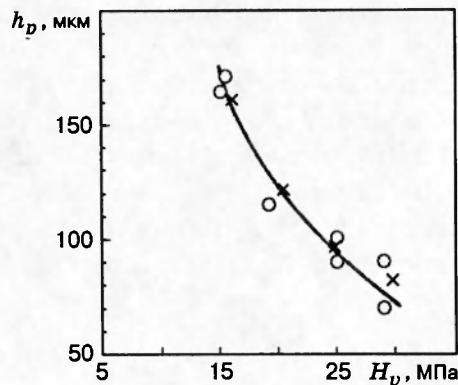


Рис. 10

пузырьков в слое толщиной  $l$  с объемной концентрацией  $k_0$ . Величины, входящие в правую часть этого выражения, легко определяются из эксперимента за исключением толщины «коллективного» слоя, оценка которого проводилась по интервалу времени между началом фазы разрежения падающей волны и вторым пиком массовой скорости (осциллограмма  $u$  на рис. 9,б), в течение которого, согласно предположению, и происходит установление параметра  $n_0$ .

**Кавитационная эрозия.** Одной из проблем, при решении которой двухфазное состояние реальной жидкости играет принципиальную роль, является кавитационная эрозия, под которой понимают повреждение твердой поверхности в результате пульсации вблизи нее кавитационного облака. В соответствии с принятыми представлениями механизм эрозии определяется ударами кумулятивных микроструек, образующихся при схлопывании пузырьков. Но сама динамика этих пузырьков зависит от их коллективного поведения в кластере. Значительное продвижение в решении этой проблемы связано с использованием двухфазной модели кавитирующей жидкости и результатов экспериментов К. Такаямы и его коллег по исследованию локальной зоны разрушения: зависимости глубины ямки  $h_p$  от амплитуды ударной волны  $p_{sh}$ , сжимающей находящийся вблизи образца пузырек, и от микротвердости образца  $H_v$  (В. К. Кедринский, В. А. Степанов, [104–106]).

Экспериментальные данные по анализу тонкой структуры локальной зоны разрушения указывают на существование порогового энергетического барьера и монотонную зависимость потери массы от максимального диаметра пузырька  $D_{max}$ , т. е. от исходной потенциальной энергии системы  $U_{max}$ . Последняя трансформируется в энергию волны сжатия и кумулятивной струйки, возникающих в процессе схлопывания пузырька. Важность использования в этой задаче двухфазной модели определяется тем, что, несмотря на локальный характер эрозийных эффектов, их частота и интенсивность должны определяться гидродинамическими характеристиками пузырькового кластера и особенностями структуры волнового поля в нем. Полуэмпирическая зависимость глубины проникания микроструи  $h_p$  от основных параметров задачи (начального радиуса пузырька  $R_0$ , потенциальной энергии системы и микротвердости поверхности  $H_v$ ) имеет вид (рис. 10, крестики) [106]

$$h_p \approx 11,6 R_0 \int_{y_{min}}^{y^*} p y^2 dy / H_v.$$

Величины  $h_p$ ,  $R_0$  измеряются в мкм,  $p$  и  $H_v$  — в МПа. Коэффициент 11,6 определен по данным эксперимента.

**Релаксация растягивающих напряжений.** Развитие пузырьковой кавитации в реальной жидкости с естественными микронеоднородностями при ее динамическом на-

гружении неразрывно связано с проблемой релаксации прикладываемых растягивающих напряжений. В. К. Кедринским (1975 г.) в результате численных исследований по двухфазной модели было показано, что оценка предельно допускаемых средой растягивающих напряжений в первую очередь связана со скоростью их приложения. Используя модельный подход к проблеме разрушения жидкого слоя, удалось найти аналитическое решение этой проблемы (В. К. Кедринский, [107, 108]).

Если предположить, что жидкость несжимаема и при развитии кавитационного кластера можно пренебречь давлением газа в пузырьках, то система уравнений, описывающая этот процесс, может быть представлена в виде

$$\Delta p = -\rho_0 k_0 \frac{\partial^2 k}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 k}{\partial t^2} \simeq -3k^{1/3} \frac{\bar{v}}{\rho_0 R_0^2}.$$

Решение ее определяет и параметры растягивающих напряжений в жидкости, и динамику кавитационного процесса. В рамках сделанных предположений распределение давления в пространстве в каждый момент времени устанавливается мгновенно и при известных значениях  $k$  может быть найдено в аналитическом виде.

Эта модель была применена при анализе кавитационного процесса в вертикальной трубке, наполненной водой и получившей в результате удара ускорение  $a(t)$  вниз. Если  $z$  — вертикальная координата, отсчитываемая от дна трубки, а  $\alpha = \sqrt{3k_0/R_0^2}$ , давление в жидкости определяется выражением  $p = -\rho_0 |a(t)| \exp(-\alpha k^{1/6} z) / \alpha k^{1/6}$ , а полное уравнение динамики концентрации при  $z = 0$

$$\frac{d}{dt} \left( k^{-1/6} \frac{dk}{dt} \right) = \frac{3a(t)}{\alpha R_0}$$

имеет аналитическое решение, согласно которому, например в случае  $a(t) = a_{\max} \exp(-t/t_*)$  ( $t_*$  — характерное время изменения ускорения), выражение для объемной концентрации  $k(t)$  имеет вид

$$k^{5/6} = 1 + \frac{5t_* a_{\max}}{2\alpha R_0^2} [t - t_*(1 - \exp(-t/t_*))].$$

Выражения для  $p$  и  $k$  позволяют получить все необходимые оценки для напряжений в кавитирующей жидкости. Например, при  $a_{\max} = 5 \cdot 10^5$  м/с<sup>2</sup>, что соответствует амплитуде  $-30$  МПа в волне разрежения,  $k_0 = 10^{-10}$ ,  $R_0 = 1$  мкм и  $t_* = 10$  мкс к моменту времени  $t = t_*$  амплитуда волны в кавитирующей жидкости снизится в 20 раз, а в однофазной только в 6 раз. Согласно выражению для предельных амплитуд, при крутизне фронта волны разрежения в 1 мкс и прикладываемой амплитуде в  $-30$  МПа кавитирующая жидкость допускает лишь  $-3$  МПа при ничтожно малых параметрах начального газосодержания:  $k_0 = 10^{-11}$ ,  $R_0 = 0,5$  мкм.

### УДАРНО-ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ, ХРУПКИХ И КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ

**Ударные волны в пористых материалах.** Многофазные среды не ограничиваются только системами с жидкими матрицами. Значительное число работ посвящено фундаментальным исследованиям волновых процессов в пористых телах, представляющих собой упругопластический материал с большим числом мелких сферических пор. Распространение ударных волн в таких системах с концентрацией напряжений в окрестности пор, их затеканием — сложный физико-механический процесс. При построении его численных моделей наиболее широко применяется метод осреднения по объему, определяющий среднюю пористость. Осредненные модули сдвига и объемного сжатия являются функциями



пористости, а осредненный предел текучести пористого материала — функцией пористости и давления. Предполагается, что поведение сплошного материала в упругой области подчиняется закону Гука, связывающему средние напряжения  $\sigma_{ij}$  и средние деформации  $\epsilon_{ij}$  через средние модули сдвига и объемного сжатия, а в пластической области — описывается моделью Прандтля — Рейса.

На напряженно-деформированное состояние материала существенно влияет наличие пор. При некотором давлении в их окрестности возникают пластические зоны, и деформации становятся упругопластическими. Учет пластических деформаций, выполненный С. П. Киселевым, В. М. Фоминым, Г. А. Руевым и А. П. Труневым [109–113], показал, что и модуль сдвига, и объемное сжатие зависят не только от пористости  $m_1$ , но и от давления  $p$ . При некотором критическом давлении  $p_* = (2/3)Y, \ln(1/m_1)$  величина модуля сдвига и предел текучести  $Y$  обращаются в нуль.

На основе данной модели С. П. Киселевым и В. М. Фоминым [114–117] исследовано распространение упругопластических ударных волн в пористых металлах. Было установлено, что наличие пор, как и в пузырьковых средах, приводит к существенному уменьшению амплитуды, скорости и затуханию ударных волн. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментом при пористости меньше 0,4 как для сильных ( $p_{sh} \gg Y_s$ ), так и для слабых ударных волн ( $p_{sh} \approx Y_s$ ). В работах [118, 119] теоретически предсказана и исследована ударная волна разрежения в инертном пористом материале. Оказалось, что ее формирование связано с возникновением в окрестности пор микронапряжений, которые при критическом давлении переводят материал в пластическое состояние, а предел текучести обращается в нуль. При давлениях выше критического механические свойства пористого тела подобны жидкости (тензор напряжения является шаровым), если они ниже — твердому телу. Если к пористому телу приложены растягивающие напряжения, то при пересечении критической точки скорость звука увеличивается скачком, характеристики одного семейства пересекаются и возникает ударная волна разрежения. В окрестности критической точки  $\langle \partial^2 V / \partial \sigma_1^2 \rangle < 0$ , поэтому ударная волна разрежения является эволюционно устойчивой, а энтропия растет при пересечении веществом фронта волны. Здесь  $V$  — удельный объем, а  $\sigma_1$  — главная компонента тензора напряжений, направленная вдоль распространения волны.

**Взрывное компактирование.** С помощью метода ударных адиабат в [109–110] дано объяснение эффекту возникновения «холодного» слоя частиц при взрывном компактировании порошка в схеме с центральным телом, обнаруженному М. Уилкинсом, В. Ф. Нестеренко и др. Н. А. Костюков экспериментально показал, что эффект связан с «бугорком деформации» на центральном теле, который создает слабую ударную волну. Последняя опережает сильную волну, возникающую в результате детонации взрывчатого вещества. На основе данной ударно-волновой картины с помощью ударных адиабат в [120] показано, что компактирование порошка (затекание пор) вблизи центрального тела происходит в слабой ударной волне, а вдали от центрального тела — в сильной волне, при этом выделяемое тепло пропорционально давлению в соответствующих волнах.

В. Е. Панин, Н. А. Костюков, М. П. Бондарь и др. [121] в результате исследования поведения порошкового моноклида титана при различных типах нагружения показали, что большая дефектность решетки при взрывном прессовании в отличие от статического активирует процесс последующего спекания. При спекании прессовок после статического нагружения в них происходит обратное превращение, наблюдается эффект памяти формы и разрыхление. В [122] с помощью импульсного рентгена Н. А. Костюковым впервые проведены прямые экспериментальные наблюдения структуры течения при ударном нагружении двухкомпонентных смесей легких и тяжелых («непрозрачных», примесных) твердых частиц размером около 1 мм. Обнаружена скоростная неравновесность между компонентами смеси, которая может сохраняться в течение всего времени нагружения, если силы

межчастичного взаимодействия малы. В мощных ударных волнах, когда энергия нагружения превышает некоторую величину  $E_* = c(T_{пл} - T_0) + H_{пл}$ , материал основного компонента переходит в жидкое состояние и межчастичное взаимодействие определяется в основном силой вязкого трения. Здесь  $c$  — удельная теплоемкость материала;  $T_0$  — исходная температура;  $T_{пл}$  и  $H_{пл}$  — температура и скрытая теплота плавления при давлении ударного нагружения.

В [123] при упрощенном описании адиабат двукратного сжатия вещества и некотором нетрадиционном подходе к задаче о регулярном отражении выполнен приближенный расчет критических параметров отражения ударных волн в конденсированных средах. Сравнение расчетных и экспериментальных значений критических параметров отражения ударных волн в порошковых композиционных материалах (смеси порошков карбида и никелида титана и никрома с нитридом бора) выполнено Н. А. Костюковым и Ф. А. Сагдиевым [124]. Отмечено, что в случае распадающихся смесей пригодность расчета для оценки критических параметров в значительной мере зависит от инерционной природы расслоения (чем можно пренебречь в точке ветвления) и от сверхзвукового характера течения за фронтом отраженной волны (возмущения не влияют на режим отражения).

Ю. В. Загарин, Г. Е. Кузьмин и И. В. Яковлев провели исследование нагружения пористого материала при нормальном падении детонационной волны на плоскую поверхность, граничащую с порошком или волокнистым материалом с хаотично расположенными волокнами [125], и показали, что в результате их поверхностного оплавления возможно установление прочной связи между матрицей и волокнами. В работе использовался термометрический метод.

В. Ф. Нестеренко и др. в [126] исследовали магнитные свойства спрессованных взрывом образцов из порошка сплава Mn-Al-C и показали, что взрывное компактирование приводит к существенному, более чем в 3 раза, увеличению коэрцитивной силы (до  $3,2 \cdot 10^5$  А/м) и понижению остаточной индукции. Отмечена анизотропия магнитных свойств вдоль направления детонации и в радиальном направлении.

При компактировании порошковых материалов в условиях двумерного взрывного нагружения возникают зоны структурных неоднородностей, расположенные вблизи границ раздела смеси с деформируемой преградой. Исследование этого эффекта требует комплексного подхода, сочетающего анализ структуры сохраненного образца, прямые экспериментальные наблюдения картины течения и численные расчеты. В рамках этой проблемы Н. А. Костюковым [127] изучены возможные варианты течений, возникающих при наклонном отражении ударных волн в порошках от поверхности монолитной преграды. Отмечается возможность появления «бугра деформации» на поверхности преграды, что приводит к ее импульсному воздействию на порошок. Обнаружено, что ударная волна может взаимодействовать с пограничной подпрессованной зоной порошка вместо преграды, рассмотрено влияние дисперсности порошка на структурные особенности компактов вблизи преграды, а также режимы деформирования сферических частиц.

В работе [128] Н. А. Костюковым и И. В. Яковлевым исследована структура локальной зоны течения порошковых материалов за фронтом ударной волны в окрестности примесных частиц. Обнаружено возникновение застойных зон при энергиях нагружения  $E \geq 5 \cdot 10^2$  Дж/г и появление «бугров деформации» на участках поверхностей под ними.

В результате анализа течения порошковых материалов в области ветвления ударных волн с помощью фольговой методики и металлографического исследования обнаружено существование переходной зоны в виде вязкого следа на границе высоко- и низкоскоростных потоков (Н. А. Костюков, Г. Е. Кузьмин, В. М. Шаталин, [129]). На основе сопоставления расчетных и экспериментальных данных установлено, что эффективная вязкость ударно-сжатого медного порошка с дисперсностью  $\leq 60$  мкм составляет  $\approx 0,01$  м<sup>2</sup>с<sup>-1</sup>.

**Проблемы соударения. Взрывное нагружение оболочек.** С. П. Киселевым и В. М. Фоминым решена задача об отскоке пористого цилиндра от недеформируемой преграды [130]. Показано, что затекание пор происходит в области контакта ударника с преградой, а остальная часть ударника деформируется упруго. При этом времена контакта пористого и сплошного ударников близки между собой.

А. И. Гулидов, В. М. Ковеня и И. И. Шабалин разработали математическую модель и численный метод решения задач соударения твердых тел с учетом разрушения и фрагментации в двумерном и трехмерном случаях [131–135]. Основу численного метода составляет разностная схема для уравнений движения, в которые наряду с традиционной записью введен вектор сил реакции, что позволяет на каждом временном шаге реализовать двухэтапный однородный алгоритм расчета на регулярных разностных сетках как внутри счетной области, так и на границах. Для расчета контактных границ разработан симметричный алгоритм [136], разрушенный материал моделировался дискретными элементами [134, 135]. Предложенный алгоритм позволил решить задачу о пробитии свинцовым ударником преграды, представляющей собой сборку контактирующих пластин. Показано, что такая сборка превосходит по баллистической стойкости монолитный эквивалент, а пакет из разнесенных пластин уступает им обоим. В аналогичной задаче об ударе составной пули со стальным сердечником по стальной преграде конечной толщины показано, что большей стойкостью обладают монолитные преграды [134, 135].

В пространственном случае при исследовании соударения удлиненных тел под углом к преграде информативным параметром является вектор мгновенной угловой скорости относительно центра масс ударника (А. И. Гулидов, Г. А. Сапожников, В. М. Фомин, [137, 138]). В задаче об ударе под углом коротких стержней выделено три стадии [137, 138]: первоначальный контакт, отскок стержня и полет с вращением, последующее касание тыльным концом о преграду. Показано, что поведение длинных стержней имеет более сложный характер: наблюдается их значительный изгиб. При пробитии тонких преград цилиндрическим ударником зависимость угловой скорости от времени позволяет выявить тенденцию к нормализации ударника в случае начального отклонения его оси от нормали к преграде [137, 138].

Исследования влияния прочности материала на процесс образования кумулятивной струи при сварке взрывом [139], выполненные А. А. Дерibasом, А. И. Гулидовым, Б. С. Злобиным и др., показали, что при фиксированном угле подхода пластины появление струи возможно только начиная с некоторой определенной скорости удара.

В работах [121, 140] рассмотрена задача о разлете оболочки при взрывном нагружении с учетом ее разрушения и истечения продуктов детонации. Показано, что при коэффициенте нагрузки (отношение массы ВВ к массе оболочки) порядка единицы учет этих эффектов приводит к уменьшению скорости на 20–25 %.

**Взрывное разрушение хрупких сред.** Е. Н. Шер и А. Г. Черников, используя зонный подход в анализе деформирования среды вблизи заряда ВВ, построили расчетные схемы для описания разрушающего действия взрыва сосредоточенного [141–143] и цилиндрического зарядов в хрупких горных породах [144] с учетом влияния дилатансии, сухого трения в зоне перелома и хрупкого развития зоны радиальных трещин [141]. Последнее является новым элементом развиваемой теории. Получены квазистатические оценки среднего размера куска в зависимости от расстояния до заряда, параметров ВВ, свойств породы и динамики процесса деформирования [142, 143].

Расчеты взрывного процесса разрушения, выполненные П. А. Мартынюком, Е. Н. Шером и Г. В. Башевым в широком диапазоне параметров среды и ВВ, позволили ранжировать параметры по степени их влияния на интенсивность разрушения. Разработана расчетная модель действия взрыва цилиндрического заряда в хрупкой среде, учитывающая динамику зоны перелома, вытекание продуктов детонации из скважины и внешнее

давление. Теоретически исследовано влияние двухосного поля горного давления на развитие зон радиальных трещин при взрыве шнуровых зарядов в хрупкой среде. Определена форма зон разрушения при различных соотношениях главных напряжений внешнего поля давлений [145, 146].

В. П. Ефимовым, П. А. Мартынюком и Е. Н. Шером разработана экспериментальная методика определения трещиностойкости хрупких сред методом расклинивания компактного образца при динамических испытаниях [147, 148]. Создана методика расчета траекторий трещин, возникающих при разрушении хрупких сред в результате взрыва, удара и гидроразрыва. Т. А. Алексеевой, П. А. Мартынюком и Е. Н. Шером решен новый класс задач о трещине гидроотрыва вблизи свободной поверхности [149, 150]. Впервые проведен расчет траекторий трещин, образующихся при скалывании хрупкой среды вблизи уступа (П. А. Мартынюк, Е. Н. Шер, В. П. Ефимов, [151]), необходимый для оптимального проектирования ударных инструментов породоразрушающих горных машин.

### СМЕШАННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

С. Н. Ишуткин, Г. Е. Кузьмин, В. В. Пай [152] исследовали влияние нестационарных электромагнитных эффектов на возможность и достоверность измерения температуры термомпарным методом в условиях импульсного деформирования. Обнаружена экранировка центральной области термомпары краевой зоной, измерена температура в меди при давлении в диапазоне от 15 до 39 ГПа.

В. С. Тесленко, А. И. Жуковым и В. В. Митрофановым экспериментально установлена возможность генерации многоочагового разряда в электролите [153]. В [154] проведено экспериментальное исследование структуры волнового поля в зоне фокуса электромагнитного генератора при интенсивности излучения, позволяющей разделить во времени процессы поглощения энергии и ее выделения. Отмечено возникновение кавитационной зоны на оси излучателя в результате взаимодействия волн разрежения.

Электрические свойства пористых материалов в условиях ударно-волнового нагружения исследованы С. Д. Гилевым [155, 156]. Показано, что проводимость алюминиевого мелкодисперсного порошка существенно меньше проводимости сплошного алюминия и зависит от давления в ударной волне, что объясняется процессами плавления и частичного испарения. В экспериментах с высокопористой никелевой губкой зафиксировано ударное изменение сопротивления образца в 20–30 раз, причем установлено, что перестройка сопротивления происходит в основном в конце стадии сжатия. В работе С. А. Ждана [157] проведен численный анализ ударно-волновых процессов в газожидкостных пенах на базе предложенной автором замкнутой односкоростной равновесной по давлению математической модели без учета фазовых переходов: решена задача о взрыве сферического заряда ВВ в релаксирующей пене.

Проблемы кумуляции исследуются в работах [158–160]. Приближенный метод расчета параметров газовых кумулятивных струй, возникающих при взрыве трубчатых зарядов, предложен В. П. Чистяковым. Обратную процедуру «восстановления» кумулятивной струи по характеристикам ее проникания в рамках выбранных моделей движения элементов струи предложили С. А. Кинеловский и К. К. Маевский, показав, что эффективные значения динамической твердости преград несколько выше при проникании кумулятивной струи, чем монолитного бойка. В рамках концепции упругих-неупругих взаимодействий, адаптированной к случаю соударения жидких тел и струй, показано, что модель идеальной несжимаемой жидкости соответствует предельному варианту неупругого взаимодействия (характеризуется отсутствием тепловых потерь), получены решения задач о несимметричном соударении свободных струй идеальной несжимаемой жидкости и о столкновении струй, движущихся вдоль стенок клина (С. А. Кинеловский, [160]).

В работе В. В. Пая, Г. Е. Кузьмина, И. В. Яковлева [161] предложена приближенная расчетная схема для оценки параметров нагружения порошковых материалов в случае сильных ударных волн, когда компактирование доходит до стадии монолита. Получены зависимости давления и кинематических параметров нагружения от времени распространения ударной волны в материале. Физические особенности нелинейных явлений, возникающих при импульсном воздействии на материалы с учетом их внутренней структуры, рассмотрены в монографии В. Ф. Нестеренко [162].

Среди опубликованных в последние 10 лет работ по механике многофазных сред, несомненно, выделяется монография Р. И. Нигматулина [163], в которой предложен широкий спектр постановок и моделей, получивших затем развитие в исследованиях Института механики многофазных систем (г. Тюмень). Последние содержат новые подходы в теоретическом анализе и экспериментах в области динамики многофазных сред, а также механики и теплофизики нефтяного и газового пласта (см. Итоги исследований ИММС СО РАН за 1989–1995 гг.).

Р. И. Нигматулиным, А. А. Губайдуллиным, В. Ш. Шагаповым, Н. С. Хабеевым и др. [164–171] выполнен цикл исследований в области волновой динамики пузырьковых жидкостей, в результате которых построены новые усложненные модели динамики отдельного пузырька и пузырьковой среды в целом с учетом сжимаемости и вязкости несущей фазы, сложного состава системы и условий ее нагружения, изучены закономерности распространения и эволюции ударных и детонационных волн, обнаружены новые физические эффекты. К последним можно отнести одномерную динамику сферического пузырька в замкнутом объеме сжимаемой жидкости с жесткими стенками, которые могут совершать сферически-симметричные перемещения. Решение этой задачи для слабосжимаемой жидкости, поставленной еще в 40-е годы, показало, что периодические колебания стенки со временем могут привести к возрастанию амплитуды колебаний пузырька. Предложен метод сверхсильного сжатия газового пузырька в жидкости непериодическим воздействием на нее полем давления умеренной амплитуды.

На основе численного моделирования нестационарных ударных волн в ньютоновской и неньютоновской вязких жидкостях с пузырьками газа обнаружено принципиальное различие в структуре волн при одинаковой начальной вязкости: монотонность в первой, осцилляционный характер во второй.

Изучено аномальное усиление ударных волн в бентонитовых суспензиях, полимерных растворах и вязких жидкостях, которое было зарегистрировано в опытах на вертикальных ударных трубах. Оно состоит в появлении на переднем фронте волны скачка давления, амплитуда которого может многократно превышать основное возмущение. Предполагается, что механизм усиления определяется наличием «защемленных» пузырьков газа, первоначально попавших в суспензию при ее подготовке, число которых от удара к удару растет за счет газа, проникающего из камеры высокого давления при раскрытии диафрагмы. Предложена физическая модель этого явления, предполагающая существование градиентного распределения пузырьков по глубине суспензии. Идея была реализована в математической постановке с использованием различных схем моделирования динамики пузырьковой жидкости. Определяющими параметрами в этой задаче являются интенсивность падающей волны, начальное давление в среде, протяженность слоя, распределение объемной концентрации в нем и размер пузырьков.

Изучен процесс гашения взрывных волн в жидкости пузырьковыми экранами, расположенными перед преградами. Исследована зависимость степени демпфирования волн от ряда факторов, показано, что, управляя параметрами пузырьковой завесы (свойствами газа, размерами пузырьков, распределением газа в направлении распространения волны, толщиной экрана) можно добиться многократного ослабления воздействия подводных взрывных волн на преграды.

Систематическому изучению основных закономерностей распространения монохроматических и импульсных волн в полидисперсных парогасокапельных смесях с учетом нестационарных и неравновесных эффектов межфазного взаимодействия посвящены работы Н. А. Гумерова, А. А. Губайдуллина, А. И. Ивандаева [173–175]. Среди новых физических результатов следует отметить аномально немонотонную зависимость диссипации звука от концентрации капель. Парадоксальность кризиса затухания заключается в том, что в некотором диапазоне изменения концентраций капель и частот возмущений наблюдается уменьшение значения коэффициента затухания с увеличением содержания капель, являющихся основной причиной диссипации волн.

А. Г. Кутушевым, С. П. Родионовым, Д. А. Рудаковым, А. И. Ивандаевым и др. развита теория ударно-волновых течений в разреженных инертных и реагирующих дисперсных системах [176–184]. В частности, построена математическая модель нестационарного движения реагирующей полидисперсной столкновительной газозвеси унитарного топлива с непрерывным спектром частиц по размерам. Изучены особенности процесса ударного инициирования сферических, цилиндрических и плоских волн гетерогенной детонации. Установлены зависимости нижних концентрационных пределов детонации газозвеси унитарного топлива от исходного размера частиц. Обнаружена немонотонная зависимость минимального числа Маха инициирующей ударной волны от концентрации топлива в смеси. В результате численного анализа показана возможность прерывания процессов горения и детонации в газозвесах унитарного топлива слоем инертных частиц. Изучена динамика волнового истечения в газовое пространство сжатой горячей газозвеси и показана возможность превышения давления за фронтом ударной волны над величиной разрывного давления диафрагмы в ударной трубе.

Р. И. Нигматулиным, А. А. Губайдуллиным, О. Ю. Кучугуриной построена теория распространения линейных и нелинейных волн в насыщенных пористых средах [185–189]. Изучено поведение одномерных продольных и поперечных волн с плоской, цилиндрической и сферической симметрией. Исследовано прохождение волн из жидкости или газа в насыщенную пористую среду и динамическое воздействие воздушных ударных волн на преграду, покрытую пористым слоем. Выполнен анализ особенностей переходных процессов в зависимости от формы волны и определяющих параметров среды (пористости, материала и размера зерен, интенсивности межфазного взаимодействия, характера деформирования скелета и т. п.). Установлено, что в среде с двойной пористостью распространяются одна поперечная и три продольных волны, при этом появление третьей продольной волны объясняется несовпадением скоростей и давления в системах пор.

Автор выражает признательность Н. А. Прибатурину, Е. Н. Шеру, С. П. Киселеву, В. М. Фомину, А. А. Губайдуллину, С. В. Стебновскому за предоставленные материалы и Л. Д. Вакуленко за помощь в подготовке обзора.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 96-02-19369 и 96-01-01772).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кедринский В. К. Гидродинамика взрыва // ПМТФ. 1987. № 4. С. 23–48.
2. Пинаев А. В., Сычев А. И. Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия существования волны детонации в системах жидкость — пузырьки // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 76–83.
3. Сычев А. И. Детонационные волны в многокомпонентных пузырьковых средах // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 1. С. 110–117.
4. Сычев А. И. Детонационные волны в одно- и многокомпонентных пузырьковых средах // Докл. РАН. 1994. Т. 334, № 65. С. 586–588.
5. Сычев А. И. Энергетические пределы существования детонационных волн в пузырьковых средах // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 1. С. 86–91.

6. Сычев А. И. Структура волны пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 4. С. 119–124.
7. Сычев А. И. Влияние размера пузырьков на характеристики волн детонации // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 83–91.
8. Ляпидевский В. Ю. О скорости пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 4. С. 138–140.
9. Ляпидевский В. Ю. Пузырьковая детонация в канале с упругими стенками // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 3. С. 146–149.
10. Троцюк А. В., Фомин П. А. Модель пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 129–136.
11. Kedrinskii V. K., Mader Ch. L. Accidental detonation in bubble liquids // Proc. 16th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves, Aachen, FRG, July 26–31, 1987. P. 371–376.
12. Mader Ch. L. Numerical modeling of detonation // Los Alamos Ser. in Basic and Applied Sci., Univ. of California Press, 1979.
13. Кедринский В. К. Распространение возмущений в жидкости с пузырьками газа // ПМТФ. 1968. № 4. С. 29–34.
14. Kedrinskii V. K., Mader Ch. L. On the velocity of bubble detonation // Proc. 13th Int. Symp. on Nonlinear Acoustics, Bergen, Norway, June 28–July 2, 1993. P. 442–447.
15. Сычев А. И., Пинаев А. В. Самоподдерживающаяся детонация в жидкостях с пузырьками активного газа // ПМТФ. 1986. № 1. С. 133–138.
16. Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К. Волны в пузырьковой жидкости при наличии химических реакций в газовой среде // Тр. 11-го Междунар. симпоз. по нелинейной акустике, Новосибирск, 24–28 авг. 1987. С. 56–58.
17. Kedrinskii V., Zamarayev F. Wave amplification in chemically active bubble media // Proc. 17th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves, Bethlehem, USA, July 17–21, 1989. P. 51–62.
18. Замараев Ф. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч. Волны в химически активной пузырьковой среде // ПМТФ. 1990. № 2. С. 20–26.
19. Besov A. S., Kedrinskii V. K., Pal'chikov E. I., et al. Microinhomogeneity structures and hysteresis effects in cavitating liquid // Proc. 14th Int. Congress on Acoustics, Beijing, China, Sept. 3–10, 1992.
20. Бесов А. С., Кедринский В. К., Матцумото И. и др. Структура кавитационных ядер и аномальные свойства воды // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1992. Вып. 104. С. 16–28.
21. Кедринский В. К., Вшивков В. А., Дудникова Г. И. Взаимодействие волн в химически активных пузырьковых средах // IV Забалахинские науч. чтения: Тр. Междунар. конф., Снежинск, 1995. С. 140–151.
22. Barbone R. et al. Explosive boiling of a depressurized volatile liquid // Proc. IUTAM Symp. on Waves in Liquid-Gas and Liquid-Vapour Two-Phase Systems, Kyoto, May 9–13, 1994. Kluwer Acad. Publ. P. 315–324.
23. Кедринский В. К., Вшивков В. А., Дудникова Г. И., Шокин Ю. И. Взаимодействие волн в химически активных пузырьковых средах // Докл. РАН. 1996. Т. 349, № 2. С. 185–188.
24. Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Накоряков В. Е. Распространение волн давления в пористой среде, насыщенной жидкостью // ПМТФ. 1988. № 1. С. 120–130.
25. Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Накоряков В. Е. Волны давления в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1987. № 4. С. 85–92.
26. Nakoryakov V. E., Kuznetsov V. V., Dontsov V. E. Pressure waves in saturated porous media // Int. J. Multiphase Flow. 1989. V. 15, N 6. P. 857–875.
27. Накоряков В. Е., Кузнецов В. В., Донцов В. Е. Волны давления в пористых средах // Тр. 11-го Междунар. симп. по нелинейной акустике, Новосибирск, 1987. С. 108–112.
28. Донцов В. Е. Структура и динамика возмущений давления конечной амплитуды в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1992. № 1. С. 80–83.
29. Донцов В. Е., Маслов В. А. Структура и динамика «медленной» волны давления в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 1. С. 95–98.
30. Накоряков В. Е., Донцов В. Е. Волны давления конечной амплитуды в нелинейной упругой пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа // Докл. РАН. 1992. Т. 322, № 3. С. 481–483.
31. Донцов В. Е., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Распространение волн давления в газонасыщенной пористой среде // Акустический журнал. 1994. Т. 40, № 4. С. 683–685.
32. Nakoryakov V. E., Dontsov V. E., Pokusaev B. G. The propagation of pressure waves in liquid with solid particles and gas bubbles // Russian J. Eng. Thermophysics. 1994. V. 4, N 2. P. 173–188.
33. Nakoryakov V. E., Dontsov V. E., Pokusaev B. G. Pressure waves in liquid suspension with solid particles and gas bubbles // Proc. 2nd Int. Conf. Multiphase Flow, Kyoto, Japan, 1995. PH2-11–PH2-17.

34. Донцов В. Е., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волны давления в суспензии жидкости с твердыми частицами и газовыми пузырьками // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 1. С. 32–40.
35. Nakoryakov V. E., Dontsov V. E., Pokusaev B. G. Pressure waves in liquid suspension with solid particles and gas bubbles // *Int. J. Multiphase Flow*. 1996. V. 22, N 3. P. 417–429.
36. Гасенко В. Г., Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Накоряков В. Е. Осциллирующие уединенные волны в жидкости с пузырьками газа // *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук*. 1987. Вып. 6, № 21. С. 43–45.
37. Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Марков П. Г., Накоряков В. Е. Эволюция волны давления умеренной интенсивности в жидкости с пузырьками газа // *Акустический журнал*. 1987. Т. 33, № 6. С. 1041–1044.
38. Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Марков П. Г., Накоряков В. Е. Распространение волн давления в жидкости с пузырьками газа двух разных размеров // *Акустический журнал*. 1989. Т. 35, № 1. С. 157–159.
39. Nakoryakov V. E., Kuznetsov V. V., Dontsov V. E., Markov P. G. Pressure waves of moderate intensity in liquid with gas bubbles // *Int. J. Multiphase Flow*. 1990. V. 16, N 5. P. 741–749.
40. Nakoryakov V. E., Dontsov V. E., Markov P. G. Moderate pressure waves in a liquid with gas bubbles // *Russian J. Eng. Thermophysics*. 1991. V. 1, N 1. P. 291–305.
41. Накоряков В. Е., Донцов В. Е., Марков П. Г. Исследование поведения газовых пузырьков в волне давления умеренной интенсивности // *Докл. АН СССР*. 1989. Т. 309, № 4. С. 818–820.
42. Донцов В. Е., Марков П. Г. Исследование дробления пузырьков газа и его влияние на структуру уединенных волн давления умеренной интенсивности в жидкости с пузырьками газа // ПМТФ. 1991. № 1. С. 45–49.
43. Nakoryakov V. E., Dontsov V. E. Pressure waves interaction in a liquid with gas bubbles and bubble fragmentation // *Proc. Int. Symp. Two-Phase Flow Modeling and Experimentation, Rom, Italy, 1995*. V. 2. P. 951–958.
44. Накоряков В. Е., Донцов В. Е., Марков П. Г. Взаимодействие уединенных волн давления умеренной интенсивности в жидкости с пузырьками газа // *Докл. АН СССР*. 1990. Т. 313, № 5. С. 1074–1077.
45. Донцов В. Е., Марков П. Г. Экспериментальное исследование взаимодействия волн давления умеренной интенсивности в жидкости с пузырьками газа // ПМТФ. 1991. № 5. С. 83–87.
46. Dontsov V. E., Nakoryakov V. E. Reflection of pressure waves at the interface between liquid and three-phase medium // *Russian J. Eng. Thermophysics*. 1995. V. 5, N 3. P. 237–248.
47. Донцов В. Е., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Отражение волн давления на границе жидкость — трехфазная среда // *Акустический журнал*. 1996. № 6. С. 783–789.
48. Nakoryakov V. E., Pokusaev B. G., Lezhnin S. I., Pribaturin N. A. Shock waves structure and their propagation in two-phase slug flow // *Proc. 16th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves, Aachen, FRG, July 26–31, 1987*. Aachen, 1987. P. 305–309.
49. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Лежнин С. И., Прибатурин Н. А. Волны давления в двухфазной среде снарядной структуры // *Тр. 11-го Междунар. симп. по нелинейной акустике, Новосибирск, 24–28 авг. 1987*. Ч. 1. С. 103–107.
50. Лежнин С. И., Мулладжанов И. И., Накоряков В. Е. и др. Эволюция слабонелинейных возмущений в воздуховодяной смеси снарядной структуры // ПМТФ. 1989. № 6. С. 91–98.
51. Nakoryakov V. E., Pokusaev B. G., Pribaturin N. A., et al. Nonstationary wave processes in boiling media // *Adiabatic Waves in Liquid–Vapor Systems: Proc. IUTAM Symp., Gottingen, Germany, Aug. 28–Sept. 1, 1989*. Berlin: Springer-Verl., 1990. P. 381–391.
52. Pokusaev B. G., Lezhnin S. I., Pribaturin N. A. Waves in gas–liquid medium of slug structure // *Russian J. Eng. Thermophysics*. 1991. V. 1, N 4. P. 259–290.
53. Aktershev S. P., Lezhnin S. I. Waves in nonuniform bubbled medium with low void fraction // *Russian J. Eng. Thermophysics*. 1992. V. 2, N 3. P. 213–230.
54. Лежнин С. И., Актершев С. П. Динамика парового снаряда в канале // *Теплофизика и аэромеханика*. 1994. Т. 1, № 2. С. 97–110.
55. Nakoryakov V. E., Pribaturin N. A., Lezhnin S. I., Pokusaev B. G. Behaviour of a vapor–liquid medium in nonstationary dynamic conditions // *Proc. 10th Int. Heat Transfer Conf., Brighton, 1994*. V. 3. P. 389–393.
56. Лежнин С. И., Жакупов Б. С. Эволюция волн давления в парожидкостных средах снарядной структуры при фазовых переходах // *Теплофизика и аэромеханика*. 1995. Т. 2, № 2. С. 133–144.
57. Лежнин С. И., Жакупов Б. С. Разрушение и схлопывание парового снаряда под действием динамической нагрузки // *Теплофизика и аэромеханика*. 1995. Т. 2, № 3. С. 271–280.
58. Покусаев Б. Г., Лежнин С. И., Прибатурин Н. А. и др. Моделирование динамики образования и развития паровой полости в каналах при набросе нагрузки // *Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР: Тр. Междунар. конф. Обнинск, 1995*. Т. 2. С. 31–41.



59. **Лежнин С. И.** Рост паровых включений в каналах под действием динамической нагрузки // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3, № 2. С. 181–190.
60. **Покусаев Б. Г., Лежнин С. И., Прибатурин Н. А.** Волны давления в парожидкостных средах с различными внутренними структурами // Теплообмен: Тез. докл. 3-го Междунар. форума, Минск, 20–24 мая 1996. Минск, 1996. Т. 4, ч. 1. С. 190–193.
61. **Nakoryakov V. E., Pokusaev B. G., Shreiber I. R., Pribaturin N. A.** The wave dynamics of a vapour-liquid medium // *Int. J. Multiphase Flow*. 1988. V. 14, N 6. P. 655–677.
62. **Покусаев Б. Г., Вассерман Е. С., Мулляджанов И. И., Прибатурин Н. А.** Эффекты схлопывания и разрушения пузырей при распространении волн сжатия в двухфазной смеси // Нестационарные процессы в двухфазных потоках: Сб. науч. тр. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1989. С. 3–27.
63. **Покусаев Б. Г., Прибатурин Н. А., Вассерман Е. С.** Динамика прохождения ударных волн в пузырьковой парожидкостной среде // Проблемы гидродинамики и теплообмена в атомной энергетике: Материалы Междунар. школы-семинара Минск: ИТМО АН БССР, 1989. С. 36–44.
64. **Накоряков В. Е., Вассерман Е. С., Покусаев Б. Г., Прибатурин Н. А.** Усиление амплитуды волн давления в парожидкостной среде пузырьковой структуры // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32, № 3. С. 411–417.
65. **Pokusaev B. G., Pribaturin N. A.** Dynamics of shock wave propagation and interphase process in liquid-vapour medium // *Proc. 7th Int. Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics «NURETH-7»*, USA, 1995. P. 45–55.
66. **Nakoryakov V. E., Pokusaev B. G., Pribaturin N. A., Mullydzhanov I. I.** Interaction between shock wave and gas slug // *AIP Conf. Current Topic in Shock Waves*, New York, 1990. P. 915–920.
67. **Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Прибатурин Н. А., Мулляджанов И. И.** Взаимодействие ударной волны с газовым снарядом // Докл. АН СССР. 1990. Т. 311, № 4. С. 826–830.
68. **Pokusaev B. G., Pribaturin N. A.** Influence of perturbation pressure on the slug flow stability // *Multiphase Flow'91: Proc. Int. Conf.*, Tsukuba, 1991. V. 2. P. 199–202.
69. **Nakoryakov V. E., Pokusaev B. G., Pribaturin N. A.** Interphase heat transfer in nonstationary vapour-liquid flows // *Heat Transfer*. 1990. V. 5. P. 317–322.
70. **Pokusaev B. G., Pribaturin N. A., Mesarkishvili Z. S., Schetinsky O. Yu.** Condensation study in a vertical slug regime // *Russian J. Eng. Thermophysics*. 1991. V. 1, N 4. P. 333–357.
71. **Покусаев Б. Г., Прибатурин Н. А., Вассерман Е. С.** Эффекты возрастания амплитуды ударных волн умеренной интенсивности в парожидкостной среде. Особенности для снарядного течения // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1991. Вып. 100. С. 176–185.
72. **Pokusaev B. G., Pribaturin N. A., Vasserman E. S.** Moderate shock wave propagation in vapour-liquid slug flow // *Proc. 18th Int. Symp. on SWST*, Sendai, Japan, July, 1991. V. 1. P. 62–65.
73. **Прибатурин Н. А.** Эффекты усиления ударных волн и разрушения паро- и газожидкостных сред: Дис. ... д-ра техн. наук. Новосибирск, 1994.
74. **Стебновский С. В., Чернобаев Н. Н.** Влияние динамики нагружения жидкого объема на механизм его разрушения // ПМТФ. 1987. № 5. С. 134–138.
75. **Стебновский С. В.** О механизме импульсного разрушения жидкого объема // ПМТФ. 1989. № 2. С. 126–132.
76. **Kedriniskii V. K., Berngardt A. R., Chernobaev N. N.** Behaviour of a liquid under dynamic loading // *Proc. IUTAM Symp. on Waves in Liquid-Gas and Liquid-Vapour Two-Phase Systems*. Dordrecht, ets: Kluwer Acad. Publ., 1995. P. 429–438.
77. **Kedriniskii V. K.** Hydrodynamic shock tubes and their applications // *Proc. 18th Int. Symp. on Shock Waves*, Sendai, Japan, July 21–26, 1991. V. 2. P. 1039–1044.
78. **Кедринский В. К.** Нелинейные проблемы кавитационного разрушения жидкости при взрывном нагружении (обзор) // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 3. С. 74–91.
79. **Kedriniskii V. K.** Liquid fracture at explosive loading // *Proc. 19th Int. Symp. on Shock Waves*, Marseilles, 1995. V. 3. P. 233–238.
80. **Бернгардт А. Р., Кедринский В. К., Пальчиков Е. И.** Эволюция внутренней структуры зоны разрушения жидкости при импульсном нагружении // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 2. С. 99–105.
81. **Стебновский С. В.** Сдвиговая упругость жидких сред, содержащих пузырьки // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 3. С. 127–128.
82. **Стебновский С. В.** Неустойчивость пузырьковых структур в жидкой среде // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1991. Вып. 100. С. 192–201.
83. **Кедринский В. К., Чернобаев Н. Н.** Одномерное метание жидкой оболочки зарядом ВВ // ПМТФ. 1992. № 6. С. 90–96.
84. **Kedriniskii V. K.** Bubbly cavitation in intense rarefaction waves and its effects (plenary lecture) // *Proc. 20th Int. Symp. on Shock Waves*, Pasadena, USA, 1995.

85. **Kedrinskii V. K.** A role of cavitation effects in mechanisms of destruction and explosive processes // *J. Shock Waves*. 1997. V. 7, N 2. P. 63-76.
86. **Kedrinskii V. K.** Role of bubbly cavitation in mechanisms of fracture // *Abstr. 19th Int. Congress on Theoret. and Appl. Mechanics, Kyoto, Japan, Aug. 25-31, 1996*.
87. **Кедринский В. К., Бесов А. С., Гутник И. Э.** Инверсия двухфазного состояния жидкости при импульсном нагружении // *Докл. РАН*. 1997. Т. 352, № 4. С. 477-479.
88. **Стебновский С. В.** О поведении дисперсных жидких сред при динамических нагрузках // *ПМТФ*. 1994. Т. 35, № 5. С. 68-77.
89. **Стебновский С. В.** К построению реологической модели кавитирующих дисперсных жидких сред // *ПМТФ*. 1996. Т. 37, № 1. С. 129-138.
90. **Стебновский С. В.** Реологическая модель объемного растяжения ньютоновских жидкостей // *ПМТФ (в печати)*.
91. **Стебновский С. В.** Осесимметричное взрывное нагружение цилиндрических жидких объемов // *Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики*. 1990. Вып. 99. С. 110-116.
92. **Стебновский С. В.** Динамика формирования параметров газокпельного потока при взрывном диспергировании жидкого объема // *Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики*. 1992. Вып. 104. С. 40-75.
93. **Стебновский С. В.** Дисперсный анализ газокпельных систем, формирующихся вследствие взрывного разрушения жидких объемов // *Там же*. С. 76-95.
94. **Гетц И. Г., Кедринский В. К.** Динамика взрывного нагружения конечного объема плотной двухфазной смеси // *ПМТФ*. 1989. № 2. С. 120-125.
95. **Кедринский В. К.** Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1968.
96. **Кедринский В. К.** Ударные волны в жидкости с пузырьками газа // *Физика горения и взрыва*. 1980. Т. 16, № 5. С. 14-25.
97. **Derzho O. G., Malykh N. V.** Formation of strong pressure pulses reflected from water-bubble layers // *Archive Mechanics*. 1990. V. 42, N 4-5. P. 463-473.
98. **Malykh N. V.** Wave form of short shock wave reflected from bubble layers in water // *J. de Physique IV. Colloque C5*. 1994. V. 4. P. 1121-1124.
99. **Malykh N. V.** «Resonance solitons» in a bubbly liquid // *Proc. 19th Int. Symp. on Shock Waves, Marseilles, France, 1993*. V. 3. P. 147-150.
100. **Kedrinskii V. K., Plaksin S. I.** Rarefaction wave structure in cavitating liquid // *Proc. 11th Int. Symp. on Nonlinear Acoustics, Novosibirsk, USSR, 1987*. V. 1. P. 51-55.
101. **Besov A. S., Kedrinskii V. K.** Dynamics of bubbly clusters and free surfaces at shock wave reflection // *Proc. IUTAM Symp. on Bubble Dynamics and Interface Phenomena, Birmingham, U.K., Sept. 6-9, 1993*. P. 93-103.
102. **Бесов А. С., Кедринский В. К., Пальчиков Е. И.** О пороговых эффектах в импульсных волнах разрежения // *Письма в ЖТФ*. 1989. Т. 15, вып. 16.
103. **Besov A. S., Kedrinskii V. K., Pal'chikov E. I.** On threshold cavitation effects in pulse rarefaction waves // *Proc. 13th Int. Congress on Acoustics, Beograd, Yugoslavia, Aug. 26-30, 1989*. V. 1. P. 355-358.
104. **Kedrinskii V. K., Stepanov V. A.** Cavitation effects in thin films // *Proc. 12th Int. Symp. on Nonlinear Acoustics, Austin, USA, 1990*. P. 470-475.
105. **Кедринский В. К.** Двухфазные модели в задачах физической акустики // *Краевые задачи математической физики: Сб. статей. Киев: Наук. думка, 1990*. С. 94-110.
106. **Кедринский В. К.** Пузырьковый кластер, кумулятивные струи и кавитационная эрозия // *ПМТФ*. 1996. Т. 37, № 4. С. 22-31.
107. **Kedrinskii V. K.** On relaxation of tensile stresses in cavitating liquids // *Proc. 13th Int. Congress on Acoustics, Beograd, Yugoslavia, Aug. 26-30, 1989*. V. 1. P. 327-330.
108. **Kedrinskii V. K.** Hydrodynamics of explosion: experiment and models // *Proc. IUTAM Symp. on Adiabatic Waves in Liquid-Vapour Systems, Goettingen, Aug. 28-Sept. 1, 1989*. P. 395-405.
109. **Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах / С. П. Киселев, Г. А. Руев, А. П. Трунев и др.** Новосибирск: Наука, 1992.
110. **Киселев С. П.** Упругопластическая модель деформирования пористого материала // *Фильтрация многофазных систем. Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 1991*.
111. **Киселев С. П.** Ударно-волновые процессы в пористой упругопластической среде // *Тез. докл. 8-го Всесоюз. съезда по теорет. и прикл. механике. М., 1991*.
112. **Киселев С. П., Фомин В. М.** О модели пористого материала с учетом пластической зоны, возникающей в окрестности поры // *ПМТФ*. 1993. Т. 34, № 6. С. 125-133.
113. **Киселев С. П., Фомин В. М.** Математическое моделирование ударно-волновых процессов в пористых упругопластических материалах // *Моделирование в механике: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ВЦ; ИТПМ*. 1991. Т. 5, № 3. С. 40-75.

114. Fomin V. M., Kiselev S. P. Shock wave processes in porous elastoplastic materials // Shock Waves: Proceedings. Sendai, Japan, 1991. V. 1.
115. Киселев С. П., Фомин В. М. Ударно-волновые процессы в пористых упругопластических материалах // Проблемы защиты земли от столкновений с опасными космическими объектами (SPE-94): Тез. докл. Междунар. конф. Ч. 2. Снежинск, 1994.
116. Киселев С. П. Численное моделирование распространения упруго-пластических волн в пористом материале. Новосибирск, 1994 (Препр. / РАН. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 6-94).
117. Киселев С. П. О распространении ударной волны в пористом материале, возникающей при соударении пластин // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 4. С. 79–83.
118. Киселев С. П., Фомин В. М. Ударная волна разрежения в пористом материале // Докл. РАН. 1995. Т. 341, № 5. С. 630–631.
119. Киселев С. П., Фомин В. М. Ударная волна разрежения в пористом материале // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 1. С. 28–35.
120. Киселев С. П., Фомин В. М. К вопросу об образовании холодного слоя частиц при взрывном компактировании порошков // Моделирование в механике: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ВЦ; ИТПМ. 1990. Т. 4, № 6. С. 49–53.
121. Панин В. Е., Бондарь М. П., Костюков Н. А. и др. Динамическое прессование моноклида титана // Изв. вузов. Физика. 1987. Т. 30, № 9. С. 35–39.
122. Костюков Н. А. Структура течения бинарных смесей твердых частиц в условиях двумерного ударно-волнового нагружения // ПМТФ. 1988. № 3. С. 54–58.
123. Костюков Н. А. Приближенный расчет критических параметров отражения ударных волн в конденсированных средах // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 1. С. 72–75.
124. Костюков Н. А., Сагдиев Ф. А. Определение критических параметров отражения ударных волн в порошковых композиционных материалах // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 1. С. 82–88.
125. Загарин Ю. В., Кузьмин Г. Е., Яковлев И. В. Измерение давления и температуры при ударном нагружении пористых композиционных материалов // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 2. С. 129–133.
126. Вертман А. А., Епанчинцев О. Г., Звездин Ю. И. и др. Получение взрывным компактированием высокоэрозионных материалов системы Мп-А1-С // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 6. С. 120–124.
127. Костюков Н. А. Физические причины и механизмы образования пограничных зон при двумерном взрывном компактировании порошковых материалов // ПМТФ. 1991. № 6. С. 154–161.
128. Костюков Н. А., Яковлев И. В. Течение порошковых материалов вблизи примесных включений в условиях ударного нагружения // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 2. С. 109–111.
129. Костюков Н. А., Кузьмин Г. Е., Шаталин В. М. Течение порошковых материалов в области ветвления ударных волн // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 5. С. 118–122.
130. Киселев С. П., Фомин В. М., Шитов Ю. А. Численное моделирование отскока пористого цилиндра от жесткой преграды // ПМТФ. 1990. № 3. С. 100–104.
131. Гулидов А. И., Шабалин И. И. Численный алгоритм моделирования закритического откола при соударении пластин // Моделирование в механике. Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ВЦ; ИТПМ. 1990. № 4.
132. Гулидов А. И. Организация вычислительного процесса и структура данных при численном решении динамических задач механики сплошных сред // Моделирование в механике. Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ВЦ; ИТПМ. 1991. Т. 5, № 3. С. 127–141.
133. Гладышев А. М., Гулидов А. И., Ковеня В. М. и др. Взрывное метание, аэродинамика и удар твердого тела. Численный эксперимент // Моделирование в механике: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ВЦ; ИТПМ. 1991. № 2. С. 7–19.
134. Гулидов А. И., Шабалин И. И. Метод свободных элементов. Приложение к решению задач разрушения упругопластических тел в процессе ударного взаимодействия. Новосибирск, 1994 (Препр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 9-94).
135. Гулидов А. И., Шабалин И. И. Метод свободных элементов для решения задач высокоскоростного взаимодействия тел // IV Забавихинские чтения: Тез. докл. Междунар. конф. Снежинск, 16–20 октября 1995.
136. Гулидов А. И., Шабалин И. И. Расчет контактных границ с учетом трения при динамическом взаимодействии деформируемых тел // Численные методы решения задач упругости и пластичности: Материалы 9-й Всесоюз. конф. Новосибирск, 1988.
137. Gulidov A. I., Sapozhnikov G. A., Fomin V. M. Numerical solutions of collisions of high-speed bodies // Proc. 2nd Japan-Soviet Union Joint Symp. on Computational Fluid Dynamics, Tsukuba, Aug. 27–31, 1990. V. 1.
138. Gulidov A. I. Numerical simulation of high-velocity impact for a three-dimensional case // Lavrentyev Readings on Mathematics, Mechanics, and Physics: 4th Int. Conf. (Abstr.), Kazan', Russia, 1995.

139. Deribas A. A., Gulidov A. I., Zlobin B. S., et al. On the oblique collisions of the metallic plates at extreme conditions // Proc. 13th Int. Conf. on High Pressure Science and Technology, Bangalor, India, Oct. 7–11, 1991.
140. Киселев С. П., Фомин В. М. О разлете оболочки под действием продуктов детонации с учетом противодавления воздуха // Физическая газодинамика реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1990.
141. Шер Е. Н. О динамическом развитии зоны радиальных трещин при камуфлетном взрыве // ПМТФ. 1988. № 1. С. 164–167.
142. Черников А. Г., Шер Е. Н. Квазистатическая модель камуфлетного взрыва сосредоточенного заряда в массиве и отдельном блоке // Физ.-техн. проблемы разработки полезных ископаемых. 1990. № 4.
143. Шер Е. Н. Динамика развития зоны перемола в упругопластической среде при камуфлетном взрыве сосредоточенного заряда // Физ.-техн. проблемы разработки полезных ископаемых. 1996. № 5.
144. Шер Е. Н. Учет динамики при описании разрушения хрупких сред взрывом шнурового заряда // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 3. С. 174–183.
145. Башеев Г. В., Мартынюк П. А., Шер Е. Н. О влиянии направления и величины внешнего поля напряжений на форму траекторий и развитие звездчатой системы трещин // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 5. С. 147–159.
146. Мартынюк П. А., Шер Е. Н. О влиянии параметров двухосного поля горного давления на форму зоны разрушения от взрыва шнурового заряда в хрупкой среде // ПМТФ (в печати).
147. Ефимов В. П., Шер Е. Н. Расчет параметров внедрения жесткого клина в образец с разрезом // Физ.-техн. проблемы разработки полезных ископаемых. 1989. № 1.
148. Ефимов В. П., Мартынюк П. А., Шер Е. Н. Учет влияния вертикальных сил при расклинивании // Физ.-техн. проблемы разработки полезных ископаемых. 1992. № 3.
149. Алексеева Т. А., Мартынюк П. А. Траектории выхода трещин на свободную поверхность // Физ.-техн. проблемы разработки полезных ископаемых. 1991. № 2.
150. Мартынюк П. А., Шер Е. Н. О развитии трещины вблизи кругового отверстия с учетом внешнего поля сжимающих напряжений // Физ.-техн. проблемы разработки полезных ископаемых. 1996. № 6.
151. Ефимов В. П., Мартынюк П. А., Шер Е. Н. О траектории выхода трещин на свободную поверхность при расклинивании // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 6. С. 142–152.
152. Ишуткин С. Н., Кузьмин Г. Е., Пай В. В. Термопарное измерение температуры металла в условиях импульсного деформирования // ПМТФ. 1991. № 1. С. 137–143.
153. Тесленко В. С., Жуков А. И., Митрофанов В. В. Многоочаговый электроискровой разряд в жидкости // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21, № 18. С. 20–26.
154. Тесленко В. С. Ударно-акустический пробой в жидкости. Кинетика вынужденного акустического рассеяния при фокусировке ударных волн // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20, № 5. С. 51–56.
155. Гилев С. Д. Электропроводность высокопористого алюминия в условиях ударно-волнового нагружения // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1990. Вып. 99. С. 105–109.
156. Гилев С. Д. Электрические свойства высокопористой никелевой губки в ударной волне // ЖТФ. 1995. Т. 65, № 6. С. 84–93.
157. Ждан С. А. Численное моделирование взрыва заряда ВВ в пене // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 2. С. 103–110.
158. Чистяков В. П. Расчет параметров газокумулятивной струи // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1987. Вып. 80. С. 139–148.
159. Кинеловский С. А., Маевский К. К. О приникании кумулятивной струи в прочную преграду // ПМТФ. 1989. № 2. С. 150–156.
160. Кинеловский С. А. Концепция упругих-неупругих взаимодействий струйных потоков идеальной несжимаемой жидкости // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 3. С. 75–86.
161. Пай В. В., Кузьмин Г. Е., Яковлев И. В. Приближенная оценка параметров нагружения в композиционных материалах для случая сильных ударных волн // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 3. С. 134–138.
162. Нестеренко В. Ф. Импульсное нагружение гетерогенных материалов. Новосибирск: Наука, 1992.
163. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Т. 1, 2. М.: Наука, 1987. (Nigmatulin R. I. Dynamics of Multiphase Media. V. 1, 2. N. Y.: Hemisphere, 1991.)
164. Губайдуллин А. А., Газизов Р. К. Усиление ударных волн в пузырьковой жидкости с градиентом концентрации газа // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1988. № 1. С. 49–54.
165. Нигматулин Р. И., Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К. Проявления сжимаемости несущей фазы при распространении волн в пузырьковых жидкостях // Докл. АН СССР. 1989. Т. 304, № 5. С. 1077–1081.
166. Нигматулин Р. И., Шагапов В. Ш., Хабеев Н. С. Эффекты аномального влияния компонентного состава в акустике кипящих растворов // Докл. АН СССР. 1989. Т. 304, № 6. С. 1323–1328.

167. Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К. Волны в пузырьковой жидкости при наличии химических реакций в газовой фазе // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 6. С. 14–22.
168. Gubaidullin A. A. The peculiarity of nonlinear waves evolution in bubbly liquids // Physical Acoustics: Fundamentals and Applications. N. Y.; L.: Plenum Press, 1991. P. 347–351.
169. Gubaidullin A. A. Shock wave phenomena in bubbly liquids // Proc. 2nd Int. Conf. on Multiphase Flow, Kyoto, Japan, 1995. V. 1. PH2, PH3–PH8.
170. Нигматулин Р. И., Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К., Лейхи Р. Метод сверхсильного сжатия газового пузырька в жидкости неперриодическим воздействием на жидкость давлением умеренной амплитуды // Докл. РАН. 1995. Т. 341, № 1. С. 37–41.
171. Нигматулин Р. И., Ахатов И. Ш., Вахитова Н. К. О сжимаемости жидкости в динамике газового пузырька // Докл. РАН. 1996. Т. 348, № 6. С. 768–771.
172. Нигматулин Р. И., Губайдуллин А. А., Ахметов А. Т. и др. Экспериментальное и теоретическое моделирование эффекта аномального усиления ударных волн в высоковязких жидкостях // Докл. РАН. 1996. Т. 346, № 1. С. 46–50.
173. Гумеров Н. А. Длинные волны конечной амплитуды в полидисперсных газовзвесах // ПМТФ. 1990. № 4. С. 157–161.
174. Губайдуллин Д. А., Ивандаев А. И. Динамика импульсных волн малой амплитуды в парогзакопельных системах // ПМТФ. 1991. № 2. С. 108–113.
175. Гумеров Н. А. О слаболинейных колебаниях радиуса парового пузыря в акустическом поле // ПММ. 1991. Т. 55, вып. 2. С. 256–263.
176. Кругликов Б. С., Кутушев А. Г. Ослабление воздушных ударных волн слоями запыленного газа и решетками // ПМТФ. 1988. № 1. С. 51–57.
177. Кутушев А. Г., Назаров У. А. Численное исследование нестационарных ударных волн в парогзакопельных смесях // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1992. № 4. С. 67–75.
178. Кутушев А. Г., Родионов С. П. Распространение ударных волн в полидисперсных газовзвесах // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 2. С. 24–31.
179. Кутушев А. Г., Рудаков Д. А. Численное исследование воздействия ударной волны на преграду, экранируемую слоем пористой порошкообразной среды // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 5. С. 25–31.
180. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Родионов С. П. Формирование волн гетерогенной детонации в полидисперсных газовзвесах унитарного топлива под действием взрыва // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 3. С. 83–91.
181. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Рудаков Д. А. Численное исследование процесса метания слоя порошка сжатым газом // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 4. С. 63–70.
182. Кутушев А. Г., Пичугин О. Н. О влиянии пространственной неоднородности распределения частиц в экранирующем слое на подавление детонационной волны в аэровзвеси унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 4. С. 107–109.
183. Кутушев А. Г., Родионов С. В. Расчет критических условий возникновения детонации в монодисперсной газовзвеси унитарного топлива при ударном инициировании // Там же. С. 110–112.
184. Кутушев А. Г., Пичугин О. Н. Математическое моделирование разлета сжатой горячей газовзвеси унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 1. С. 85–95.
185. Gubaidullin A. A., Nigmatulin R. I. Linear waves in saturated porous media // Transport in Porous Media. 1992. V. 9, N 1–2. P. 135–142.
186. Губайдуллин А. А., Урманчиев С. Ф. Волны сжатия в насыщенных газом пористых средах // Тр. 1-й Рос. нац. конф. по теплообмену, М., 1994. Т. 7. С. 71–77.
187. Губайдуллин А. А., Кучугурина О. Ю. Сферические и цилиндрические линейные волны в насыщенных жидкостью пористых средах // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33, № 1. С. 108–115.
188. Gubaidullin A. A., Kuchugurina O. Yu. One-dimensional linear waves with axial and central symmetries in saturated porous media // Transport in Porous Media. 1996. V. 22, N 1. P. 73–90.

Поступила в редакцию 13/1 1997 г.