

УДК 532.593+532.529+534.222

ФОРМИРОВАНИЕ И УСИЛЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ПУЗЫРЬКОВОМ “ШНУРЕ”

В. К. Кедринский*, В. А. Вшивков, Г. Г. Лазарева

* Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск
Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
630090 Новосибирск
E-mail: kedr@hydro.nsc.ru

Численно исследована структура и динамика волнового поля, излучаемого пузырьковой системой в виде аксиального пузырькового цилиндра (шнура) в результате его возбуждения плоской ударной волной, распространяющейся вдоль оси в осесимметричной ударной трубе. Показано, что в результате последовательного возбуждения пульсаций пузырьковой зоны в шнуре и в окружающей жидкости формируется квазистационарная ударная волна. Приведены результаты численного анализа зависимости максимальной амплитуды результирующей волны от параметров задачи.

Ключевые слова: пузырьковые среды, ударные волны, ударные трубы.

Введение. Проблема создания гидроакустических источников взрывного типа (гидроакустических аналогов лазерных систем — Shock Amplification by Systems with Energy Release (SASER)) связана с исследованиями волновых процессов в средах, способных воспринимать “закачиваемую” энергию. Такие среды поглощают относительно слабую внешнюю импульсную нагрузку и переизлучают ее с существенным увеличением амплитуды (за счет эффектов кумуляции) и возможной концентрацией энергии в заданном направлении [1].

Из наиболее близких постановок задач в этой области отметим экспериментальные и численные исследования шнуровых зарядов ВВ и неоднородных течений с осевой симметрией [1–6] в пузырьковых свободных системах. В [1], в частности, представлены результаты исследований ряда проблем подводного взрыва с детальным анализом структуры и параметров волнового поля шнуровых и спиральных зарядов, особенностей трансформации ударных волн в пузырьковых средах, их усиления при столкновении и фокусировке, а также проблемы формирования волн пузырьковой детонации в химически активных системах. В [2] изучены особенности эволюции волн пузырьковой детонации в цилиндрической пузырьковой зоне, находящейся в объеме “чистой” жидкости. Показано, что для возникновения и распространения детонационного солитона необходимо, чтобы радиус пузырьковой зоны был больше некоторого критического значения, зависящего от калорийности газа в пузырьках, объемного содержания газа и радиусов пузырьков. Численный анализ волновой структуры зоны реакции и скорости детонации в столбе химически активной пузырьковой среды выполнен в работе [3]. Установлено, что волна пузырьковой детонации в такой системе может распространяться с большей скоростью, чем в одномерном случае.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда “Ведущие научные школы России” (грант № НШ-2073.2003.1) и интеграционного проекта № 22 СО РАН.

Среди работ, связанных прежде всего с анализом поведения различных химически активных или пассивных сред, способных к генерации излучения, отметим [4], где в рамках модели Иорданского, Когарко, ван Виингардена (ИКВ-модели) [7–9] выполнены численные исследования возбуждения сферического облака (кластера) пузырьков плоской ударной волной и формирования в кластере ударной волны с криволинейным фронтом, вдоль которого возникает резкий градиент давления. Показано, что изменением величины объемной концентрации газовой фазы удается регулировать координату пятна фокусировки волны и, в частности, сформировать его в окрестности межфазной границы кластер пузырьков — жидкость. При этом амплитуда волны, излученной кластером в жидкость, может на 1–2 порядка превышать амплитуду волны, возбуждающей кластер. Некоторый аналог экспериментального моделирования задачи в этой постановке исследован в [5], где в качестве кластера использовался поролоновый шарик, насыщенный газом. В результате численного моделирования взаимодействия ударной волны с тороидальным пузырьковым кластером, помещенным на ось симметрии гидродинамической ударной трубы, в работе [6] показано, что генерация пузырьковым кластером тороидальной волны приводит к возникновению направленного излучения в жидкость. Другой пример фокусировки волн в осесимметричной геометрии рассмотрен в работе [10], в которой численно исследована задача о гидродинамической ударной трубе со скачками поперечного сечения, заполненной химически активной пузырьковой смесью.

Настоящая работа посвящена численному исследованию генерации акустического излучения пассивным пузырьковым шнуром, вдоль которого в окружающей жидкости распространяется ударная волна.

Постановка задачи. Основные уравнения. На торце цилиндрической ударной трубы радиуса r_{st} , заполненной водой, в момент $t = 0$ по всему сечению задается скачок массовой скорости. В центральной области трубы находится цилиндрическая пузырьковая зона (пузырьковый кластер в виде шнура) радиуса R_{cl} ($R_{cl} < r_{st}$) с объемной концентрацией газовой фазы k_0 , образующая которой параллельна оси z (рис. 1). Пузырьки газа в кластере имеют один и тот же радиус R_0 . Кластер отстоит от плоскости $z = 0$ на некотором расстоянии l_{cl} . При $t > 0$ ударная волна распространяется слева направо в окружающей жидкости вдоль поверхности кластера и преломляется в него. Из-за разности скоростей ударная волна в жидкости опережает волну в пузырьковой зоне, порождая в ней сложную волновую структуру, которая, очевидно, будет зависеть не только от параметров зоны, но и от радиуса шнура.

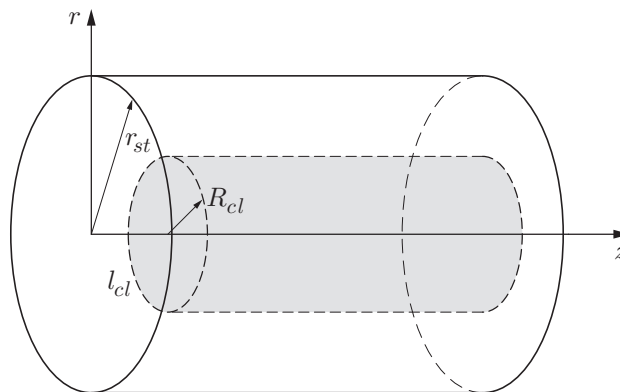


Рис. 1. Схема гидродинамической ударной трубы с пузырьковой зоной в виде соосного цилиндра (пузырькового шнура)

Взаимодействие плоской ударной волны с пузырьковой системой приводит к ее фокусировке внутри шнура и усилению, степень которого определяется параметрами системы и радиусом шнура R_{cl} . Усиленная ударная волна распространяется в шнуре вдоль оси симметрии и излучается в окружающую жидкость. Численное исследование формирования и распространения ударной волны в пузырьковом шнуре выполнялось в рамках модифицированной ИКВ-модели [4], которая включает законы сохранения массы и импульса для средних значений давления p , плотности ρ и скорости \mathbf{u} , а также уравнения состояния для жидкого компонента и пузырьковой среды:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) &= 0, & \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u}(\nabla \mathbf{u}) &= -\frac{1}{\rho} \nabla p, \\ p = p(\rho) &= 1 + \frac{\rho_0 c_0^2}{n p_0} \left[\left(\frac{\rho}{1-k} \right)^n - 1 \right], & k &= \frac{k_0}{1-k_0} \rho \beta^3. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ_0 — плотность жидкости; c_0 — скорость звука в жидкости; k_0 — начальная объемная концентрация газовой фазы. В уравнении состояния для жидкой фазы $n = 7,15$. Как видно, система (1) не замкнута: в уравнениях состояния появляется новая переменная k — объемная концентрация газовой фазы в кластере, содержащая динамическую переменную $\beta = R/R_0$ — относительный радиус пузырьков.

Особенность ИКВ-модели состоит в том, что физически гетерогенная среда рассматривается как однородная с особыми свойствами состояния, описываемыми модифицированным уравнением Рэлея

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{3}{2\beta} S^2 - \frac{C_1}{\beta^2} - C_2 \frac{S}{\beta^2} - \frac{p}{\beta} + \beta^{-3\gamma-1}, \quad (2)$$

где

$$S = \frac{\partial \beta}{\partial t}, \quad C_1 = \frac{2\sigma}{R_0 p_0}, \quad C_2 = \frac{4\mu}{R_0 \sqrt{p_0 \rho_0}}.$$

Здесь σ — коэффициент поверхностного натяжения; μ — коэффициент вязкости; p_0 , ρ_0 , R_0 , $\sqrt{p_0/\rho_0}$, $R_0 \sqrt{\rho_0/p_0}$ — константы, по которым система уравнений приведена к безразмерному виду.

Начиная с работ, опубликованных в 1960–1970-х гг. (см. библиографию в [1, гл. 5, 7]), предложенная модель использовалась для описания: развития кавитации при подводных взрывах вблизи свободной поверхности; прочности реальной жидкости, содержащей ядра кавитации; структуры ударных волн и волн разрежения, их взаимодействия в пассивных [4, 6] и химически активных [10] пузырьковых средах как в одномерной, так и двумерной постановках. Сопоставление выполненных в рамках этой модели расчетов ударно-волновых процессов, а также динамики состояния и структуры пузырьковых сред с экспериментальными данными показало, что ИКВ-модель и ее модификации хорошо описывают и волновые процессы в пассивных и химически активных пузырьковых средах, и динамику структуры среды.

В цилиндрических координатах область решения имеет вид прямоугольника $0 \leq z \leq z_{\max}$, $0 \leq r \leq r_{st}$. Задание осевой компоненты скорости на плоскости $z = 0$ в предположении равенства нулю радиальной компоненты определяет стационарную ударную волну с амплитудой P_{sh} . На оси $r = 0$ задаются условия симметрии. На границе $r = r_{\max}$ (стенка ударной трубы) ставится условие, исключающее отражение ударной волны. Выход волны из области при $z = z_{\max}$ определяется равенством нулю вторых производных всех функций по координате z . Для решения газодинамической системы уравнений (1) были использованы явная схема с направленными разностями и схема расщепления, описанные в [11] и

адаптированные к данной задаче. Заметим, что в расчетах может быть также использована схема, предложенная в [12]. Для расчета уравнения (2) применялась неявная схема Рунге — Кутты — Мерсона 4-го порядка.

Результаты численных расчетов. Рассчитывался процесс формирования волнового поля в пузырьковом шнуре и окружающей жидкости в ударной трубе радиуса $r_{st} = 15$ см для расчетной области, ограниченной координатой $z_{st} = 70$ см. Параметры шнура (объемная концентрация газовой фазы k_0 , радиус пузырьков R_0 и радиус пузырькового шнура R_{cl}) варьировались в диапазонах $k_0 = 0,005 \div 0,05$, $R_0 = 0,01 \div 0,4$ см, $R_{cl} = 0,5 \div 5$ см, амплитуда падающей ударной волны изменялась в диапазоне $P_{sh} = 1 \div 12$ МПа. На рис. 2 представлены характерные профили волнового поля (рис. 2, *a*), система изобар, выделяющая особенности его структуры в области в целом (рис. 2, *б*) и в окрестности первой волны (рис. 2, *в*), и качественная картина распределения относительного радиуса пузырьков в шнуре (рис. 2, *г*). На распределении радиусов светлая область соответствует максимальному сжатию пузырьков (рис. 2, *г*). Видно, что в зоне схлопывания пузырьков в среде зарождаются интенсивные пульсации давления, в результате чего в среде в целом формируется уединенный импульс давления (рис. 2, *a*) с тонкой структурой ядра ударной волны (рис. 2, *в*), вслед за которым возникает фаза разрежения и наблюдается зарождение следующей пульсации (рис. 2, *a*). Эта вторичная волна заметно слабее.

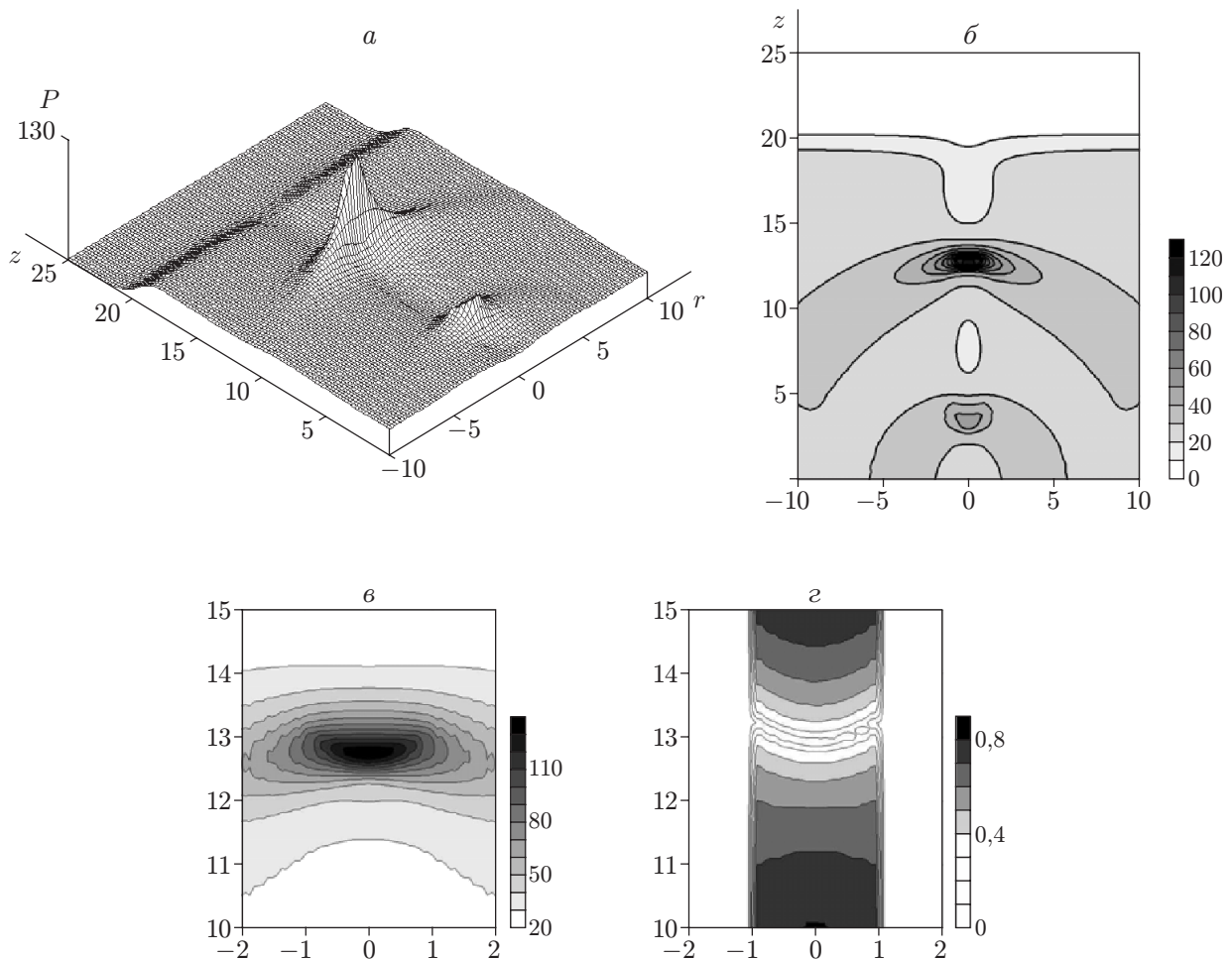


Рис. 2. Характерная структура волнового поля (*a*, *б*), тонкая структура поля давления в окрестности максимальной амплитуды ударной волны (*в*) и пузырьковой зоны (*г*): $k_0 = 0,01$, $R_0 = 0,2$ см, $P_{sh} = 3$ МПа, $R_{cl} = 1$ см

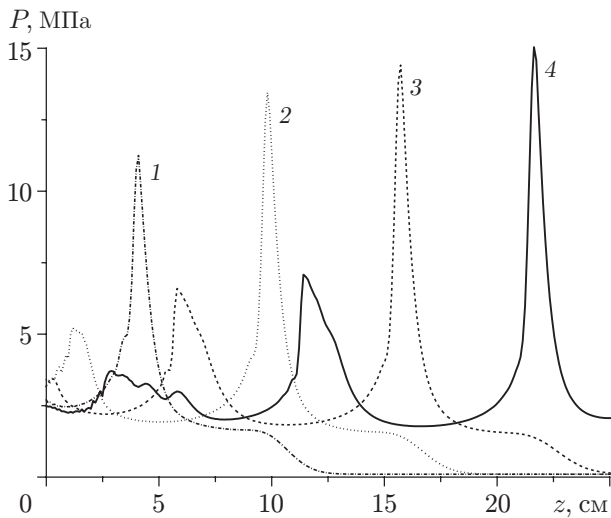


Рис. 3

Рис. 3. Распределение давления на оси пузырькового шнура для моментов времени 140 (1), 180 (2), 220 (3) и 260 мкс (4)

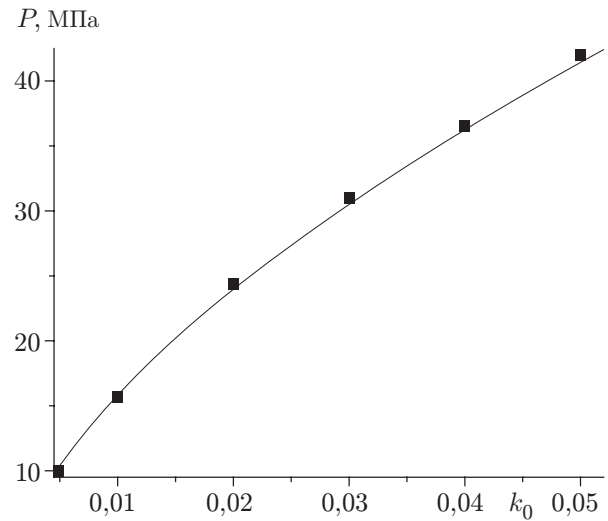


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость амплитуды квазистационарной ударной волны от объемной концентрации газовой фазы:

точки — расчет, сплошная линия — аппроксимация

Как показывает расчет (рис. 2,з), внутри шнура возникает зона фокусировки с криволинейным фронтом ударной волны, существующая даже в тонком пузырьковом шнуре и коррелирующая с вогнутой областью минимальных радиусов пузырьков. Представление о формировании волнового поля в шнуре дает распределение давления на оси z для четырех моментов времени (рис. 3). Видно, что динамика распределения давления выводит процесс на некоторую асимптотику — формирование квазистационарного импульса давления на фоне падающей волны (рис. 3, полочка перед фронтом с амплитудой 3 МПа).

Анализ влияния удельной доли газовой фазы в пузырьковом шнуре показал, что с увеличением k_0 амплитуда результирующей волны на оси z растет (рис. 4) и может быть аппроксимирована простой зависимостью

$$p_{cl} \approx 250k_0^{0,6},$$

которая получена при сохранении значений остальных параметров ($p_{sh} = 3$ МПа, $R_0 = 0,2$ см, $R_{cl} = 1$ см), использованных в расчетах, представленных на рис. 2, 3. Заметим, что здесь и далее p_{cl} определяет значение максимальной амплитуды квазистационарной волны в условиях, близких к асимптотическим на участке шнура длиной в 70 см. О выходе на стационарный режим на этом участке шнура уверенно можно говорить только для амплитуд падающей волны $p_{sh} = 0,5 \div 1,5$ МПа.

В работе [4] при исследовании волнового поля, генерируемого в сферическом пузырьковом кластере, возбужденном внешней плоской ударной волной, было показано, что давление в пятне фокуса существенно зависит от плотности числа пузырьков в кластере при сохранении величины объемной концентрации k_0 . Согласно результатам анализа волнового поля этот эффект сохраняется и в пузырьковом шнуре. На рис. 5 эта зависимость представлена для трех значений радиусов шнура: 1, 2 и 3 см. Видно, что уменьшение амплитуды с увеличением радиуса пузырьков носит экспоненциальный характер, а фокусировка волны в пузырьковой зоне заметно усиливает результирующую волну по мере

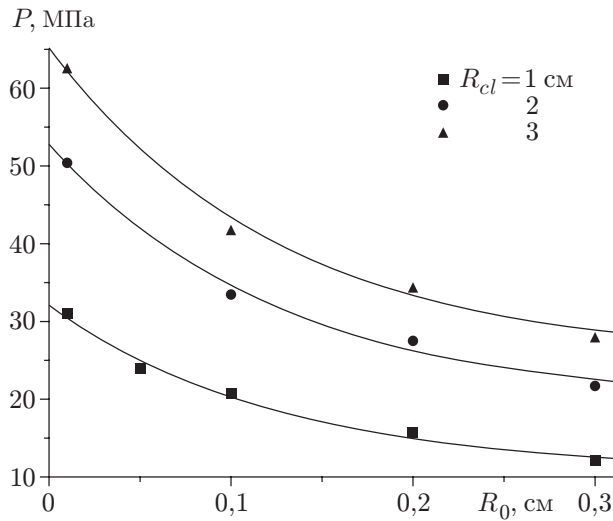


Рис. 5

Рис. 5. Влияние плотности числа пузырьков в шнуре на амплитуду результирующей волны ($k_0 = 0,01$, $P_{sh} = 3$ МПа):

точки — расчет, сплошные линии — аппроксимация

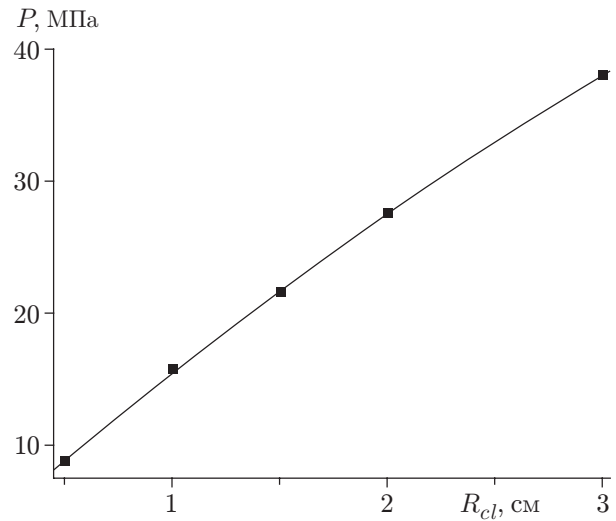


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость амплитуды квазистационарной волны от радиуса пузырькового шнура:

точки — расчет, сплошная линия — аппроксимация

увеличения радиуса шнура. Порядок этой зависимости можно аппроксимировать следующей экспоненциальной функцией:

$$p_{cl} \approx R_{cl}^{0,65} (11 + 21 e^{-8R_0}).$$

Здесь R_0 , R_{cl} измеряются в см, p_{cl} — в МПа.

Как уже отмечалось, увеличение радиуса шнура должно способствовать процессу фокусировки ударной волны в окрестности оси симметрии, когда более контрастно проявляется различие скоростей распространения падающей ударной волны в жидкости, окружающей шнур, и в пузырьковой зоне. При этом, как видно из рис. 6, наблюдается достаточно заметное увеличение амплитуды результирующей волны.

Оказалось, что чем тоньше шнур, тем быстрее происходит формирование квазистационарной ударной волны в пузырьковом шнуре. Здесь также возможна простая аппроксимация, дающая результат, близкий к расчетному:

$$p_{cl} \approx 1,8 + 14,5R_{cl} - 0,8R_{cl}^2.$$

Выводы. В результате численного исследования структуры и динамики волнового поля, генерируемого в гидродинамической ударной трубе пузырьковой системой в виде аксиального пузырькового цилиндра (шнура), показано, что в шнуре и окружающей жидкости формируется квазистационарная ударная волна. Максимальная амплитуда результирующей волны, определяемая параметрами задачи, увеличивается с увеличением радиуса шнура и объемной концентрации газовой фазы. Причем при фиксированном значении k_0 амплитуда существенно увеличивается с повышением плотности числа пузырьков (с уменьшением R_0) в единице объема смеси. Получены аппроксимационные зависимости, позволяющие достаточно достоверно оценивать степень усиления волнового поля в пузырьковом шнуре.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Кедринский В. К.** Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
2. **Гималтдинов И. К., Переведенцева А. Р.** Динамика детонационных волн вдоль цилиндрического объема пузырьковой смеси, находящейся в “чистой” жидкости // Спектральная теория дифференциальных операторов и родственные проблемы. Уфа: Гилем, 2003.
3. **Ждан С. А.** Детонация столба химически активной пузырьковой среды в жидкости // Физика горения и взрыва. 2003. № 4. С. 107–112.
4. **Кедринский В. К., Шокин Ю. И., Вшивков В. А. и др.** Генерация ударных волн в жидкости сферическими пузырьковыми кластерами // Докл. РАН. 2001. Т. 381, № 6. С. 773–776.
5. **Накоряков В. Е., Донцов В. Е.** Взаимодействие ударной волны со сферическим пузырьковым кластером в жидкости // Докл. РАН. 2003. Т. 391, № 2. С. 199–202.
6. **Кедринский В. К., Вшивков В. А., Лазарева Г. Г. и др.** Фокусировка осциллирующей ударной волны, излученной тороидальным облаком пузырьков // Журн. эксперим. и теорет. физики. 2004. Т. 125, вып. 6. С. 1302–1310.
7. **Иорданский С. В.** Об уравнениях движения жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1960. № 3. С. 102–110.
8. **Когарко Б. С.** Об одной модели кавитирующей жидкости // Докл. АН СССР. 1961. Т. 137, № 6. С. 1331–1333.
9. **Van Wijngaarden L.** On the equations of motion for mixtures of liquid and gas bubbles // J. Fluid Mech. 1968. V. 33. P. 465–474.
10. **Кедринский В. К., Маслов И. В., Таратута С. П.** Структура волнового поля в активных пузырьковых системах в ударных трубах со “скачками” сечений // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 2. С. 101–109.
11. **Ковеня В. М., Лебедев А. С.** Модификации метода расщепления для построения экономичных разностных схем // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1994. Т. 34, № 6. С. 886–897.
12. **Ковеня В. М.** Некоторые тенденции развития математического моделирования // Вычисл. технологии. 1992. Т. 7, № 2. С. 59–71.

Поступила в редакцию 29/XI 2004 г.
