

ФОКУСИРОВКА ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, ИЗЛУЧЕННОЙ ТОРОИДАЛЬНЫМ ОБЛАКОМ ПУЗЫРЬКОВ

В. К. Кедринский, В. А. Вшивков, Г. И. Дудникова, Ю. И. Шожин, Г. Г. Лазарева*

*Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

*Институт вычислительных технологий
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 28 июля 2003 г.

Выполнено исследование динамики полей давления для аксиально-симметричной задачи о взаимодействии плоской ударной волны со «свободной» пузырьковой системой (тороидальным кластером), в результате которого в жидкости формируется стационарная осциллирующая ударная волна. Приведены результаты численного анализа структуры волнового поля в окрестности оси симметрии при фокусировке излученной пузырьковым кластером ударной волны. Показано, что отражение волны от оси носит нерегулярный характер, на оси формируется диск Маха, который содержит ядро конечной толщины с неоднородным распределением давления по радиусу. Получены данные по динамике «радиуса» ядра диска Маха и максимального значения давления в нем в зависимости от объемной доли газовой фазы в кластере. Исследована зависимость кумулятивного эффекта от геометрических параметров тороидального облака пузырьков.

PACS: 47.40.-x, 43.25.+y

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблемы получения высоких импульсных давлений в жидкостях и газах в течение многих лет привлекают внимание исследователей. Их решения достигаются в результате создания различных типов генераторов, методов кумуляции ударных волн и, наконец, поисков и исследований сред, способных воспринимать «закачиваемую» энергию, поглощать относительно слабую внешнюю импульсную нагрузку, концентрировать ее в некоторой локальной области и переизлучать с существенным увеличением амплитуды. Часто эти проблемы не ограничиваются только требованиями кумуляции энергии, а ставят задачу о ее направленном излучении. Из всего широкого спектра публикаций в этой области остановимся на исследованиях неоднородных ударных волн с осевой симметрией, в которых экспериментальные и теоретические исследования связаны с кольцевыми

источниками ударных волн и коническими течениями. Внимание исследователей привлекла, в частности, работа [1], где экспериментально исследована фокусировка волны давления в воздухе, возникшей в результате высоковольтного разряда на поверхности разрядника тороидальной формы. Теоретические исследования, выполненные в рамках модели Честера, Чизнелла и Уизема [2–4] для газа, показали, что эффекты неограниченной кумуляции возникают также при фокусировке кольцевых и конических ударных волн [5–7]. В работе [7] отмечается, что скорость волны Маха (в пренебрежении диссипативными процессами) увеличивается относительно падающей волны в α^{-1} раз, где α — половинный угол раствора конуса.

Экспериментальный и теоретический анализ топологической перестройки неоднородного фронта ударной волны при ее кумуляции и характера возникающих при этом особенностей течения выполнен в работе [8]. Экспериментальному исследованию нерегулярного отражения в газе кольцевой ударной

*E-mail: kedr@hydro.nsc.ru

волны от оси симметрии и от твердой стенки посвящены работы [9–11]. Было обнаружено образование квазисферической сходящейся ударной волны, которая приводит к усилению кумулятивного эффекта в локальной области [11]. Нерегулярное отражение от поверхности жидкости осесимметричной ударной волны, генерируемой в атмосфере, наблюдалось в экспериментах по моделированию поверхностного точечного взрыва (см. [12]). В [12] также исследовались особенности структуры волнового поля при подводном высоковольтном взрыве кольцевого проводника, генерирующем тороидальную ударную волну в воде, ее фокусировка и последующее взаимодействие с расширяющейся тороидальной полостью, содержащей продукты взрыва, фокусировка образующейся при этом волны разрежения и развитие зоны пузырьковой кавитации в центре тора. Подводный взрыв витков спирали из детонационного шнура, пространственные заряды в виде спиралей изучались в [12, 13]. Фокусировка ударной волны в воздухе, генерируемой бегущей по кольцу детонационной волной, а также структура поля давления, формирующегося при взрыве в воздухе кольцевых и спиральных зарядов, исследованы в [14, 15]. Результаты численного анализа фокусировки тороидальной ударной волны при различных числах Маха и геометрических параметрах схемы приведены в [16].

В 90-х годах начинают появляться публикации, посвященные основным принципам создания гидроакустических аналогов лазерных систем, так называемых акустических лазеров — SASER (shock amplification by systems with energy release) или SABSER (shock amplification by bubbly systems with energy release), если речь идет о пузырьковых системах. Эти публикации связаны прежде всего с анализом поведения различных химически активных или пассивных сред, способных к подобного рода генерации излучения. Так, в работе [17] в рамках модели Иорданского, Когарко и Ван Вингардена [18–21] выполнены численные исследования и показано, что при взаимодействии плоской ударной волны со сферическим пузырьковым кластером в нем формируется ударная волна с криволинейным фронтом и градиентом давления вдоль него. В результате фокусировки такой волны удается добиться увеличения амплитуды падающей волны на один–два порядка. В качестве другого примера фокусировки волн в осесимметричной геометрии можно указать работу [22], в которой численно исследована задача о гидродинамической ударной трубке со скачками поперечного сечения, заполненной химически активной пузырьковой смесью. Показано, что в результате фокуси-

ровки волны пузырьковой детонации на ось формируется маховская конфигурация, т. е. продемонстрирована возможность нерегулярного маховского отражения в таких средах.

Таким образом, пузырьковые среды в качестве источника мощного излучения в жидкости представляют несомненный интерес. Настоящая работа посвящена численному исследованию фокусировки стационарной осциллирующей ударной волны, возбужденной тороидальным пузырьковым кластером, и структуры результирующего волнового поля в ближней зоне кластера. Поля давлений исследуются в жидкостях, подчиняющихся уравнению состояния Тэта (см. систему уравнений (1)). В качестве газовой фазы рассматривается воздух (показатель адиабаты 1.4), а в качестве жидкости — вода, для которой берутся соответствующие коэффициенты вязкости, поверхностного натяжения и показатель адиабаты.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

На торце цилиндрической ударной трубки радиуса r_{st} , заполненной жидкостью, в момент $t = 0$ движением поршня генерируется скачок давления. В ударной трубе находится пузырьковый кластер в форме тора, центр которого расположен на оси z ударной трубки на расстоянии l_{cl} от ее левой границы. Плоскость базовой окружности тора (далее плоскость тора) радиуса R_{tor} ($R_{tor} < r_{st}$) перпендикулярна оси ударной трубки, радиус сечения тора R_{circ} (рис. 1). Объемная концентрация газовой фазы в кластере равна k_0 , пузырьки газа в кластере в начальный момент времени имеют один и тот же радиус R_b и распределены в тороидальном кластере равномерно. При $t > 0$ ударная волна, распространяясь вдоль положительной оси z , взаимодействует с тороидальным облаком пузырьков, огибает его и в зоне контакта фронта преломляется в кластер. Взаимодействие преломленной волны с пузырьковой системой приводит к ее фокусировке внутри кластера и усилению, уровень которого определяется параметрами системы и радиусом сечения тора R_{circ} . Усиленная кластером ударная волна переизлучается в окружающую жидкость.

Расчет процесса фокусировки в кластере преломленной волны выполнялся в рамках модифицированной модели Иорданского, Когарко и Ван Вингардена [17], которая включает в себя законы сохранения массы и импульса для средних значений давления p , плотности ρ , скорости u :

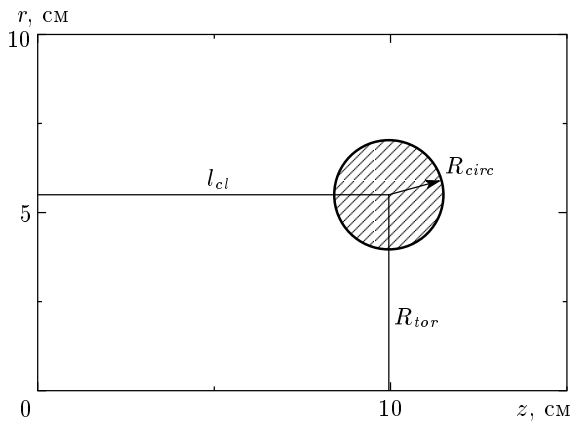


Рис. 1. Схема расположения тороидального пузырькового кластера (сечение тора заштриховано, z — ось симметрии)

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

Как видно, система (1) не замкнута: в уравнении состояния Тэта для жидкой компоненты появляется новая переменная k — удельная доля газовой фазы в кластере, содержащая динамическую переменную $\beta = R/R_0$ — относительный радиус пузырьков. Здесь ρ_0 — плотность невозмущенной жидкой компоненты пузырьковой жидкости, c_0 — скорость звука в ней, k_0 — начальная объемная концентрация газовой фазы, ρ — плотность пузырьковой жидкости, отнесенная к ρ_0 .

Особенность модели Иорданского, Когарко и Ван Вингардена состоит в том, что физически гетерогенная среда рассматривается как однородная с особыми свойствами состояния, описываемыми уравнением Рэлея для безразмерного радиуса β пузырьков,

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

где

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

которое замыкает систему (1). Здесь σ — коэффициент поверхностного натяжения, μ — коэффициент вязкости, $n = 7.15$; $p_0, \rho_0, R_0, \sqrt{p_0/\rho_0}, R_0 \sqrt{\rho_0/p_0}$ — константы, по которым система уравнений приведена к безразмерному виду.

Начиная с работ, опубликованных в 1968 г. (см. ссылки в [12]), предложенная модель использовалась для описания развития кавитации и прочности жидкости, структуры ударных волн и волн разрежения, их взаимодействия в пассивных (см., [17, 23]) и химически активных [22] пузырьковых средах как в одномерной, так и в двумерной постановке. Сопоставление выполненных в рамках этой модели расчетов ударно-волновых процессов, а также динамики состояния и структуры пузырьковых сред с экспериментальными данными показало, что модель Иорданского, Когарко и Ван Вингардена и ее модификации хорошо описывают все процессы в пассивных и в химически активных пузырьковых средах.

В цилиндрических координатах область решения имеет вид прямоугольника $0 \leq z \leq z_{max}, 0 \leq r \leq r_{st}$. Граничные условия на плоскости $z = 0$ описывают формирование стационарной ударной волны с амплитудой P_{sh} путем задания осевой компоненты скорости в предположении равенства нулю радиальной компоненты. На оси $r = 0$ задаются условия симметрии. Расчеты проводились для следующих диапазонов изменения параметров среды: $k_0 = 0.001-0.1, R_0 = 0.01-0.4$ см. Амплитуда ударной волны, взаимодействующей с кластером, менялась в диапазоне $P_{sh} = 3-10$ МПа. На границе $r = r_{max}$ (стенка ударной трубки) ставится условие, исключающее отражение ударной волны. Выход волны из области при $z = z_{max}$ определен равенством нулю вторых производных всех функций по осевому направлению. Для решения газодинамической системы уравнений (1) были использованы явная схема с направленными разностями и схема расщепления, описанные в работе [24] и адаптированные к данной задаче. В качестве схемы для реализации первого этапа может быть использована схема, предложенная в [25]. Для расчета подсистемы (2) применялась неявная схема Рунге–Кутты–Мерсона четвертого порядка.

Достоверность представленных ниже результатов подтверждается 1) тестированием предложенной математической технологии на известном аналитическом решении; 2) соответствием результатов, полученных по двум различным численным методам: с помощью явной схемы первого порядка с направленными разностями и с помощью схемы расщепления второго порядка точности, адаптированной к исследованию течений с сильно нелинейным уравнением состояния; 3) проверкой сходимости численных методов на последовательности измельчающихся сеток; 4) непротиворечивостью полученных результатов и их соответствием имеющимся данным по наблюдению изучаемых явлений.

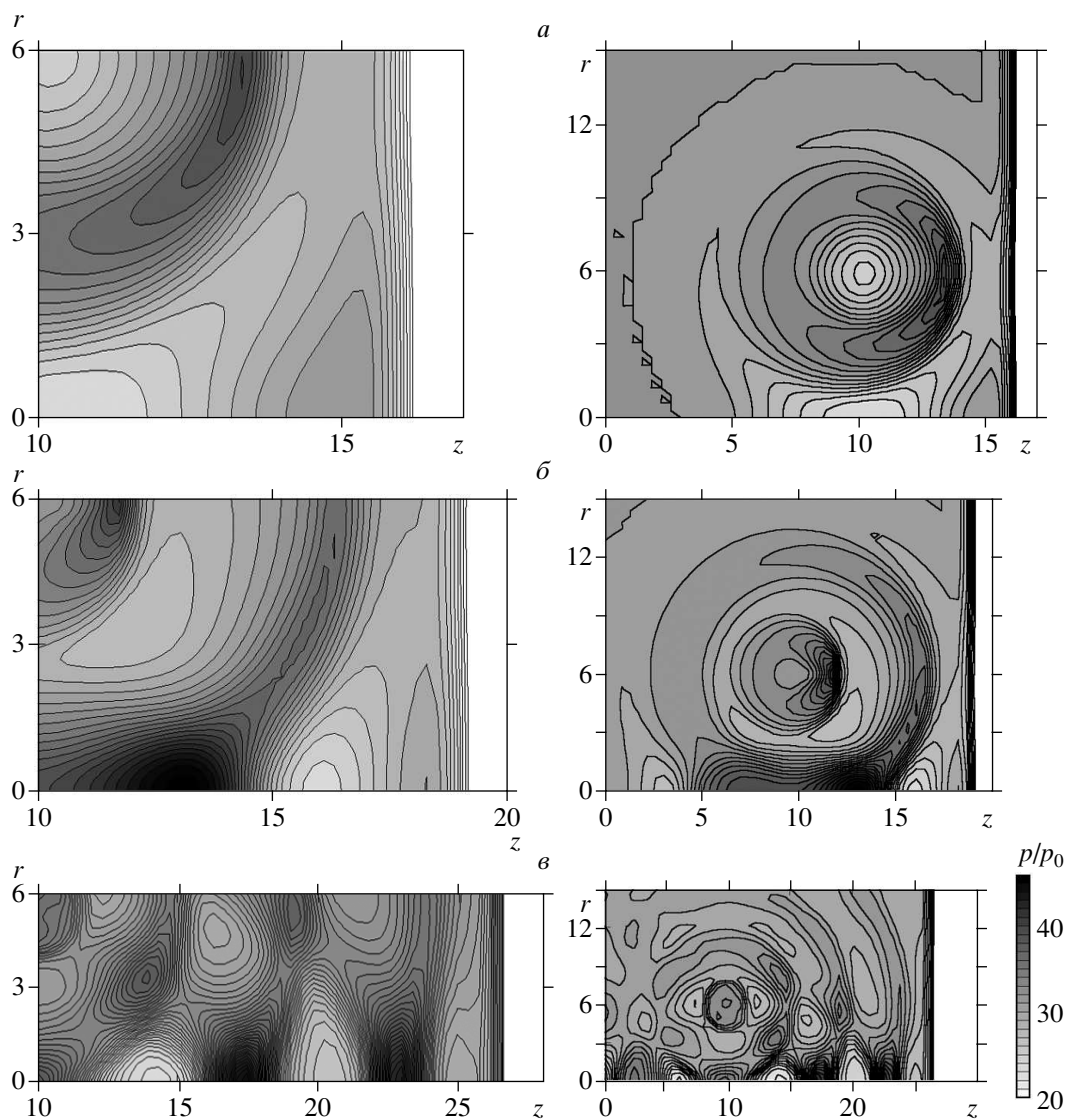


Рис. 2. Поля давлений в виде системы изобар, представленные для трех моментов времени, $t = 110$ мкс (а), $t = 130$ мкс (б), $t = 180$ мкс (в), в виде пары кадров (на кадрах слева увеличен масштаб зоны отражения)

Типичная картина изобар для различных моментов времени фокусировки ударной волны, генерируемой тороидальным облаком пузырьков, показана на рис. 2. Уровень давления можно оценить по шкале распределения относительного давления p (в единицах гидростатического давления $p_0 = 0.1$ МПа, рис. 2в). Каждый момент времени представлен двумя картинками: общий вид (кадр справа) и крупный план (кадр слева) — область, ограниченная плоскостью тора $z = 10$ см, его радиусом R_{tor} и фронтом взаимодействующей с тором ударной волны (на каждом кадре справа). Расчет проведен для следующих параметров: $P_{sh} = 3$ МПа, $r_{st} = 20$ см, $z_{max} = 40$ см,

$l_{cl} = 10$ см, $R_{tor} = 6$ см, $R_{circ} = 1$ см, $k_0 = 0.01$, $R_b = 0.1$ см.

Волновое поле до фокусировки на оси излученной тором волны изображено на рис. 2а. Заметим, что распределение давления вдоль фронта волны существенно неоднородно, а отражение от оси бегущих впереди волны предвестников уже нерегулярно. Естественно, даже в начальной стадии отражение тороидальной волны от оси становится нерегулярным (рис. 2б), что достаточно четко видно по форме первой изобары падающей волны. На этом же кадре виден второй максимум осциллирующей ударной волны, генерируемой кластером. Третья пара

кадров (рис. 2в) демонстрирует образование на оси двух маховских дисков. Сложная волновая структура, включающая систему волн разрежения, предвестников и затухающую последовательность максимумов давления у осциллирующей ударной волны, несколько «затеняет» детальную картину области нерегулярного отражения.

Его результаты, полученные с более высоким разрешением, представлены на рис. 3 для моментов времени, соответствующих возникновению нерегулярного отражения ударных волн, излученных пузырьковым тороидальным кластером, для четырех различных значений объемного содержания газовой фазы в торе и при фиксированных значениях остальных параметров, указанных выше. Несложно видеть, что для подобного типа волн ширина зоны осесимметричного нерегулярного отражения (маховского диска) конечна и занимает 4–5 см. При этом в диске четко выделяется зона высокого давления (ограниченная системой замкнутых изобар), которую можно определить как ядро диска Маха. На рис. 3а–в центр этого ядра смещен вдоль оси немного вправо относительно координаты $z = 15$ см. На рис. 3г зона ядра (по оси) расположена примерно в интервале $z = 12–15$ см. Перед ядром выделяются изобары, принадлежащие переднему фронту соответствующего максимума фокусирующейся ударной волны, за ним — изобары его заднего фронта, представляющие структуру отраженной волны. Особенность исследуемого здесь процесса отражения состоит в том, что в силу осцилляционной структуры фокусирующейся волны ее последующие максимумы с системой изобар с возрастающим давлением взаимодействуют с отраженной волной и «прижимают» ее к оси. Можно сказать, что в результате этого эффекта за диском Маха возникает зона относительного разрежения (см. рис. 2в).

Результаты численного анализа динамики роста радиуса R_{Mach} ядра маховского диска по мере увеличения расстояния Z_{Mach} от плоскости тора приведены в таблице. Несложно видеть, что с ростом Z_{Mach} и угла падения α ударной волны на ось величина R_{Mach} монотонно растет для всего рассмотренного диапазона значений объемной доли k_0 газовой фазы в кластере. Диапазон выбора значений k_0 в качестве варьируемого параметра обусловлен его существенным влиянием на степень усиления ударных волн в пузырьковых средах и генерацию ими акустического излучения [23]. Для каждого из указанных в таблице значений k_0 приведено по одному примеру значений давления в ядре диска, демонстрирующих степень возможного усиления.

k_0	p	α	R_{Mach} , см	Z_{Mach} , см
0.001	47.6	37.45	1.4	4.6
		40.6	1.5	5.1
		54.8	2.2	8.5
		59.8	2.5	10.3
		63.43	3.3	12.0
0.010	99.4	40.9	2.4	5.2
		45.2	2.5	6.1
		56.0	2.7	8.9
		60.5	3.1	10.6
		63.8	3.6	12.2
		66.5	4.1	13.8
0.050	199.2	23.4		2.6
		48.6	3.2	6.8
		55.1	3.6	8.6
		59.5	3.8	10.2
0.100	231	63.2	6.0	11.9
		17.6		1.9
		42.5	2.2	5.5
		51.34	3.2	7.5
		56.9	3.8	9.2
		63.0	5.0	11.8

На первый взгляд неожиданные эффекты возникают при изменении одного из геометрических параметров тора — радиуса его сечения R_{circ} при неизменном значении радиуса базовой окружности R_{tor} (рис. 4). Результаты представлены для четырех значений $R_{circ} = 0.5, 2, 4, 6$ см при фиксированных значениях $P_{sh} = 3$ МПа, $R_{tor} = 6$ см, $k_0 = 0.01$ и $R_b = 0.1$ см. Топология течения практически не меняется для первых трех значений R_{circ} . Расчет показывает, что при росте R_{circ} четко регистрируется существенное увеличение амплитуды волны в ядре диска Маха: $P = 81.7$ при $R_{circ} = 0.5$ см; $P = 99.4$ при $R_{circ} = 1$ см; $P = 166$ при $R_{circ} = 2$ см; $P = 258$ при $R_{circ} = 3$ см; $P = 386$ при $R_{circ} = 4$ см; $P = 568$ при $R_{circ} = 5$ см; $P = 859$ при $R_{circ} = 6$ см.

В случае $R_{circ} = 6$ см внутренняя граница тора смыкается на оси в точку. При этом оказывается, что динамика поля давления в жидкости существенно меняется: фронт излученной ударной вол-

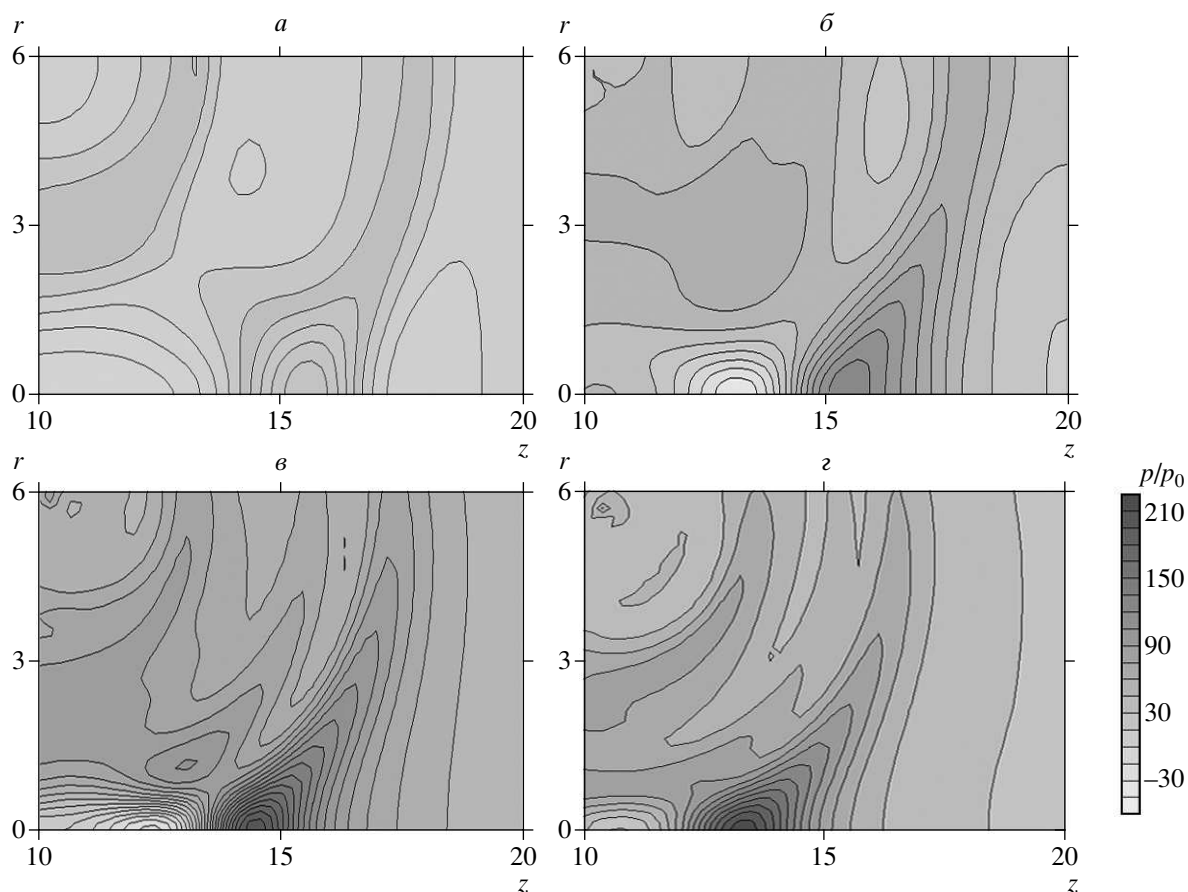


Рис. 3. Структура распределения изобар в дисках Маха для четырех значений объемной концентрации газовой фазы в торе: $a - k_0 = 0.001$; $б - k_0 = 0.01$; $в - k_0 = 0.05$; $z - k_0 = 0.1$

ны, сходящейся к оси, при такой конфигурации источника представляет собой вогнутую поверхность с градиентом давления, направленным от оси симметрии. Несмотря на то что давление в окрестности оси на сходящемся фронте минимально, кумуляция течения, в конечном итоге, приводит к формированию в ближней зоне источника мощной уединенной ударной волны с амплитудой, превышающей амплитуду взаимодействующей с тором волны почти в 30 раз (рис. 4г).

Анализ структуры волнового поля показал, что по мере движения маховского диска вдоль оси динамика давления на оси оказывается немонотонной функцией расстояния от тора (рис. 5). Оказывается, при фиксированных геометрических параметрах тора и начального радиуса пузырьков распределение давления имеет четкий максимум, величина которого тем больше, чем выше концентрация газовой фазы. По мере удаления от плоскости тора в его ближ-

ней зоне наблюдается резкий рост давления в ядре диска Маха с усилением амплитуды волны в 6–7 раз. В последующем давление в ядрах маховского диска для диапазона значений $k_0 = 0.01–0.1$ на расстоянии 20 см от тора практически выравнивается, но все еще заметно превышает (в 2–2.5 раза) амплитуду взаимодействующей с тором волны.

Как показывает расчет, сам процесс кумуляции тороидальной волны во внутренней области тора носит классический характер: начальное затухание вблизи поверхности тора и последующий рост амплитуды по мере приближения волны к оси с максимумом в точке контакта с осью (рис. 6). Заметим, что кумуляция — это своего рода второй этап усиления волнового поля. Начальный и не менее существенный этап связан с процессами, происходящими в самом тороидальном кластере, который в результате взаимодействия с падающей ударной волной поглощает преломленную в него волну, транс-

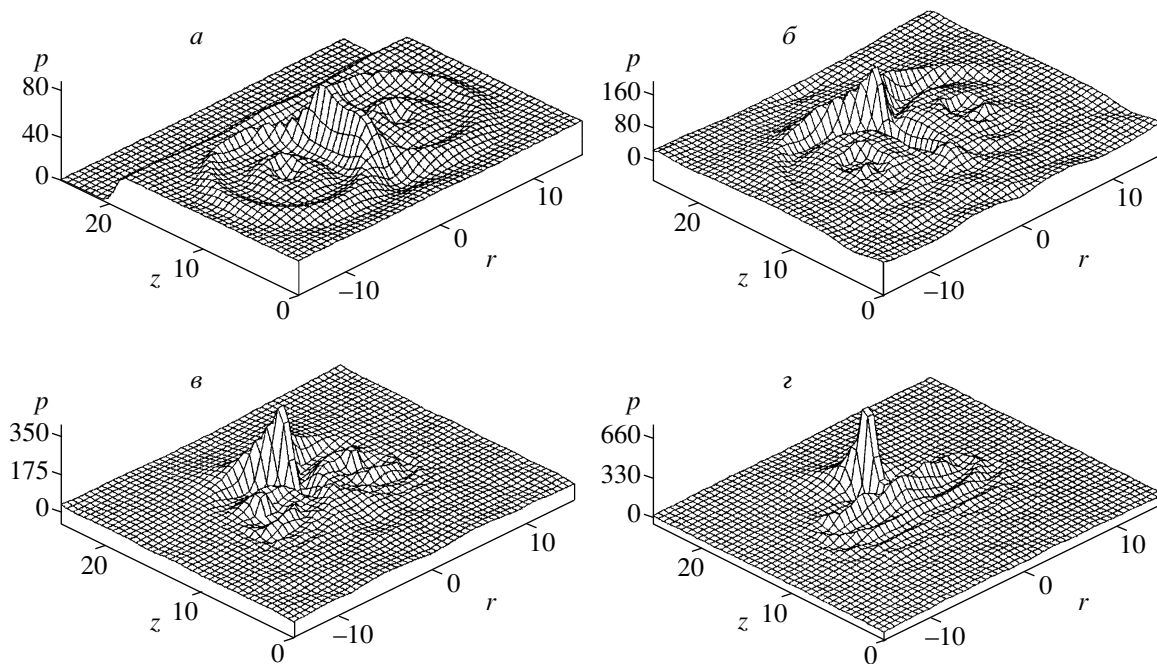


Рис. 4. Влияние радиуса сечения пузырькового тора на эволюцию структуры генерируемой им в жидкости первой уединенной волны: а — $R_{circ} = 0.5$ см; б — $R_{circ} = 2$ см; в — $R_{circ} = 4$ см; г — $R_{circ} = 6$ см

формирует и усиливает ее в результате фокусировки в самом кластере, переизлучая затем в окружающую жидкость. Упомянутая фокусировка происходит в некоторой конечной области, сечение которой плоскостью, параллельной плоскости тора, назовем пятном фокусировки. Положение этого пятна в торе и степень усиления волны определяются значением k_0 . От него, как известно, зависит скорость распространения волны в кластере и, следовательно, кривизна сходящегося в нем фронта ударной волны и распределение давления вдоль фронта.

Как показано выше, при фиксированных параметрах среды изменение объема тора за счет радиуса его сечения существенно влияет на давление в области ядра диска Маха. Расчет показал, что аналогичного эффекта можно достичь, сохраняя объем тора при соответствующих изменениях его геометрических параметров (рис. 7). Изменение давления в ядре диска как функция его координаты на оси представлено для трех пар параметров тора: $R_{tor} = 3$ см, $R_{circ} = 1.414$ см (кривая 1); $R_{tor} = 6$ см, $R_{circ} = 1$ см (кривая 2); $R_{tor} = 8$ см, $R_{circ} = 0.866$ см (кривая 3). Характер распределения практически повторяет данные, приведенные на рис. 5. Из рис. 7 несложно видеть, что для малых значений радиуса тора (кривая 1) и, соответственно, большего радиуса се-

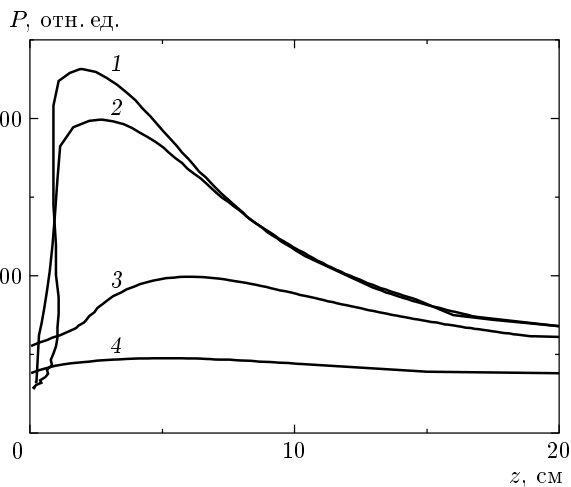


Рис. 5. Изменение максимальной амплитуды давления в ядре диска Маха по мере удаления от плоскости тора при фиксированных значениях $R_{circ} = 1$ см, $R_{tor} = 6$ см: 1 — $k_0 = 0.1$; 2 — $k_0 = 0.05$; 3 — $k_0 = 0.01$; 4 — $k_0 = 0.001$

чения усиление более значительно. Расчет показал, что при уменьшении в два раза радиуса тора (с 8 см до 4 см) относительная величина давления возрастает на 40 единиц, а при последующем уменьшении

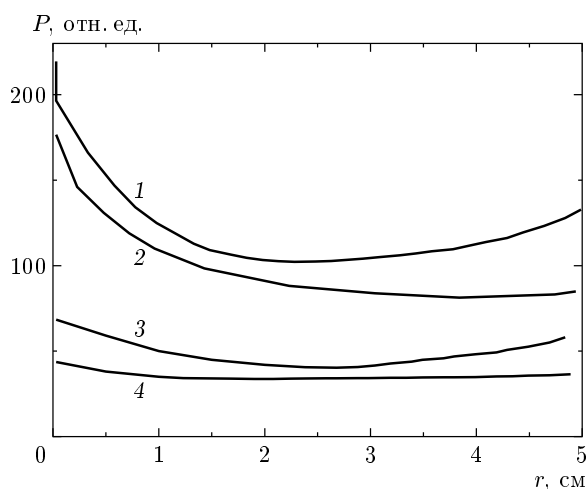


Рис. 6. Распределение давления во фронте сходящейся к оси ударной волны для различных значений k_0 : 1 — $k_0 = 0.1$; 2 — $k_0 = 0.05$; 3 — $k_0 = 0.01$; 4 — $k_0 = 0.001$

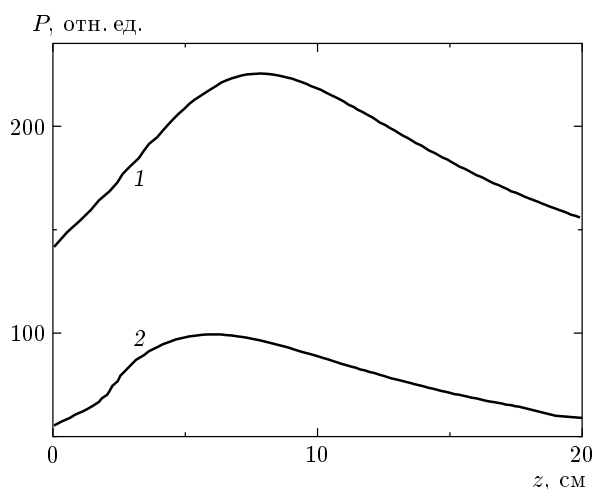


Рис. 8. Распределение вдоль оси z давления в ядре маховского диска при фиксированных параметрах тора и пузырьковой среды для двух значений амплитуд падающей волны P_{sh} : 1 — $P_{sh} = 120$; 2 — $P_{sh} = 30$

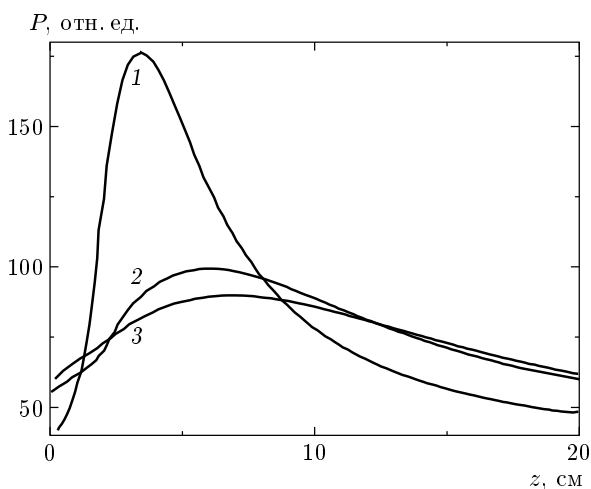


Рис. 7. Распределение вдоль оси z давления в ядре маховского диска для фиксированного объема тора и соответствующих комбинаций его радиусов: 1 — $R_{circ} = 1.414$ см, $R_{tor} = 3$ см; 2 — $R_{circ} = 1$ см, $R_{tor} = 6$ см; 3 — $R_{circ} = 0.866$ см; $R_{tor} = 8$ см

(с 4 см до 2 см) — на 200. В конечном итоге, как упоминалось выше, при равных радиусах амплитуда генерируемой волны оказывается максимальной.

Характер изменения амплитуды давления в ядре маховского диска по мере удаления от плоскости тора аналогичен и для различных амплитуд падающей плоской волны P_{sh} (рис. 8).

3. ВЫВОДЫ

В данной работе представлены результаты созданной и реализованной численной модели динамики поля давления для аксиально-симметричной постановки задачи о взаимодействии плоской ударной волны с тороидальным пузырьковым кластером, помещенным на ось симметрии гидродинамической ударной трубки.

Необходимо отметить, что подобная задача для тороидального пузырькового кластера предложена и исследована впервые. Цель этих исследований состояла в том, чтобы прежде чем решать вопрос об экспериментальной постановке подобной задачи, выяснить, насколько данный метод может быть эффективен в случае генерации сильных ударных волн в жидкости и их направленного излучения. В результате получено, что падающая внешняя ударная волна значительно усиливается в направлении оси симметрии за счет маховских дисков.

Численное моделирование задачи о взаимодействии ударной волны со «свободной» пузырьковой системой показало, что

- 1) процесс схождения переизлученной пузырьковым кластером тороидальной волны к центру симметрии носит классический кумулятивный характер;
- 2) отражение от оси симметрии оказывается нерегулярным, возникает диск Маха конечной толщины

с характерным ядром, в котором давление максимально;

3) генерируемая тороидом в жидкости ударная волна имеет осциллирующий профиль, характерный для пузырькового источника, с затухающими по амплитуде максимумами;

4) фокусировка такой ударной волны приводит к последовательному формированию на оси цепочки маховских дисков.

Работа выполнена в рамках Интеграционного проекта № 22 Сибирского отделения Российской академии наук и Научной школы (грант № 2073.2003.1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. К. Бережецкая, Е. Ф. Большаков, С. К. Голубев и др., ЖЭТФ **87**, 1926 (1984).
2. G. V. Whitham, J. Fluid Mech. **2**, 146 (1957).
3. W. Chester, Phil. Mag. **45**, 1293 (1954).
4. R. F. Chisnell, J. Fluid Mech. **2**, 286 (1957).
5. И. В. Соколов, ЖТФ **91**, 1331 (1986).
6. И. В. Соколов, ТВТ **26**, 560 (1988).
7. И. В. Соколов, Изв. АН СССР, МЖГ вып. 4, 148 (1989).
8. Э. М. Бархударов, И. А. Косый, М. О. Мдивнишвили и др., Изв. АН СССР, сер. МЖГ вып. 2, 164 (1988).
9. Э. М. Бархударов, М. О. Мдивнишвили, И. В. Соколов и др., Письма в ЖЭТФ **52**, 990 (1990).
10. Э. М. Бархударов, М. О. Мдивнишвили, И. В. Соколов и др., Изв. АН СССР, сер. МЖГ вып. 5, 183 (1990).
11. E. M. Barhudarov, M. O. Mdivnishvili, I. V. Sokolov et al., Shock Waves **3**, 273 (1994).
12. В. К. Кедринский, Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели, Изд-во СО РАН, Новосибирск (2000).
13. В. К. Кедринский, ПМТФ вып. 5, 51 (1980).
14. А. В. Пинаев, В. К. Кедринский, В. Т. Кузавов, Физика горения и взрыва **37**, 106 (2001).
15. А. В. Пинаев, В. К. Кедринский, В. Т. Кузавов, ПМТФ **41**, вып. 5, 81 (2000).
16. Z. Jiang and K. Takayama, Computer and Fluids **27**, 553 (1998).
17. В. К. Кедринский, Ю. И. Шокин, В. А. Вшивков и др., Докл. РАН **381**, 773 (2001).
18. С. В. Иорданский, ПМТФ вып. 3, 102 (1960).
19. Б. С. Когарко, ДАН СССР **137**, 1331 (1961).
20. Б. С. Когарко, ДАН СССР **155**, 779 (1964).
21. L. van Vijnngaarden, J. Fluid Mech. **33**, 465 (1968).
22. В. К. Кедринский, И. В. Маслов, С. П. Таратута, ПМТФ **43**, вып. 2, 101 (2002).
23. В. К. Кедринский, В. А. Вшивков, Г. И. Дудникова, Ю. И. Шокин, Докл. РАН **361**, 41 (1998).
24. В. М. Ковеня, А. С. Лебедев, Ж. вычислит. матем. и матем. физ. **34**, 886 (1994).
25. В. М. Ковеня, Вычислит. технол. **7**, 59 (1992).