

УДК 533.6.011.72

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПУЗЫРЕМ ГАЗА ПОВЫШЕННОЙ ПЛОТНОСТИ ВБЛИЗИ СТЕНКИ

© 2021 г. О. Г. Сутырин^{a,*}, Р. Р. Хабибуллин^a

^a МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

*E-mail: sutyurin@imec.msu.ru

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 01.10.2020 г.

Принята к публикации 01.10.2020 г.

На основе численного моделирования уравнений Эйлера исследована задача о взаимодействии ударной волны с газовым пузырем повышенной плотности вблизи твердой стенки в двумерной плоской постановке. Описан процесс преломления и фокусировки ударной волны – отражения поперечных скачков уплотнения от плоскости симметрии течения и от стенки. Обнаружено, что в зависимости от определяющих параметров задачи реализуются качественно различные режимы течения, в которых фокусировка волны на плоскости симметрии происходит до или после начала отражения волны от стенки. Показано, что наличие тяжелого пузыря вблизи стенки многократно усиливает импульсную ударно-волновую нагрузку на стенку. Определена зависимость пикового значения давления, достигаемого на стенке, от числа Маха падающей волны, плотности газа в пузыре и начального расстояния между пузырем и стенкой. В ряде случаев эта зависимость существенно немонотонна по плотности газа в пузыре и расстоянию от пузыря до стенки.

Ключевые слова: ударная волна, газовый пузырь, твердая стенка, фокусировка, кумуляция

DOI: 10.31857/S0568528121020122

Большой объем исследовательских работ в мире посвящен взаимодействию ударной волны с пузырем газа иной плотности или химического состава (shock-bubble interaction, SBI) [1]. В связи с приложениями в горении неоднородных газовых смесей, основное внимание уделяется морфологии ударно-ускоряемого пузыря, формированию и эволюции вихревых колец, и турбулентному перемешиванию газов [2, 3]. Другой ключевой эффект такого взаимодействия – фокусировка вторичных скачков уплотнения – исследован существенно меньше. Однако в последние годы эффект фокусировки привлек внимание исследователей в связи с возможностью эффективного инициирования горения и детонации в горючих газовых смесях за счет “газодинамического линзирования” [4, 5]. В работе [6] приведена базовая классификация режимов фокусировки и показана существенная зависимость интенсивности фокусировки как от интенсивности падающей волны, так и от параметров пузыря – плотности заполняющего газа и, в наибольшей степени, от формы пузыря. Позднее было выявлено, что при фокусировке вторичных скачков уплотнения реализуются три последовательных пика давления на плоскости или оси симметрии течения [7].

В [8] на основе эксперимента в ударной трубе с закрытым концом исследована эволюция завихренности газа при последовательном воздействии на газовый пузырь падающей и отраженной от стенки ударной волны. Схожее исследование проведено в [9], показана существенная зависимость динамики деформации пузыря от расстояния между пузырем и стенкой, а также описано формирование противоположно направленных вдоль оси симметрии струй газа для случая тяжелого газового пузыря. Формирование и развитие нескольких таких струй в зависимости от расстояния от пузыря до стенки дополнительно исследовано в [10] на основе численного моделирования. В [11] экспериментально изучено аналогичное течение в двумерной постановке с тяжелым газовым цилиндром и показано, что влияние отраженной волны на деформацию границы цилиндра сильнее выражено при большем расстоянии от цилиндра до стенки.

Практически не исследованным остается влияние наличия газового пузыря на вызванную падением ударной волны импульсную нагрузку на стенку. Ослабление такого воздействия на твер-

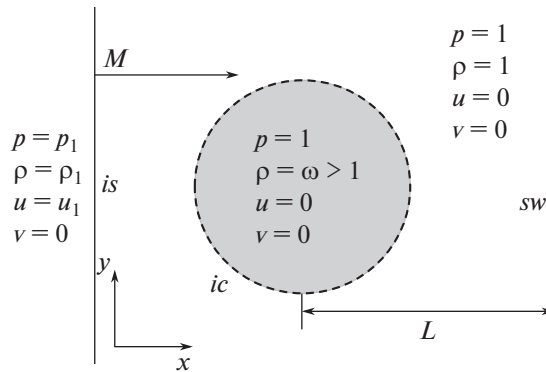


Рис. 1. Схема начальных условий задачи. *is* — падающая ударная волна, распространяющаяся вдоль оси *x*, *ic* — граница пузыря, *sw* — твердая стенка, перпендикулярная оси *x*, *L* — расстояние между центром пузыря и стенкой.

дую сферу при наличии перед ней легкого газового пузыря изучено в [12]. Однако ожидаемое в случае тяжелого газового пузыря усиление ударно-волнового воздействия на стенку за счет эффекта фокусировки волны, не исследовано вовсе. Данные такого рода представляют интерес в связи с возможным их применением в вопросах взрывобезопасности, в том числе в двигательных установках с внутренними ударными волнами, а также при разработке новых технических устройств — газодинамических пробойников или инжекторов.

В настоящей работе на основе численного моделирования исследуется влияние параметров ударной волны, падающей на плоскую твердую стенку и параметров тяжелого газового пузыря перед ней на газодинамическую структуру течения и импульсную ударно-волновую нагрузку на стенку.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Плоская ударная волна (скачок уплотнения) распространяется слева направо по покоящемуся однородному совершенному газу, содержащему цилиндрическую область — двумерный пузырь — того же газа повышенной плотности вблизи твердой непроницаемой стенки, расположенной перпендикулярно к направлению распространения волны (рис. 1). Давление и плотность газа перед ударной волной приняты за единицу, а параметры газа за волной определяются из соотношений Ранкина—Гюгонио. Определяющими параметрами задачи являются число Маха *M* падающей волны, плотность газа в пузыре ω , расстояние *L* от центра пузыря до стенки, отнесенное к диаметру пузыря, и показатель адиабаты газа γ . Во всех расчетах ниже принято значение $\gamma = 1.4$. На правой границе расчетной области — твердой стенке — установлено условие непротекания, на остальных границах — упрощенные “неотражающие” условия $\frac{\partial}{\partial n} = 0$.

Для описания плоских двумерных нестационарных течений идеального совершенного газа используется модель на основе уравнений Эйлера в декартовых координатах:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{pmatrix} + \frac{\partial}{\partial y} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (e + p)v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

где *p*, ρ , *u*, *v* суть давление, плотность и компоненты скорости газа вдоль декартовых осей *x* и *y* соответственно, а *e* — полная энергия единицы объема газа

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \rho \frac{u^2 + v^2}{2}.$$

Численное моделирование проводится с помощью конечно-разностной схемы [13] с WENO-аппроксимацией потоков 5-го порядка и методом Рунге—Кутты 3-го порядка аппроксимации по времени на равномерной квадратной расчетной сетке с разрешением 1024 узла на диаметр пузы-

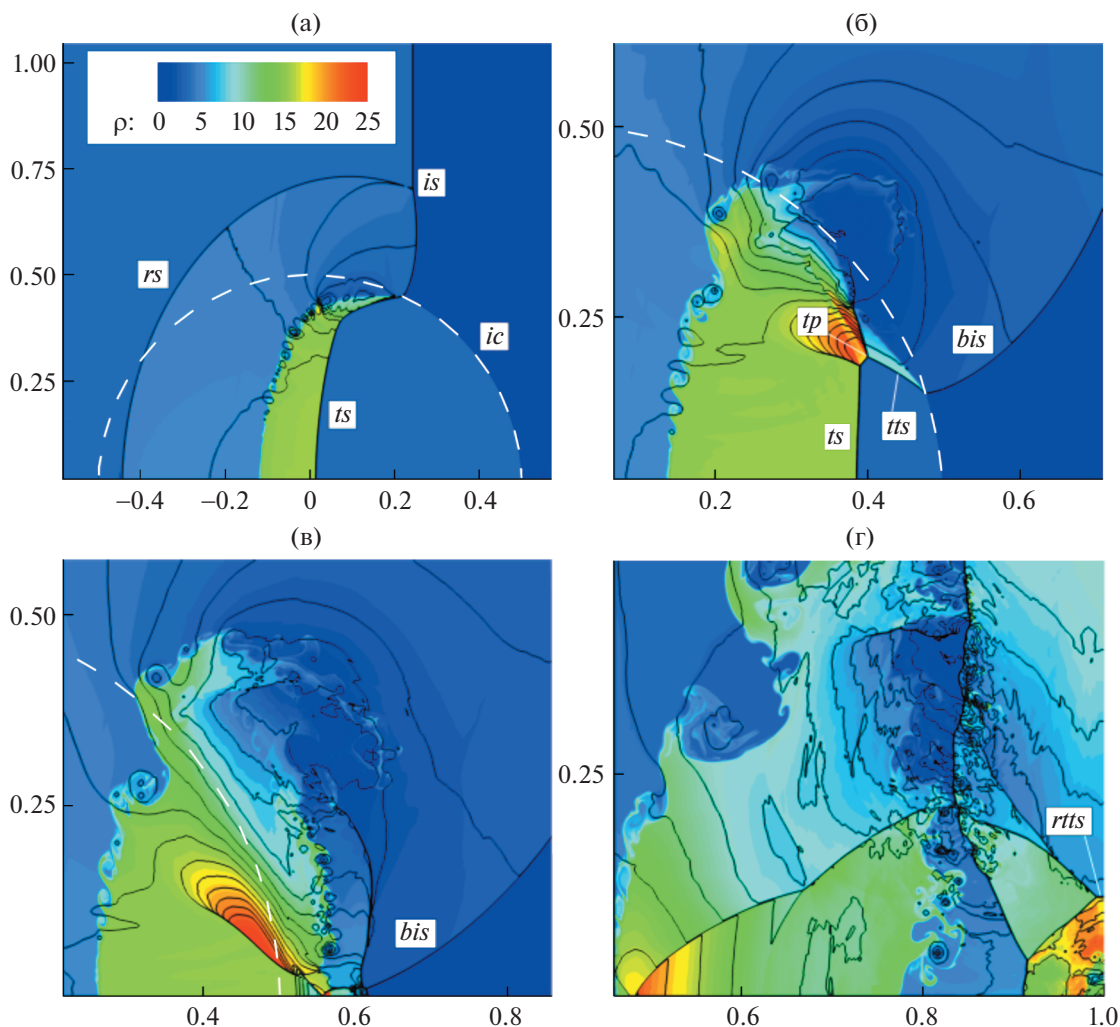


Рис. 2. Основная структура течения: поле плотности, изолинии давления (с шагом $\Delta p = 1$ на рис. а–в и с экспоненциальным распределением на рисунке г) для $M = 3$, $\omega = 3.5$, $L = 1.0$. Нижняя граница рисунка – плоскость симметрии. Стенка находится в точке $x = 1.0$. а) ранняя стадия преломления; б) формирование поперечных скачков; в) фокусировка скачков на плоскости симметрии; г) отражение скачков от стенки. *is*, *bis* – невозмущенный и изогнутый участки падающей волны, *ts*, *rs* – прошедшая и отраженная волны, *tp*, *tts* – трехударные конфигурации и поперечные скачки, *rtts* – отраженный от плоскости симметрии скачок *tts*.

ря. Для ускорения вычислений применялось MPI-распараллеливание, расчеты проводились на кластере “Ломоносов”.

2. СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ

Типичная ударно-волновая картина течения приведена на рис. 2. Здесь, как на следующей фигуре, показана только верхняя половина симметричного течения. Проведенные расчеты показали, что на исследуемых временных отрезках течение сохраняет полную симметрию относительно горизонтальной оси, поэтому в большинстве случаев моделирование проводилось только для верхней половины течения с учетом условия симметрии на нижней границе расчетной области.

Ударная волна, прошедшая в пузырь (*ts*), приобретает вогнутую форму за счет меньшей скорости распространения, чем у исходной волны *is*. При дальнейшем “опрокидывании” волны *ts* формируются трехударные конфигурации (тройные точки) *tp* и поперечные скачки уплотнения *tts*, в то время как выпуклые участки *bis* падающей волны огибают пузырь снаружи. Поперечные скачки и тройные точки движутся по диагонали к плоскости симметрии, отражаются от нее

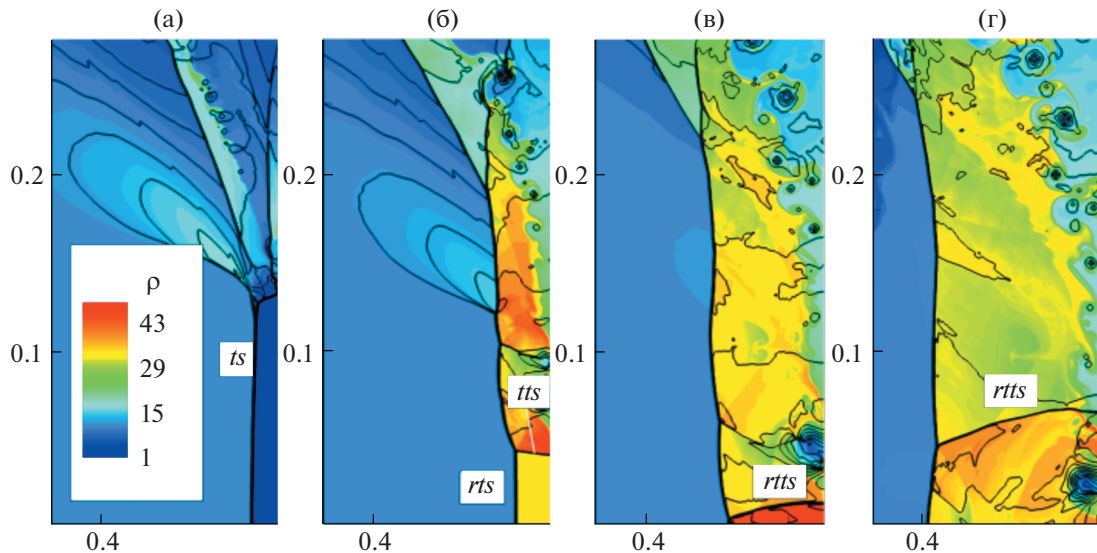


Рис. 3. Предкумулятивный режим отражения волны от стенки при $M = 3$, $\omega = 2.5$, $L = 0.5$. Поле плотности, изолинии давления с шагом $\Delta p = 10$. Последовательные моменты времени: а) до отражения прошедшей волны ts от стенки; б) сразу после отражения волны ts от стенки (волна rts); в) сразу после отражения поперечных скачков tts от плоскости симметрии (волны $rtts$); г) в процессе расширения области повышенного давления на стенке.

(фокусируются) и результирующая сложная ударно-волновая конфигурация затем достигает стенки. В зависимости от параметров течения — в первую очередь расстояния между пузырем и стенкой — возможен качественно иной режим фокусировки и отражения волны от стенки — “предкумулятивный” (рис. 3), при котором сначала плоский участок прошедшей волны ts отражается от стенки (rts на рис. 3б), а затем распространяющиеся вдоль стенки поперечные скачки tts отражаются от плоскости симметрии ($rtts$ на рис. 3б–г). Предыдущий режим течения удобно называть “посткумулятивным” в силу того, что ударный импульс приходит на стенку после фокусировки поперечных скачков на плоскости симметрии задачи.

На всем протяжении взаимодействия ударной волны с пузырем и стенкой интенсивно генерируется завихренность: основная часть за счет бароклинного механизма при движении ударной волны вдоль границы пузыря, а также в результате развития неустойчивостей Кельвина–Гельмгольца и Рихтмайера–Мешкова. Эти механизмы развития вихревого течения, а также эволюция формы пузыря подробно исследуются, в частности, в работах [2, 3, 8–11].

3. ЗАВИСИМОСТЬ ПИКОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА СТЕНКЕ ОТ ПАРАМЕТРОВ ЗАДАЧИ

Отражение ударной волны от стенки приводит к резкому повышению давления на ее поверхности, дополнительно усиливаемому за счет эффекта фокусировки волны при взаимодействии с пузырем тяжелого газа. На основе серии расчетов в выбранном диапазоне определяющих параметров задачи — $M = 2.0\text{--}4.0$, $\omega = 2.0\text{--}6.0$, $L = 0.0\text{--}1.0$ — была определена качественная зависимость интенсивности ударно-волновой нагрузки на стенку от этих параметров. В качестве основной характеристики используется пиковое давление $P_{\max}$, достигаемое в центральной точке стенки ($y = 0$) за все время расчета. Типичный вид “осциллограмм давления” — графиков зависимости давления в центральной точке стенки от времени приведен на рис. 4. Для сравнения также указано давление “без пузыря”, т.е. давление за плоской ударной волной, распространявшейся по однородному фону и затем отразившейся от стенки.

В большинстве случаев при ближнем расположении пузыря от стенки ($L = 0.5$) реализуется предкумулятивный режим фокусировки (рис. 3) и наблюдаются два последовательных скачка давления: 1) в момент отражения плоской прошедшей волны ts (отмечено символом I на рис. 4) и 2) в момент прихода поперечных скачков tts к центру стенки (символ II на рис. 4). При удаленном расположении пузыря ($L = 1.0$), как правило, реализуется посткумулятивный режим фокусировки (рис. 2), и после первого выраженного скачка график давления приобретает хаотиче-

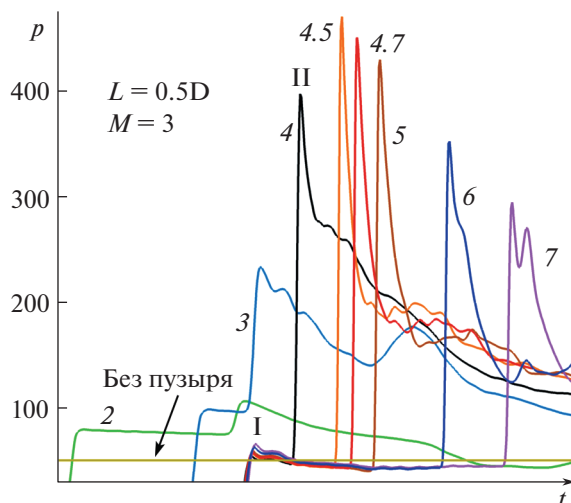


Рис. 4. Осциллограммы давления в центральной точке стенки в зависимости от плотности пузыря для $M = 3$, $L = 0.5$. Цифрами подписаны соответствующие значения ω . I — момент прихода прошедшей волны ts на стенку, II — момент фокусировки поперечных скачков tts в центре стенки.

ский характер за счет сложной картины отражения вторичных и третичных скачков от стенки (не приведено на графиках).

Пиковое давление нелинейно возрастает с увеличением числа Маха, однако при ближнем расположении пузыря ($L = 0.5$) пиковое давление в несколько раз выше, чем при дальнем расположении ($L = 1.0$). Данный эффект вызван, по-видимому, тем, что в предкумулятивном режиме давление повышается при последовательном отражении нескольких волн, тогда как в посткумулятивном режиме основная часть процесса фокусировки скачков уплотнения проходит вдали от стенки, а на стенку приходит относительно ослабленный комплекс волн.

Во всех наблюдаемых случаях наличие пузыря у стенки многократно — в 2–10 раз — усиливает локальную ударно-волновую нагрузку на стенку по сравнению с падением невозмущенной ударной волны.

Характер роста нагрузки на стенку при увеличении числа Маха существенно отличается для различных p и L . При большей плотности газа в пузыре скорость роста пикового давления выше, причем начальное значение (т.е. значение при $M = 2$) может быть ниже, чем при меньшей плотности. Таким образом, оказывается возможным достижение большего пикового давления при меньшем числе Маха и меньшей плотности пузыря (например, $P_{\max} = 145.5$ при $M = 2.2$, $\omega = 4.5$ и $P_{\max} = 173$ при $M = 2.0$, $\omega = 3.0$). Данный эффект вызван переходом от предкумулятивного режима отражения волны к посткумулятивному при повышении плотности пузыря. При дальнем расположении пузыря различие в характере роста пикового давления для различных плотностей пузыря выражено существенно слабее, так как во всех исследованных случаях реализуется посткумулятивный режим отражения волны.

4. ЗАВИСИМОСТЬ ПИКОВОГО ДАВЛЕНИЯ ОТ ПЛОТНОСТИ ПУЗЫРЯ

На осциллограммах давления, представленных на рис. 4, наблюдается резкое увеличение пикового давления $P_{\max}$ на стенке в диапазоне $\omega = 4$ –5. В частности, при переходе от $\omega = 3$ к $\omega = 4.5$ пиковое давление возрастает почти в два раза. Такой рост пикового давления обусловлен изменением структуры отражения ударных волн от стенки: при меньшем значении плотности газа в пузыре реализуется предкумулятивный режим отражения волны от стенки (рис. 3), тогда как при увеличении плотности происходит переход к посткумулятивному режиму.

Детали процесса фокусировки в наиболее интенсивном случае, наблюдаемом при $\omega = 4.5$, показаны на рис. 5, где приведены несколько последовательных моментов времени для области течения вблизи центра стенки; плоскость симметрии проходит на середине высоты рисунков. В этом случае поперечные скачки tts достигают центра стенки раньше, чем прошедшая волна ts полностью проходит через пузырь (рис. 5a). Это связано с тем, что при большей плотности пу-

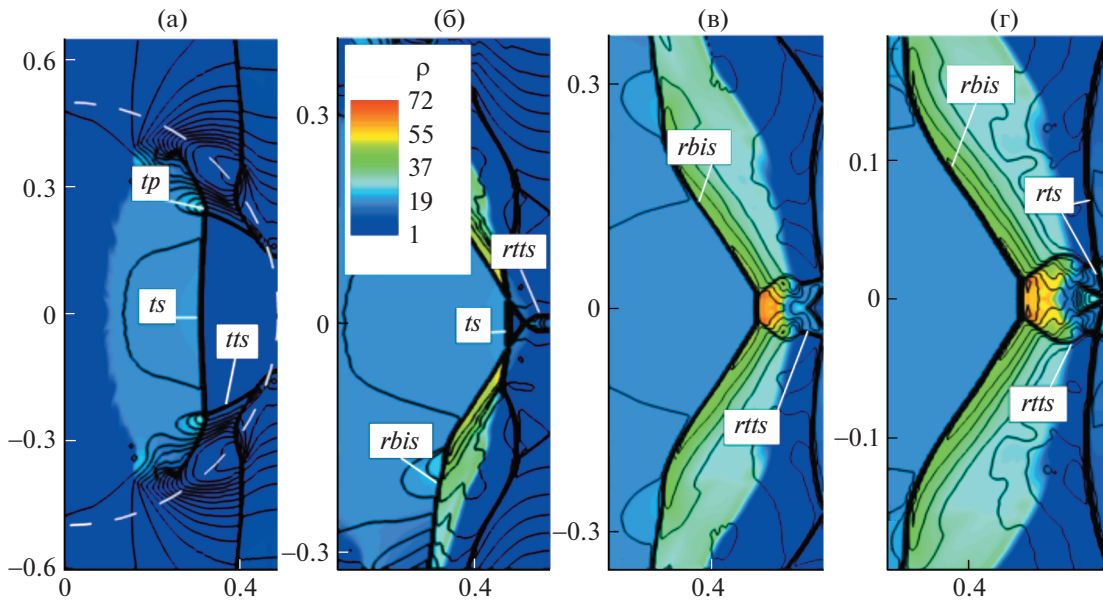


Рис. 5. Интенсивная фокусировка волн около центральной точки стенки при $\omega = 4.5$, $M = 3$, $L = 0.5$. Поле плотности, изолинии давления. Горизонтальная плоскость симметрии течения проходит на середине высоты рисунков. *rbis* – отраженные от стенки изогнутые участки падающей волны.

зря скорость распространения ударной волны внутри пузыря еще меньше по сравнению с исходной волной *is*, огибающей пузырь снаружи. Затем поперечные скачки отражаются от плоскости симметрии и распространяются в противоположные стороны от центра стенки (рис. 5б). Сразу вслед за этим взаимодействие нескольких косых скачков уплотнения и волны *ts* приводит к резкому скачку давления в центре стенки (рис. 5в–г).

Падение пикового давления при дальнейшем увеличении плотности газа ($\omega > 5$ на рис. 4) вызвано увеличением промежутка времени между фокусировкой поперечных скачков *tts* и приходом волны *ts* на стенку и соответственно большей “релаксацией” области повышенного давления около центра стенки.

Степень немонотонности зависимости пикового давления от плотности газа в пузыре, а также значение ω , при котором достигается максимум, чувствительны к числу Маха падающей волны и расстоянию между пузырем и стенкой. На рис. 6 приведены точечные зависимости $P_{\max}(\omega)$ для двух чисел Маха ($M = 2$ и 3) и двух расстояний до стенки ($L = 0.5$ и 1.0). При $M = 2$ локальный максимум давления достигается при $\omega = 3.1$ для обоих значений L (рис. 6а). Пиковое давление при предкумулятивном режиме отражения волны от стенки примерно в 5 раз больше, чем при посткумулятивном режиме. При $M = 3$ локальный максимум давления достигается при $\omega = 4.5$ для ближнего расположения пузыря и при $\omega = 3.5$ для дальнего (рис. 6б). Пиковое давление, достигаемое при предкумулятивном режиме отражения волны от стенки, примерно в 3 раза выше, чем при посткумулятивном режиме.

В целом можно отметить, что большим значениям числа Маха соответствуют большие значения пикового давления, при этом поведение функции $P_{\max}(\omega)$ при различных значениях M и L имеет качественно схожий характер с единственным максимумом. Однако наибольшее пиковое давление для $M = 3$ достигается при больших плотностях, чем для случая $M = 2$.

5. ЗАВИСИМОСТЬ ПИКОВОГО ДАВЛЕНИЯ ОТ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ СТЕНКОЙ И ЦЕНТРОМ ПУЗЫРЯ

Зависимость пикового давления на стенке от L также существенно не линейна, и расположение локального максимума функции $P_{\max}(L)$ чувствительно как к числу Маха, так и к плотности пузыря. На рис. 7 приведена точечная зависимость $P_{\max}(L)$ для нескольких вариантов числа Маха падающей волны и плотности пузыря. Во всех случаях наблюдается четко выраженный макси-

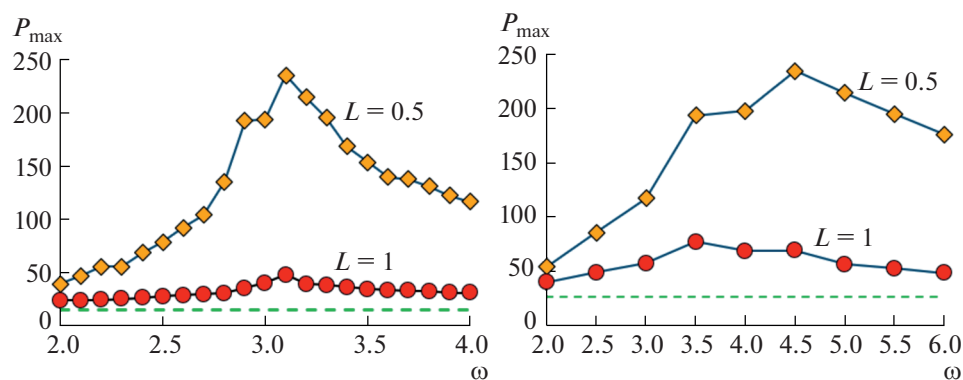


Рис. 6. Зависимость пикового давления на стенке от плотности пузыря для двух расстояний между пузырем и стенкой и двух чисел Маха падающей волны: а) $L = 0.5, 1.0$ при $M = 2$; б) $L = 0.5, 1.0$ при $M = 3$.

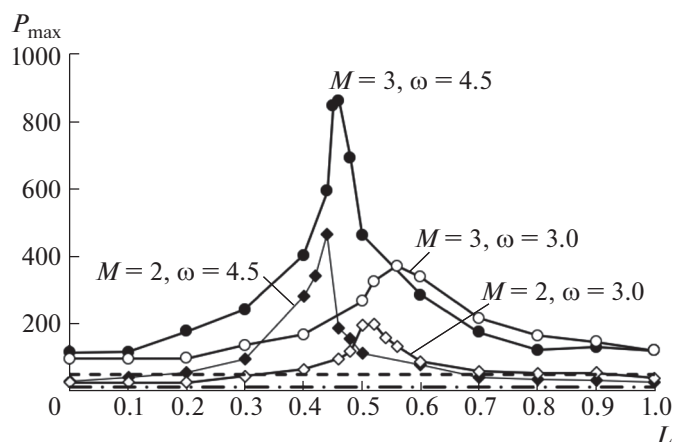


Рис. 7. Зависимость пикового давления на стенке от расстояния между пузырем и стенкой при различных значениях M, ω .

мум пикового давления в диапазоне $L = 0.4–0.6$, причем при большей плотности пузыря максимум достигается при более близком расположении пузыря.

Для определения причины резкого увеличения давления на стенке при определенных значениях L были проведены расчеты для трех различных расстояний — $L = 0.2, 0.45$ и 0.7 — при $M = 3.0$, $\omega = 4.5$ на дополнительно измельченной расчетной сетке с разрешением в 2000 узлов на диаметр пузыря. При ближайшем расположении пузыря ($L = 0.2$) фронт прошедшей ударной волны ts отражается от стенки намного раньше, чем поперечные скачки ts достигают середины стенки. При отражении поперечных скачков давление в середине стенки возрастает примерно в 2 раза.

При среднем расположении пузыря ($L = 0.45$) реализуется особый режим течения: при отражении волны bis от стенки образуются две последовательных пары поперечных скачков, также достигающие середины стенки после отражения волны ts . При их отражении давление последовательно повышается примерно в 3 и 2 раза соответственно, так что итоговый скачок давления оказывается в несколько раз выше, чем при $L = 0.2$.

При $L = 0.7$ при отражении волны bis от стенки образуется одна пара поперечных скачков ts . Они отражаются от плоскости симметрии раньше, чем волна ts доходит до стенки. При последовательном отражении поперечных скачков от плоскости симметрии и приходе на стенку ударно-волновой структуры, образованной взаимодействием поперечных скачков и волны ts , скачок давления на стенке оказывается существенно ниже, чем при $L = 0.45$.

6. СХОДИМОСТЬ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

В силу отсутствия вязкости в математической модели некоторые характеристики течения могут быть чувствительны к численной вязкости, определяемой величиной расчетной ячейки. Для проверки достаточности используемого разрешения сетки были проведены расчеты нескольких случаев, включая режим наиболее интенсивной фокусировки ($M = 3$, $\omega = 4.5$, $L = 0.45$), на трех разных сетках с разрешением в 400, 800, 2000 ячеек на диаметр пузыря. Во всех случаях положения скачков уплотнения в одинаковые моменты времени совпадали, что говорит о достигнутой сходимости численного решения по ударно-волновой структуре течения.

По осциллограммам давления сходимость достигнута для режимов течения с отражением прямых скачков уплотнения от стенки ($L = 0.2$, $L = 0.7$), тогда как для режима с наиболее интенсивной фокусировкой волн на стенке ($L = 0.45$) зависимость пикового давления от разрешения сетки остается существенной. Данный эффект не позволяет делать точный количественный вывод о достигаемом пиковом давлении на стенке в наиболее интенсивном случае, но не нарушает достоверность вышеприведенных качественных наблюдений о характере зависимости ударно-волновой нагрузки на стенку от основных параметров задачи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При взаимодействии ударной волны в газе с тяжелым газовым пузырем вблизи твердой стенки имеет место эффект фокусировки ударной волны — формирование поперечных скачков уплотнения и их последующее отражение от плоскости симметрии и от твердой стенки. В зависимости от параметров задачи данный процесс происходит в различных режимах — предкумулятивном и посткумулятивном, а также некоторых переходных. Во всех рассмотренных случаях импульсная ударно-волновая нагрузка на стенку — достигаемое пиковое давление — многократно выше, чем при отсутствии пузыря. Зависимость пикового давления от интенсивности падающей волны монотонна, а от плотности газа в пузыре и расстояния до стенки — существенно немонотонна. Наиболее интенсивная кумуляция волн и нагрузка на стенку достигаются в переходном режиме фокусировки, при котором область газа вблизи центра стенки подвергается многократному сжатию несколькими скачками уплотнения.

Явление многократного повышения ударно-волновой нагрузки на стенки при неоднородном распределении плотности необходимо учитывать в технических приложениях, в том числе при разработке импульсных двигателей с ударно-волновым инициированием горения топливной смеси и при проектировании взрывобезопасных хранилищ и сооружений. Также контролируемая “газовая” фокусировка ударной волны в локальной области на стенке может быть применена для создания газодинамических пробойников или инжекторов.

Работа выполнена в НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ при частичной финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ (МК-3012.2019.1) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-01-00793).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ranjan D., Oakley J., Bonazza R.* Shock-bubble interactions // *Annual Review of Fl. Mech.* 2011. V. 43. № 1. P. 117–140.
2. *Li Y., Wang Z., Yu B., Zhang B., Liu H.* Gaussian models for late-time evolution of two-dimensional shock–light cylindrical bubble interaction // *Shock Waves*. 2020. V. 30. № 2. P. 169–184.
3. *Hejazialhosseini B., Rossinelli D., Koumoutsakos P.* Vortex dynamics in 3D shock-bubble interaction // *Physics of Fluids*. 2013. V. 25. № 11. 110816.
4. *Haehn N., Ranjan D., Weber C., Oakley J., Rothamer D., Bonazza R.* Reacting shock bubble interaction // *Combustion and Flame*. 2012. V. 159. P. 1339–1350.
5. *Diegelmann F., Hickel S., Adams N.A.* Three-dimensional reacting shock–bubble interaction // *Combustion and Flame*. 2017. V. 181. P. 300–314.
6. *Georgievskiy P.Y., Levin V.A., Sutyurin O.G.* Interaction of a shock with elliptical gas bubbles // *Shock Waves*. 2015. V. 25. № 4. P. 357–369.
7. *Сутырин О.Г., Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* Фокусировка ударной волны при взаимодействии с локальной областью газа повышенной плотности // *Изв. РАН. МЖГ*. 2018. № 6. С. 116–122.

8. *Haehn N., Weber C., Oakley J., Anderson M., Ranjan D., Bonazza R.* Experimental study of the shock–bubble interaction with reshock // *Shock Waves*. 2012. V. 22. № 1. P. 47–56.
9. *Si T., Zhai Z., Yang J., Luo X.* Experimental investigation of reshocked spherical gas interfaces // *Physics of Fluids*. 2012. V. 24. № 5. 054101.
10. *Zhu Y., Yu L., Pan J., Pan Z., Zhang P.* Jet formation of SF6 bubble induced by incident and reflected shock waves // *Physics of Fluids*. 2017. V. 29. № 12. 126105.
11. *Zhai Z., Zhang F., Si T., Luo X.* Evolution of heavy gas cylinder under reshock conditions // *Journal of Visualization*. 2014. V. 17. № 2. P. 123–129.
12. *Тунник Ю.В.* Тепловое экранирование сферы от воздействия сильной ударной волны // *Изв. РАН. МЖГ*. 2007. № 2. P. 154–161.
13. *Liu X.D., Osher S., Chan T.* Weighted essentially non-oscillatory schemes // *J. Comput. Phys.* 1994. V. 115. № 1. P. 200–212.