

03.1

Импульсная нагрузка на стенку при взаимодействии ударной волны с эллипсоидальным пристеночным пузырем газа повышенной плотности

© А.Г. Сиренко, О.Г. Сутырин

Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
E-mail: sutyurin@imec.msu.ru

Поступило в Редакцию 27 апреля 2023 г.
В окончательной редакции 13 июня 2023 г.
Принято к публикации 13 июня 2023 г.

На основе численного решения уравнений Эйлера исследована задача о взаимодействии ударной волны с эллипсоидальным газовым пузырем повышенной плотности, прилегающим к твердой стенке. Описан процесс преломления и фокусировки ударной волны — формирования и отражения поперечных скачков уплотнения от оси симметрии и стенки. Обнаружено, что в зависимости от формы пузыря реализуются качественно различные режимы течения, в которых фокусировка волны на оси симметрии происходит до или после начала отражения прошедшей по пузырю волны от стенки. Исследована сеточная сходимость различных мер импульсного ударно-волнового воздействия на стенку и определена их зависимость от формы пузыря. Наибольший импульс давления достигается для слегка сплюснутых пузырей, когда поперечные волны фокусируются у центра стенки сразу после отражения от нее плоской прошедшей волны.

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

DOI: 10.21883/PJTF.2023.16.55966.19608

Задача о взаимодействии ударной волны с пузырями газа иной плотности или химического состава (shock-bubble interaction) [1] активно исследуется во всем мире в связи с приложениями в астрофизике и горении газовых смесей. В последние годы возрос интерес к сопутствующему эффекту фокусировки, способному привести к инициированию горения и детонации в горючих газовых смесях [2]. Выделяется два основных типа фокусировки: внешний и внутренний [3], причем интенсивность фокусировки существенно зависит как от интенсивности падающей волны, так и от параметров пузыря — плотности газа и (в наибольшей степени) от формы пузыря.

Довольно широко исследуется эволюция вихрей и струй в течениях с последовательным воздействием на газовый пузырь падающего и отраженного от закрытого торца ударной трубы скачка уплотнения [4,5]. Однако слабо исследованным остается влияние газового пузыря на импульсную ударно-волновую нагрузку на стенку, представляющее интерес в вопросах взрывобезопасности, а также в качестве основы для разработки новых устройств: газодинамических пробойников и инжекторов. Ослабление такого воздействия на твердую сферу при наличии перед ней легкого газового пузыря изучено в [6]. Случай пристеночного пузыря повышенной плотности впервые рассмотрен в [7] в плоской постановке. Показано, что при наличии пузыря пиковое давление, достигаемое на стенке, многократно повышается за счет эффекта фокусировки ударной волны, а также

существенно зависит от плотности газа в пузыре и его расположения.

В настоящей работе исследуется взаимодействие ударной волны с пристеночными пузырями шарообразной и эллипсоидальной формы в осесимметричной постановке и оценивается импульсное воздействие на стенку на основе интегральных мер.

Плоская ударная волна (скачок уплотнения) распространяется слева направо по покоящемуся однородному совершенному газу, содержащему эллипсоидальный пузырь газа повышенной плотности, прилегающий к твердой непроницаемой стенке, расположенной перпендикулярно направлению распространения волны (рис. 1). Давление и плотность газа перед ударной волной приняты за единицу, а параметры газа за волной задаются соотношениями Ранкина–Гюгонио. Определяющими параметрами задачи являются число Маха M падающей волны, плотность газа в пузыре ω , отношение полуосей пузыря $\chi = l/w$ и показатель адиабаты газа γ . Как в качестве фонового газа, так и в качестве газа в пузыре принят воздух ($\gamma = 1.4$). За единицу длины принят диаметр пузыря при $\chi = 1.0$. На правой границе расчетной области — твердой стенке — установлено условие непротекания, на остальных границах — упрощенные „неотражающие“ условия $\frac{\partial}{\partial n} = 0$. В отличие от предыдущей работы [7] рассматривается только случай непосредственного прилегания пузыря к стенке. На основе серии тестовых расчетов был определен способ прилегания пузыря к стенке, при прочих равных условиях обеспечивающий наибольшее импульсное воздействие

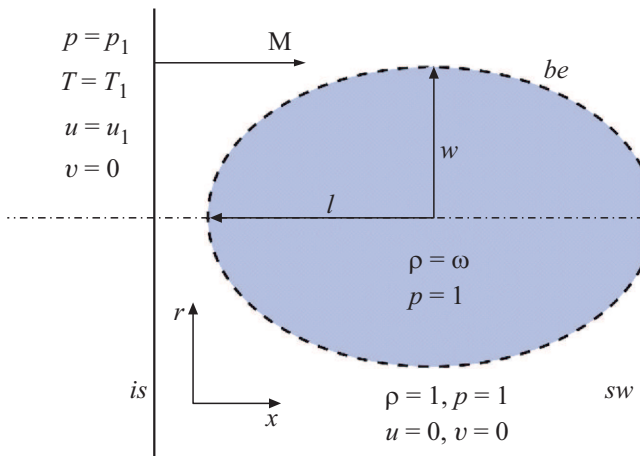


Рис. 1. Схема начальных условий задачи. is — ударная волна, распространяющаяся вдоль оси x , be — граница пузыря, sw — твердая стенка, l и w — полуоси эллипсоида.

на стенку („обрезка на четверть диаметра“). При всех значениях χ расстояние от центра пузыря до стенки, чуть меньшее продольной полуоси пузыря, подбирается так, чтобы диаметр пятна контакта всегда был равен 0.25 единиц длины. В такой конфигурации фокусировка волн вблизи центра стенки происходит в достаточно широкой области газа повышенной плотности, что и обеспечивает интенсификацию воздействия на стенку. Также фиксированными приняты значения плотности газа в пузыре $\omega = 4.5$ и числа Маха волны $M = 3.0$, для которых в [7] наблюдалось наибольшее пиковое давление на стенке. Основным варьируемым параметром является форма пузыря в диапазоне от $\chi = 0.5$ –1.5 при постоянной площади сечения.

Для описания нестационарных двумерных осесимметричных течений идеального совершенного газа используется модель на основе уравнений Эйлера

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

где p , ρ , u , v — давление, плотность и компоненты скорости газа вдоль координат x и r соответственно, а $e = \frac{p}{\gamma - 1} + \rho \frac{u^2 + v^2}{2}$ — полная энергия единицы объема газа.

Численное моделирование проводится с помощью схемы Маккормака [8], дополненной консервативным сглаживанием нефизических осцилляций Жмакина–Фурсенко [9] на равномерной квадратной расчетной сетке в 600 или 1200 узлов на единицу длины. Менее подробная сетка применялась для расчетов с

вариацией χ , а более подробная — для анализа тонкой структуры процесса фокусировки скачков уплотнения вблизи стенки. Достаточность размера сетки в 600 узлов на единицу длины была определена на основе анализа сеточной сходимости численного решения: на такой сетке полностью разрешаются все газодинамические элементы течения, а также стабилизируются значения интегральных метрик импульсного воздействия на стенку (см. далее). Расчетная область имеет размеры 1.3×1 единиц длины, что обеспечивает достаточную удаленность границ: возможные слабые возмущения, распространяющиеся от границ, не успевают внести искажения в исследуемую область течения.

Ударно-волновая картина течения показана на рис. 2 на примере расчета при $\chi = 1.0$. Цветом показана плотность газа, сплошными черными линиями — изолинии давления (цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи). Ось симметрии проходит по нижней границе рисунков, светлой штриховой линией обозначена исходная граница пузыря. Прощедшая в пузырь ударная волна ts приобретает вогнутую форму за счет меньшей скорости распространения, чем у исходной волны is , и „опрокидывается“ с формированием тройных точек tp и поперечных скачков уплотнения tts (рис. 2, *a*). При отражении внешнего участка волны от стенки снаружи пузыря образуется скачок rws . Поперечные скачки и тройные точки движутся по диагонали к плоскости симметрии и взаимодействуют с участком cws отраженного от стенки скачка, проникшим в плотный газ и движущимся к центру стенки (рис. 2, *b*).

В приведенном примере фокусирующийся скачок cws достигает оси симметрии до того, как скачок ts достигает стенки. Для достаточно сплюснутых пузырей ($\chi < 0.85$) реализуется иной режим течения, при котором продольный скачок ts проходит всю длину пузыря и отражается от стенки до того, как движущийся вдоль стенки скачок cws достигает оси симметрии. Последующая фокусировка поперечных скачков происходит в газе, предварительно сжатом в процессе отражения скачка ts от стенки. При $\chi \approx 0.85$ продольный и поперечный скачки достигают оси симметрии одновременно.

Количественные различия описанных выше режимов течения проявляются, в частности, на „осциллограммах“ давления в центральной точке стенки (рис. 3, *a*). На диаграмме по горизонтали отложено безразмерное время $\tau = \frac{Ma_0}{2l} t$, где $2l$ — продольный диаметр пузыря, а $a_0 = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}}$ — скорость звука в окружающем пузырем газе. За $t = \tau = 0$ принят момент начала взаимодействия падающей волны с границей пузыря; значению $\tau = 0.5$ соответствует прохождение невозмущенной части падающей волны до середины пузыря, а значению $\tau \approx 1.0$ — начало отражения внешней волны от стенки. Горизонтальными линиями на рис. 3, *a* отмечено давление за отраженной невозмущенной волной (без пузыря) $p = p_r = 51.67$ при $M = 3.0$ и за отраженной волной ts (за плоской волной в тяжелом газе) $p = 117$.

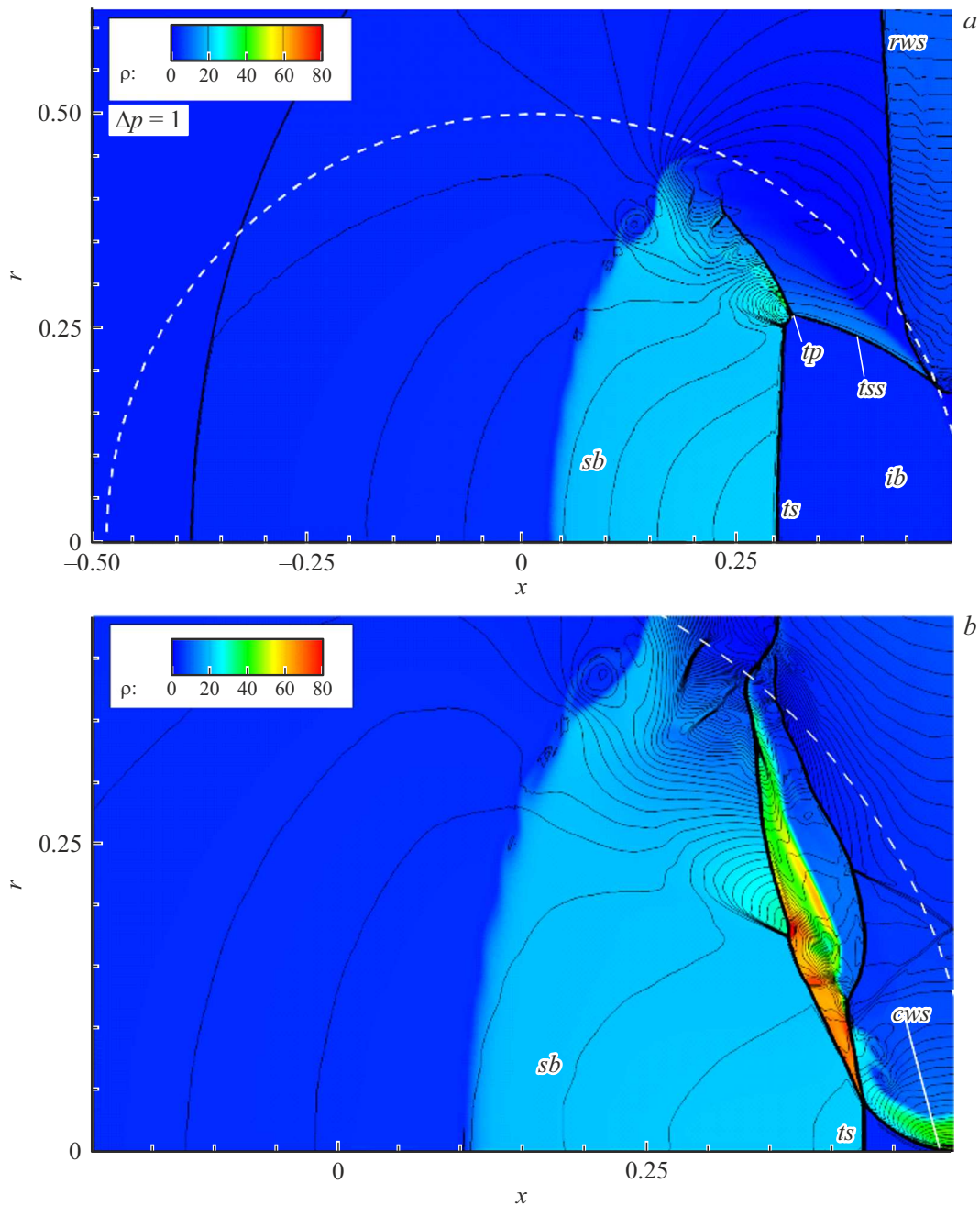


Рис. 2. Ключевые стадии течения при $M = 3.0$, $\omega = 4.5$, $\chi = 1.0$: поле плотности, изолинии давления с шагом $\Delta p = 1$ (*a*) и экспоненциальным распределением (*b*). Нижняя граница рисунка — ось симметрии, светлой штриховой линией отмечена исходная граница пузыря. Стенка проходит по правому краю рисунков в точке $x = 0.5$. *a* — формирование поперечных скачков и отражение внешнего скачка от стенки; *b* — взаимодействие пристеночных скачков с внутренними и фокусировка на оси симметрии. *ib*, *sb* — невозмущенный и ударно-сжатый участки пузыря, *ts* — прошедшая в пузырь волна, *tp*, *tss* — трехударные конфигурации и поперечные скачки, *rws* — отраженный от стенки скачок, *cws* — сходящийся к оси симметрии поперечный скачок.

Для сплюснутых пузырей приход плоской волны, прошедшей всю длину пузыря, на стенку характеризуется увеличением давления до значения $p = 117$, а дальнейший скачок давления ($\tau = 1.66$ при $\chi = 0.7$) вызван приходом скачка *cws* к оси симметрии. Для шарообразных пузырей ($\chi = 1.0$) рост давления происходит в обратном порядке: сначала приходит скачок *cws*

($\tau = 1.43$), а затем продольная волна дополнительно сжимает газ ($\tau = 1.53$).

В качестве основной меры ударно-волнового воздействия на стенку в [7] было принято пиковое давление в центральной точке стенки, достигавшееся за время преломления и фокусировки ударной волны. В осесимметричном течении сеточной сходимости пикового

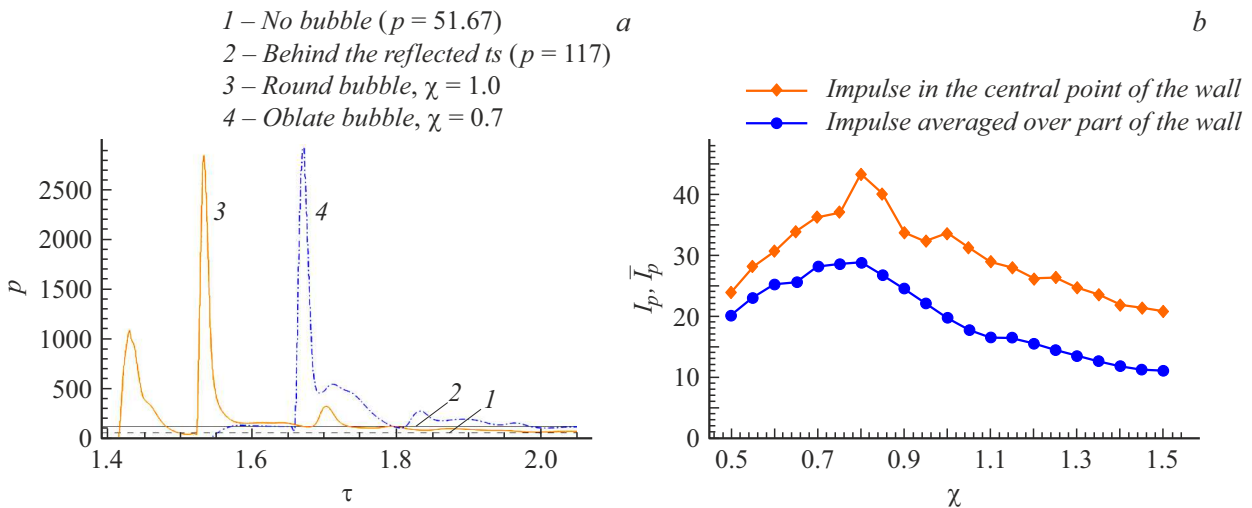


Рис. 3. Типичная зависимость давления в центральной точке стенки от безразмерного времени τ для двух режимов взаимодействия (а) и зависимость точечного и осредненного импульсов давления на стенку от формы пузыря в диапазоне $0.5 \leq \chi \leq 1.5$ (б). Прямыми линиями $p = 51.67$ и 117 отмечено давление за отраженными от стенки плоскими ударными волнами: невозмущенной is или прошедшей ts соответственно.

Зависимость пикового давления в центре стенки p_{\max} , импульса избыточного давления в центре стенки I_p и осредненного по участку стенки импульса \bar{I}_p от разрешения расчетной сетки на примере расчета при $\chi = 0.8$

Количество узлов сетки на единицу длины	p_{\max}	Импульс I_p	Средний импульс \bar{I}_p
150	925	29.6	23.2
300	1784	35.6	27.1
600	2618	43.2	28.7
1200	3267	45.9	28.1

давления не наблюдается (см. таблицу). Этот эффект связан с известным явлением в задаче о сходящейся к оси симметрии цилиндрической ударной волне (задача Гудерлея): в невязкой постановке достигаемое в момент фокусировки давление бесконечно. В численных расчетах этот эффект проявляется в неограниченном росте пикового давления при измельчении сетки и сопутствующем уменьшении численной вязкости.

В настоящей работе помимо пикового давления исследованы интегральные меры интенсивности воздействия на стенку: 1) импульс избыточного давления в центре стенки $I_p = \int_{t_0}^{t_f} (p - p_r) dt$, где t_0 и t_f — момент начала повышения давления в центре стенки и финальное время расчета, для которого $p \approx p_r$; 2) $\bar{I}_p = \frac{1}{S} \int_S I_p ds$ — импульс избыточного давления, осредненный по участку S стенки диаметром в одну десятую часть радиуса шарообразного пузыря. Импульс давления демонстрирует гораздо лучшую сходимость, чем пиковое давление,

а осредненный импульс давления стабилизируется уже при 600 узлах на единицу длины (см. таблицу). Можно предположить, что осредненный импульс является наиболее информативной мерой ударно-волнового воздействия на стенку в силу наименьшей чувствительности к численной вязкости.

Зависимость импульсов избыточного давления от формы пузыря в диапазоне значений χ от 0.5 до 1.5 приведена на рис. 3, б. Оба импульса монотонно возрастают от $\chi = 0.5$ до максимума при $\chi \approx 0.8$, когда фокусировка поперечного скачка cws на оси симметрии происходит сразу же после отражения прошедшего скачка ts от стенки, и убывают при дальнейшем вытягивании пузыря. Максимум осредненного импульса превышает значения для шарообразных и наиболее вытянутых пузырях примерно в 1.5 и 2.5 раза соответственно.

На основе двумерного численного моделирования показано, что наличие эллипсоидального пристеночного пузыря газа повышенной плотности многократно увеличивает импульсную нагрузку на стенку, оказываемую падающей на нее ударной волной. Наибольший эффект достигается для слегка сплюснутых в направлении поперек движения ударной волны пузырях, обеспечивающих быстрое последовательное сжатие газа вблизи центра стенки в плоском и цилиндрическом скачках уплотнения.

Финансирование работы

Работа выполнена в НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ при финан-

совой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-11-00307).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D. Ranjan, J. Oakley, R. Bonazza, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **43** (1), 117 (2011). DOI: 10.1146/annurev-fluid-122109-160744
- [2] N. Haehn, D. Ranjan, C. Weber, J. Oakley, D. Rothamer, R. Bonazza, *Combust. Flame*, **159** (3), 1339 (2012). DOI: 10.1016/j.combustflame.2011.10.015
- [3] P.Yu. Georgievskiy, V.A. Levin, O.G. Sutyurin, *Shock Waves*, **25** (4), 357 (2015). DOI: 10.1007/s00193-015-0557-4
- [4] N. Haehn, C. Weber, J. Oakley, M. Anderson, D. Ranjan, R. Bonazza, *Shock Waves*, **22** (1), 47 (2012). DOI: 10.1007/s00193-011-0345-8
- [5] B. Guan, H. Yang, H. Yang, G. Wang, *Phys. Fluids*, **34** (12), 126111 (2022). DOI: 10.1063/5.0130382
- [6] Ю.В. Туник, Изв. РАН. Механика жидкости и газа, № 2, 154 (2007). <https://elibrary.ru/item.asp?id=9493617> [Yu.V. Tunik, *Fluid Dyn.*, **42**, 287 (2007). DOI: 10.1134/S0015462807020135].
- [7] О.Г. Сутырин, Р.Р. Хабибуллин, Изв. РАН. Механика жидкости и газа, № 2, 82 (2021). <https://elibrary.ru/item.asp?id=44732236> [O.G. Sutyurin, R.R. Khabibullin, *Fluid Dyn.*, **56**, 228 (2021). DOI: 10.1134/S0015462821020129].
- [8] R.W. MacCormack, in *AIAA Hypervelocity Impact Conf.* (Cincinnati, Ohio, 1969), AIAA paper 69-354. DOI: 10.1142/9789812810793_0002
- [9] А.И. Жмакин, Ф.Д. Попов, А.А. Фурсенко, в кн. *Алгоритмы и математическое обеспечение для физических задач* (Л., 1977), т. 2, с. 65–72.