

03

Детонация горючей газовой смеси при взаимодействии ударной волны с эллиптической областью тяжелого инертного газа

© П.Ю. Георгиевский, В.А. Левин, 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 9 декабря 2020 г.

В окончательной редакции 2 февраля 2021 г.

Принято к публикации 3 февраля 2021 г.

На основе уравнений Эйлера численно моделируется взаимодействие ударной волны в горючем газе с эллиптическим пузырем инертного газа повышенной плотности в плоской двумерной постановке. Применяется метод конечных объемов Годуновского типа второго порядка аппроксимации. Горение газа моделируется с помощью двухстадийной кинетики Коробейникова–Левина. Рассмотрены различные значения числа Маха падающей волны и степени удлинения инертного пузыря, описаны преломление и фокусировка падающей волны. Обнаружены качественно различные режимы инициирования детонации газа, включая прямое инициирование сильной волной, воспламенение при отражении волны средней интенсивности от границы газов и при фокусировке вторичных скачков уплотнения при меньших числах Маха волны. Определена зависимость режима воспламенения от интенсивности волны и формы пузыря.

Ключевые слова: ударная волна, газовый пузырь, фокусировка, кумуляция, газовая детонация, воспламенение.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.09.50902.18651

Взаимодействие ударных волн с локальными неоднородностями имеет место в широком круге течений: от космических процессов со сверхновыми звездами до систем высокоскоростного сгорания и инерционного термоядерного синтеза. Такие течения часто исследуются на основе задачи о взаимодействии ударной волны с газовым пузырем (shock-bubble interaction, SBI), в том числе химически реагирующим (RSBI), включающей широкий спектр ударно-волновых эффектов, типов неустойчивостей и видов волн реакции. После проведения первых экспериментов [1] в последние годы эта задача активно исследуется. В недавнем цикле численных исследований [2–4] было обнаружено существенное влияние начального давления смеси и интенсивности падающей волны на тип воспламенения пузыря (дефлаграцию или детонацию), а также значительное уменьшение интенсивности перемешивания газов в результате воздействия волны реакции.

Известно несколько ключевых явлений, сопутствующих взаимодействию ударной волны с газовым пузырем: неоднородное ускорение и деформация пузыря, генерация крупно- и мелкомасштабной завихренности, турбулентное перемешивание газов и фокусировка поперечных скачков уплотнения. Последний эффект представляет особый интерес как новый метод инициирования горения газовых смесей и поэтому также активно исследуется в настоящее время. Известно, что все основные параметры задачи — интенсивность падающей волны, плотность газа в пузыре и его форма — играют важную роль при определении режима преломления волны и интенсивности фокусировки [5]. В недавней работе [6]

было обнаружено существенное влияние формы реагирующего газового пузыря, находящегося в инертном газе, на режим воспламенения и критическое число Маха падающей волны.

Явление фокусировки ударной волны не связано с реакционной способностью газа в пузыре, поэтому можно ожидать, что наличие такой „газодинамической линзы“ окажется важным при воспламенении горючих смесей и в более широком классе течений. В настоящей работе численно исследуется „инвертированная“ по отношению к рассмотренной в работе [6] задача, а именно взаимодействие ударной волны, распространяющейся в горючей газовой смеси, с цилиндром тяжелого инертного газа эллиптического сечения.

Двумерные плоские течения газовой смеси моделируются с помощью уравнений Эйлера для совершенного газа с неоднородным распределением молярной массы:

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

где ρ , p , u , v — плотность, давление и компоненты скорости газа вдоль декартовых осей x , y ; μ — локальная молярная масса; α , β — параметры полноты протекания

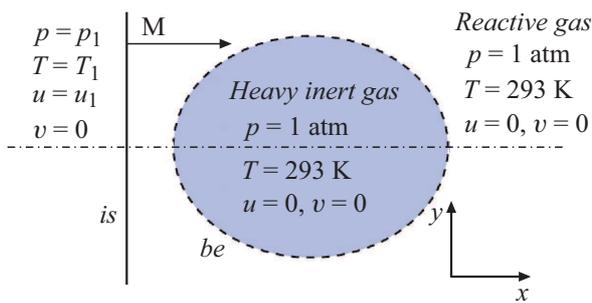


Рис. 1. Схема начальных условий: *is* — исходная ударная волна, *be* — граница инертного пузыря (газового цилиндра). Штрихпунктирной линией отмечена плоскость симметрии задачи.

химической реакции. Полная энергия единицы объема газа равна $\rho e = p/(\gamma - 1) + \rho(u^2 + v^2)/2 + \rho\beta Q$, где $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты газа, а Q — удельное тепловыделение химической реакции.

Химическая реакция описывается двухстадийной кинетикой Коробейникова–Левина [7] с параметрами реакции, соответствующими стехиометрической водород-кислородной смеси, разбавленной аргоном [8,9]. Для таких параметров детонационная волна Чепмена–Жуге при нормальных условиях имеет характерное число Маха $M_{CJ} = 4.8$, а ширины зон индукции и реакции равны $l_i = 0.56$ мм и $l_r \approx 0.8$ мм соответственно.

Для численного моделирования применяется обеспечивающий второй порядок точности метод „MUSCL“ годовновского типа с ограничителем вариации газодинамических величин ван Лира и HLLC-методом решения локальных задач о распаде разрыва. Расчеты проводились на однородной квадратной расчетной сетке с размером ячейки $20 \mu\text{m}$ обеспечивающей 23 и 40 ячеек на зоны индукции и реакции соответственно.

На рис. 1 приведены начальные условия задачи. Падающая ударная волна *is* распространяется слева направо по покоящейся горючей газовой смеси, содержащей пузырь (цилиндр) — эллиптическую область *be*, заполненную тяжелым инертным газом, при нормальных условиях ($p = 10^5$ Па, $T = 293$ К). Молярная масса тяжелого газа равна 94.71 г/моль, что в 3 раза превышает молярную массу горючей смеси (результатирующее число Атвуда задачи равно 0.5). Такое значение числа Атвуда обеспечивает достаточную интенсивность фокусировки вторичных скачков уплотнения и высокую чувствительность режима фокусировки к изменению формы пузыря [5]. Однородное состояние газа за волной *is* задается числом Маха M в диапазоне от 2.0 до 3.5 посредством соотношений Ранкина–Гюнио. Геометрия пузыря задается отношением диаметров $\eta = d_x/d_y$. Рассмотрены три формы пузыря: круглый ($\eta = 1.0$), вытянутый ($\eta = 1.44$) и сплюснутый ($\eta = 0.7$). Площадь сечения пузыря одинакова и равна 12.6 см², что соответствует круглому пузырю 4 см в диаметре, исследовавшемуся в экспериментальной [1] и численных [2–4] работах.

В силу симметрии задачи в большинстве случаев моделировалась только верхняя половина течения с условием симметрии на нижней границе расчетной области. На остальных границах, достаточно удаленных от зоны взаимодействия волны с пузырем, применялось условие $\partial/\partial n = 0$.

На рис. 2, *a, b* приведены ключевые этапы преломления ударной волны на примере круглого пузыря при $M = 2.7$. При прохождении ударной волны в пузырь формируется выпуклый отраженный скачок уплотнения *rs*. Тяжелый газ ускоряется и сжимается в прошедшем скачке *ts*, так что деформированный пузырь *sb* уменьшается в объеме. За счет бароклинного эффекта на боковой границе пузыря формируется дорожка вихрей *pv*. Из-за меньшей, чем в случае исходной волны, скорости распространения скачка *ts* формируются поперечные скачки *tts* и тройные точки, движущиеся по диагонали к плоскости симметрии. При выходе прошедшего скачка *ts* наружу внутрь пузыря отражается волна разрежения *rew*. Вскоре после этого происходит фокусировка скачков: выпуклая часть *bis* падающей волны и поперечные скачки отражаются от плоскости симметрии. В зависимости от параметров задачи фокусировка скачков может происходить как снаружи, так и внутри пузыря [5], и при этом наблюдается резкое повышение давления и температуры газа в области фокусировки.

Опираясь на эти данные, можно предположить существование как минимум двух режимов инициирования детонации. Во-первых, так как температура за отраженной волной *rs* выше, чем за падающей волной *is*, воспламенение смеси может происходить при отражении волны достаточной интенсивности от границы пузыря. Во-вторых, детонация смеси может быть инициирована в области фокусировки скачков в горючей смеси вблизи правого полюса пузыря.

В проведенных расчетах наблюдались оба упомянутых выше режима. Иницирование детонации при отражении волны (рис. 2, *d*) происходит при достаточной интенсивности падающей волны независимо от формы пузыря. Детонационная волна *dw* формируется вблизи левого полюса пузыря после некоторой задержки и затем свободно распространяется по горючей смеси, со временем обгоняя исходную ударную волну. При этом вызванный детонацией скачок уплотнения *dds* распространяется по пузырю, также обгоняя прошедшую волну *ts*. Преломление более слабых падающих волн приводит к детонации смеси при фокусировке поперечных скачков вблизи правого полюса пузыря (рис. 2, *c*). Как и в описанном выше случае, детонационная волна со временем обгоняет ударные волны, а также генерирует дополнительные скачки уплотнения в инертном газе. При распространении детонации на ее фронте формируется типичная ячеистая структура с шириной ячейки около 0.5 мм.

На основе серии расчетов для $2.0 \leq M \leq 3.5$ и $0.7 \leq \eta \leq 1.44$ была получена примерная карта режимов

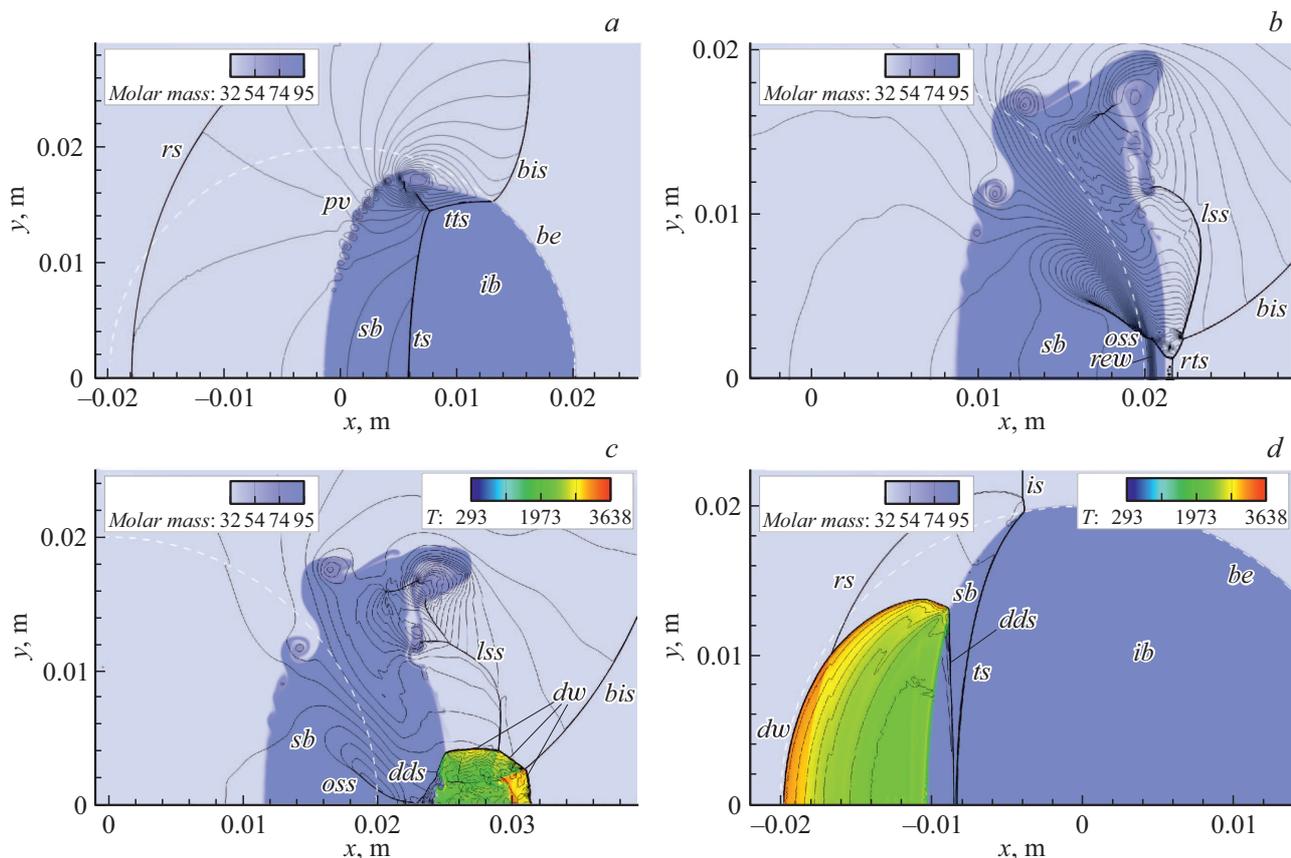


Рис. 2. Преломление ударной волны и режимы инициирования детонации. *a* — ранняя стадия преломления при $M = 2.7$, $\eta = 1.0$; *b* — средняя стадия; *c* — детонация при фокусировке вторичных скачков; *d* — детонация при отражении более сильной волны ($M = 3.2$) от пузыря. Показана верхняя половина течения, плоскость симметрии проходит по нижней границе рисунков. Центр пузыря расположен в точке $x = y = 0$. Изолинии давления с экспоненциальным распределением, цветом (или градиентами серого в печатной версии статьи) показаны молярная масса и температура (только значения $T > 1600$ K); *ib*, *sb* — невозмущенная и ударно-сжатая части пузыря; *be* — начальная граница пузыря (штриховая линия); *bis* — выпуклая часть волны *is*; *rs*, *ts* — отраженный и прошедший скачки; *tts*, *oss* — поперечные вторичные скачки; *lss* — продольный вторичный скачок; *rts* — ретранслированный скачок; *rew* — отраженная волна разрежения; *dw* — детонационная волна; *dds* — скачок в инертном газе, вызванный детонационной волной.

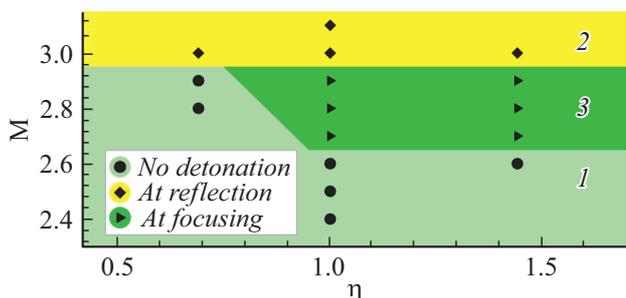


Рис. 3. Зависимость режима воспламенения от числа Маха M и отношения диаметров пузыря η . Каждый символ соответствует одному расчету для пары значений (M, η) . 1 — детонации нет, 2 — детонация при отражении волны, 3 — при фокусировке вторичных волн.

инициирования детонации (рис. 3). Достаточно сильные ударные волны ($M > 2.9$) приводят к детонации

при отражении волны независимо от формы пузыря. Для круглых ($\eta = 1.0$) и вытянутых ($\eta = 1.44$) пузырей детонация при фокусировке волн происходит при $2.7 \leq M \leq 2.9$. Тривиальный режим детонации — за счет прямого разогрева в исходной волне — реализуется при $M \geq 4.0$.

Таким образом, существует два механизма снижения критического числа Маха падающей волны, достаточного для инициирования детонации: за счет наличия тяжелого пузыря (он служит препятствием, от которого волна может отразиться) и „газовой линзой“, фокусирующей волну. Первый эффект снижает критическое число Маха до $M = 2.9-3.0$, а второй — до $M = 2.7$. В обоих случаях снижение достаточно велико для того, чтобы это явление было необходимо учитывать в технических приложениях.

На основе численного моделирования взаимодействия ударной волны в горючем газе с эллиптической областью — пузырем — инертного газа показано, что

режим инициирования детонации зависит как от интенсивности падающей волны, так и от формы пузыря. Примененная модель течения не включает эффекты вязкости, теплопроводности и диффузии, поэтому границы режимов воспламенения определены лишь приблизительно. Однако основной эффект — существенное снижение критического числа Маха за счет отражения и фокусировки волны — имеет физическую основу. Это явление необходимо учитывать в вопросах взрывобезопасности, а также можно применять как новый метод инициирования детонации в высокоскоростных системах сгорания.

Финансирование работы

Работа выполнена в НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М.В. Ломоносова при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ (МК-3012.2019.1).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N. Haehn, D. Ranjan, C. Weber, J. Oakley, D. Rothamer, R. Bonazza, *Combust. Flame*, **159** (3), 1339 (2012).
<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2011.10.015>
- [2] F. Diegelmann, V. Tritschler, S. Hickel, N. Adams, *Combust. Flame*, **163**, 414 (2016).
<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.10.016>
- [3] F. Diegelmann, S. Hickel, N. Adams, *Combust. Flame*, **174**, 85 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.09.014>
- [4] F. Diegelmann, S. Hickel, N. Adams, *Combust. Flame*, **181**, 300 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.03.026>
- [5] P.Yu. Georgievskiy, V.A. Levin, O.G. Sutyurin, *Shock Waves*, **25** (4), 357 (2015). <https://doi.org/10.1007/s00193-015-0557-4>
- [6] П.Ю. Георгиевский, В.А. Левин, О.Г. Сутырин, *Письма в ЖТФ*, **45** (23), 43 (2019).
DOI: 10.21883/PJTF.2021.09.50902.18651
[Пер. версия: 10.1134/S1063785019120071].
- [7] V.P. Korobeinikov, V.A. Levin, *Fluid Dynamics*, **4** (6), 30 (1969). <https://doi.org/10.1007/BF01032469>
- [8] S. Taki, T. Fujiwara, *AIAA J.*, **16** (1), 73 (1978).
<https://doi.org/10.2514/3.60859>
- [9] A. Matsuo, T. Fujiwara, in *AIAA 26th Thermophysics Conf.* (Honolulu, USA, 1991), p. 1414.
<https://doi.org/10.2514/6.1991-1414>