

УДК 533.6.011.72: 539.91

ДЕТОНАЦИЯ ГОРЮЧЕЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ЭЛЛИпсоИДАЛЬНЫМ ПУЗЫРЕМ ИНЕРТНОГО ГАЗА

© 2023 г. П. Ю. Георгиевский^{1,*}, О. Г. Сутырин^{1,**}

Представлено академиком РАН В.А. Левиным 03.11.2022 г.

Поступило 03.11.2022 г.

После доработки 03.11.2022 г.

Принято к публикации 05.12.2022 г.

На основе уравнений Эйлера проведено численное моделирование взаимодействия ударной волны в горючей газовой смеси с эллипсоидальной областью инертного газа повышенной плотности в двумерной плоской и осесимметричной постановках. Обнаружены четыре качественно различных режима непрямого инициирования детонации: при отражении волны от границы раздела газов, при фокусировке вторичных поперечных скачков уплотнения на оси/плоскости симметрии, при усилении сходящейся к оси симметрии поперечной волны и при вторичной фокусировке волн перед пузырем. Показано, что режим инициирования детонации существенно зависит как от интенсивности ударной волны, так и от формы пузыря. На основе серии расчетов определена зависимость пороговых чисел Маха падающей волны от формы пузыря. В плоско-параллельном течении умеренное удлинение пузыря приводит к существенному снижению порогового числа Маха. В осесимметричном течении нижнее пороговое число Маха менее чувствительно к форме пузыря, и наиболее эффективное инициирование детонации осуществляется с помощью сферического пузыря. Эффект фокусировки ударной волны позволяет достичь успешного инициирования детонации при принципиально меньшей интенсивности падающей волны по сравнению с прямым инициированием.

Ключевые слова: ударная волна, газовый пузырь, фокусировка ударной волны, кумуляция, детонация

DOI: 10.31857/S2686740023030070, **EDN:** OYPGFS

В связи с интенсивным развитием высокоскоростных энергетических и двигательных систем в последние годы активно исследуются новые способы инициирования и управления детонационным горением газовых топливных смесей. Перспективным методом инициирования и стабилизации детонационного горения является фокусировка ударных волн в газах, сопровождающаяся интенсивными скачками давления и температуры газа в локальных областях потока [1]. Один из путей организации фокусировки ударной волны основан на явлении “газодинамического линзирования” ударной волны при взаимодействии с пузырем газа повышенной плотности [2]. Первое экспериментальное подтверждение возможности инициирования горения в горючем газовом пузыре за

счет эффекта фокусировки ударной волны получено в [3]. Было обнаружено два режима возгорания смеси: прямое воспламенение в передней части пузыря, вызванное сильной волной (число Маха $M = 2.8$), и более медленное зажигание в задней части пузыря за счет преломления и фокусировки намного более слабых волн ($M = 1.3–2.0$). В последующих численных работах [4, 5] было показано, что в зависимости от интенсивности волны и начального давления в смеси может реализоваться как медленное дефлаграционное, так и быстрое детонационное горение.

Первое исследование влияния формы горючего газового пузыря (в плоской постановке – газового цилиндра) было предпринято в [6]. На основе численного моделирования одностадийной кинетики горения было показано, что пороговая интенсивность волны – наименьшее число Маха, при котором инициируется детонация, – существенно зависит от формы цилиндра и значительно снижается при умеренном вытягивании сечения цилиндра. В последующей работе [7] было обнаружено, что в осесимметричном случае фор-

¹ Научно-исследовательский институт механики
Московского государственного университета
имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

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

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

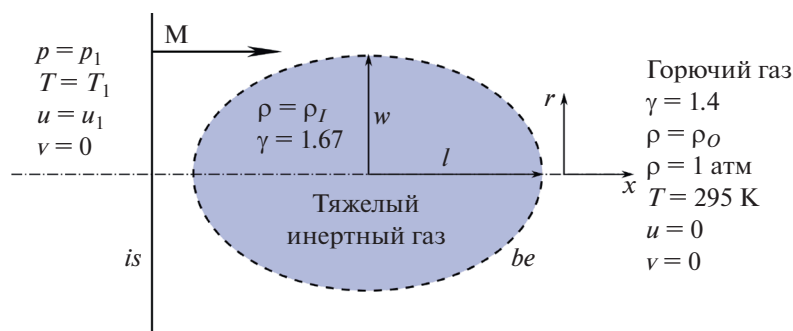


Рис. 1. Схема начального состояния задачи. *is* — падающая ударная волна с числом Маха *M*; пунктирная линия *be* обозначает границу пузыря; продольная и поперечная полуоси пузыря обозначены *l* и *w*. Плоскость/ось симметрии задачи показана штрихпунктирной линией.

ма пузыря оказывает существенно меньшее влияние, а снижение порогового числа Маха выражено еще сильнее.

Явление фокусировки ударной волны не связано с реакционной способностью газа внутри пузыря, и можно ожидать, что такой способ инициирования детонации может быть эффективен и в обратной конфигурации течения — при расположении инертного газового пузыря в горючей газовой смеси. Впервые такая задача была исследована численно в плоской постановке в [8], где были обнаружены два режима непрямого инициирования детонации — за отраженной от границы пузыря волной при $M \geq 3.0$ и при фокусировке поперечных скачков уплотнения позади пузыря при $M \geq 2.7$. Последний режим инициирования детонации наблюдался только для круглых и вытянутых форм пузыря.

В настоящей работе численно исследуется взаимодействие ударной волны в горючем газе с эллипсоидальным пузырем инертного газа повышенной плотности как в двумерной плоской, так и в осесимметричной постановках на основе двухстадийной кинетики горения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Схема начального состояния задачи приведена на рис. 1. Ударная волна (скачок уплотнения) распространяется вдоль оси *x* слева направо через горючий газ при нормальных условиях. Область перед ударной волной содержит пузырь тяжелого негорючего газа, т.е. эллиптическую область, заполненную газом повышенной плотности при том же давлении и температуре. Оба газа считаются совершенными с постоянными теплоемкостями. Интенсивность и скорость распространения начального скачка задаются числом Маха *M*, а параметры газа давление *p*, температура *T* и скорость *u* за его фронтом вычисляются с помощью

соотношений Ренкина—Гюгонно. Плотность горючего газа составляет $\rho = 1.306 \text{ кг/м}^3$, а отношение плотностей газов равно $\rho_I/\rho_0 = 3.0$ (число Атвуда $At = 0.5$). Такое значение близко к значению в эксперименте [3] ($At \approx 0.47$), а также характеризуется интенсивной фокусировкой волны и высокой чувствительностью к небольшим изменениям формы пузыря [2]. Термодинамические характеристики газов определяются показателями адиабаты: $\gamma = 1.4$ в горючем газе и $\gamma = 1.67$ в инертном.

Рассмотрены как двумерные плоские, так и осесимметричные течения, и соответствующая плоскость или ось симметрии на рис. 1 показана штрихпунктирной линией. Форма пузыря задается его полуосями *l* и *w*, либо его объемом (площадью сечения) и отношением полуосей $\chi = l/w$. В данном случае поперечное сечение имеет постоянную площадь 12.57 см^2 , что соответствует круглому пузырю диаметром 4 см, как в [3], а отношение полуосей варьировалось от $\chi = 0.7$ до $\chi = 10/7$. Для краткости термин “пузырь” применяется ниже как для газового цилиндра, так и для осесимметричного пузыря.

Нестационарные течения неоднородных горючих газовых смесей моделируются на основе уравнений Эйлера, дополненных уравнениями переноса для показателя адиабаты и параметров полноты протекания химических реакций:

$$\frac{\partial r^v U}{\partial t} + \frac{\partial r^v F(U)}{\partial x} + \frac{\partial r^v G(U)}{\partial r} = S(U), \quad (1)$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ \Gamma \\ \alpha \\ \beta \end{pmatrix}, \quad F(U) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \\ \Gamma u \\ \alpha u \\ \beta u \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$G(U) = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \\ \Gamma v \\ \alpha v \\ \beta v \end{pmatrix},$$

$$S(U) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v\rho \\ 0 \\ r^v \Gamma \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) + v\Gamma v \\ r^v \alpha \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) + v\alpha v + r^v \omega_\alpha \\ r^v \beta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) + v\beta v + r^v \omega_\beta \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где ρ , p и $\Gamma = \frac{1}{\gamma - 1}$ — плотность, давление и функция показателя адиабаты газа, u и v — компоненты скорости вдоль осей x и r , $e = \frac{p}{\gamma - 1} + \rho \frac{u^2 + v^2}{2} + \rho \beta Q$ — полная энергия единицы объема газа, α , β и Q — параметры полноты прохождения реакций и теплота сгорания единицы массы газа, ω_α и ω_β — скорости протекания реакций. Параметр v задает геометрию задачи: $v = 0$ для плоских течений и $v = 1$ для осесимметричных.

Горение газа описывается с помощью двухстадийной кинетики “индукция-реакция” Коробейникова–Левина [9]:

$$\omega_\alpha \equiv \frac{d\alpha}{dt} = -k_\alpha \rho \exp\left(-\frac{E_\alpha}{RT}\right),$$

$$\omega_\beta \equiv \frac{d\beta}{dt} = -H(-\alpha)k_\beta \rho^2 \left[\beta^2 \exp\left(-\frac{E_\beta}{RT}\right) - (1 - \beta)^2 \exp\left(-\frac{E_\beta + Q}{RT}\right) \right],$$

где $H(\cdot)$ — функция Хевисайда, обеспечивающая запуск экзотермической реакции после завершения реакции индукции. Температура газа T вычисляется из уравнения состояния совершенного газа $p = \rho RT$. Параметры кинетики соответствуют водородо-кислородной смеси, разбавленной аргоном ($2H_2 + O_2 + 7Ar$) [9, 10]:

$$k_\alpha = 3.0 \times 10^8 \text{ м}^3/\text{кг} \cdot \text{с}, \quad k_\beta = 1.5 \times 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{с}/\text{кг}^2,$$

$$E_\alpha/R = 9800 \text{ К}, \quad E_\beta/R = 2000 \text{ К}, \quad (4)$$

$$Q = 1.52 \times 10^6 \text{ Дж/кг}.$$

Численный метод основан на конечно-разностной реализации классической консервативной схемы WENO [11] с реконструкцией потоков 5-го порядка аппроксимации, расширенном на системы с уравнениями переноса согласно [12]. Для валидации численного метода был смоделирован классический эксперимент по взаимодействию ударной волны с газовым цилиндром повышенной плотности [13]. Численные результаты очень хорошо согласуются с экспериментальными данными в отношении положений и интенсивности основных скачков уплотнения и особенностей морфологии цилиндра.

ГАЗОДИНАМИКА ФОКУСИРОВКИ ВОЛНЫ И РЕЖИМЫ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ

Основные стадии взаимодействия ударной волны с газовым пузырем без учета химических реакций приведены на рис. 2 на примере расчета с плоской симметрией при $M = 2.8$, $\chi = 1.0$. На рисунке приведены изолинии давления с шагом 0.5 атм и распределение показателя адиабаты для дифференциации газов; плоскость симметрии проходит по нижней границе рисунков. Время в миллисекундах от начала взаимодействия указано в углу каждого изображения. Дополнительно

приведено безразмерное время $\tau = \frac{Ma_0 t}{d}$, где d — диаметр пузыря при $\chi = 1.0$, а $a_0 = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}}$ — скорость

звука горючем газе. От границы раздела газов отражается скачок уплотнения rs , а прошедший внутрь пузыря скачок ts приобретает вогнутую форму. Со временем его вогнутость усиливается, формируется поперечный скачок tss и тройная точка tp , движущиеся по диагонали к плоскости симметрии. Скачки и тройная точка выходят из пузыря во внешний газ, образуя вышедший скачок rts и волну разрежения rew , а затем фокусируются на плоскости симметрии — отражаются, образуя скачок $rtss$, — дополнительно повышая давление и температуру газа в окрестности правого полюса пузыря. В зависимости от параметров задачи возможен иной режим фокусировки — внутренний, — характеризующийся коллапсом нескольких скачков внутри пузыря [2]. Течение с осевой симметрией качественно совпадает с плоским, однако интенсивность фокусировки оказывается многократно выше.

В течениях с горючей газовой смесью наблюдается несколько режимов воспламенения. Три-виальный случай — переход сильной ударной волны в детонационную за счет прямого разогрева газа — реализуется при $M \geq 3.5$. При меньших числах Маха падающей волны наблюдаются четыре качественно различных режима непрямого

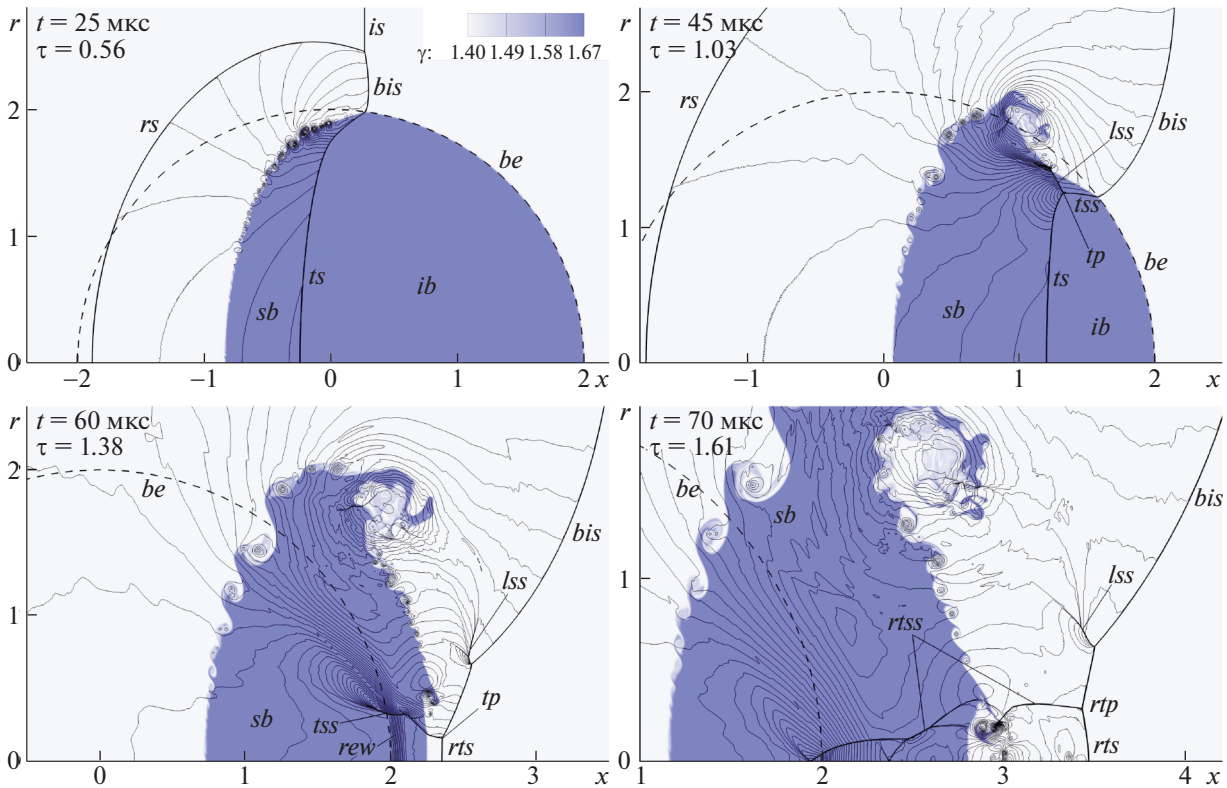


Рис. 2. Основные стадии взаимодействия ударной волны с газовым пузырем повышенной плотности при $M = 2.8$, $\chi = 1.0$, плоский случай. Изолинии давления, цветом показан показатель адиабаты газа; координаты в сантиметрах. *is* — исходный скачок уплотнения, *be* — начальная граница пузыря, *rs* — отраженный скачок, *ib* и *sb* — невозмущенная и ударно-сжатая части пузыря, *ts* — прошедший скачок, *bis* — выпуклая часть падающего скачка, *tss* и *lss* — поперечный и продольный вторичные скачки, *tp* — тройная точка, *rts* — вышедший скачок, *rew* — отраженная волна разрежения, *rtp* и *rtss* — отраженные тройная точка и поперечный скачок.

иницирования детонации. Первый режим — детонация при отражении волны — происходит за счет дополнительного разогрева горючей смеси за отраженным скачком *rs*. Пример такого течения для $M = 3.0$ приведен на рис. 3а. Детонационная волна *dw* формируется непосредственно у переднего полюса пузыря и затем распространяется по горючей смеси во все стороны в самоподдерживающемся режиме. За счет дополнительного роста давления в области сгорания, в инертном газе внутри пузыря образуется ударная волна *dds*, догоняющая прошедшую *ts*. Детонационная волна распространяется вокруг пузыря с многократно большей скоростью, чем исходная ударная волна, поэтому в большинстве случаев детонация успевает полностью обогнуть пузырь и нарушить газодинамический процесс фокусировки поперечных волн.

При меньшей интенсивности падающей волны температура за отраженной волной недостаточна для воспламенения смеси и инициирование детонации происходит при фокусировке поперечных волн позади пузыря (рис. 3б). Как и в

предыдущем случае, между достижением необходимой температуры и формированием детонационной волны наблюдается некоторая задержка, обусловленная реакцией индукции. Далее детонация распространяется в самоподдерживающемся режиме, обгоняет ударную волну и огибает пузырь в противоположном потоку газа направлении. В расчетах на фронте детонационной волны наблюдается типичная для устойчивой детонации регулярная ячейчатая структура. Средняя ширина ячейки на фронте волны, обогнавшей ударную волну и далее распространяющейся по невозмущенной смеси, составляет около 1 мм, а на фронте волны, идущей по предварительно сжатой в ударной волне смеси, — около 0.5 мм. Как и в предыдущей работе [6], в плоском случае режим инициирования детонации при фокусировке наблюдается только для круглых и вытянутых пузырей.

В осесимметричном течении наблюдается дополнительный режим инициирования детонации, обусловленный увеличением интенсивности сходящейся ударной волны по мере приближения к

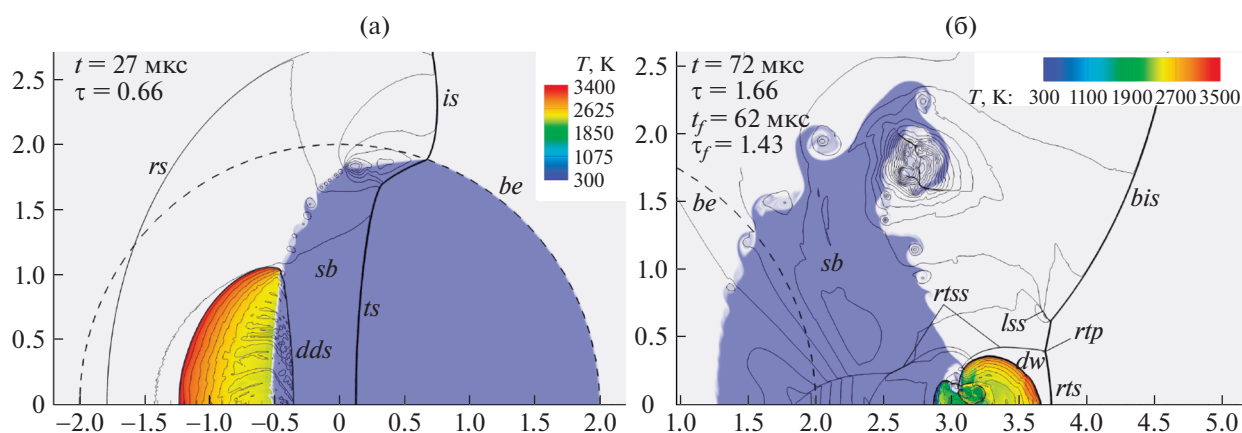


Рис. 3. Непрямое инициирование детонации в плоско-параллельном течении: (а) — при отражении падающей волны ($M = 3.0$, $\chi = 1.0$) и (б) — при фокусировке поперечных волн ($M = 2.8$, $\chi = 1.0$). Изолинии давления, поле температуры (только при $\beta \leq 1.0$). dw — детонационная волна, dds — вызванная детонацией ударная волна в инертном газе.

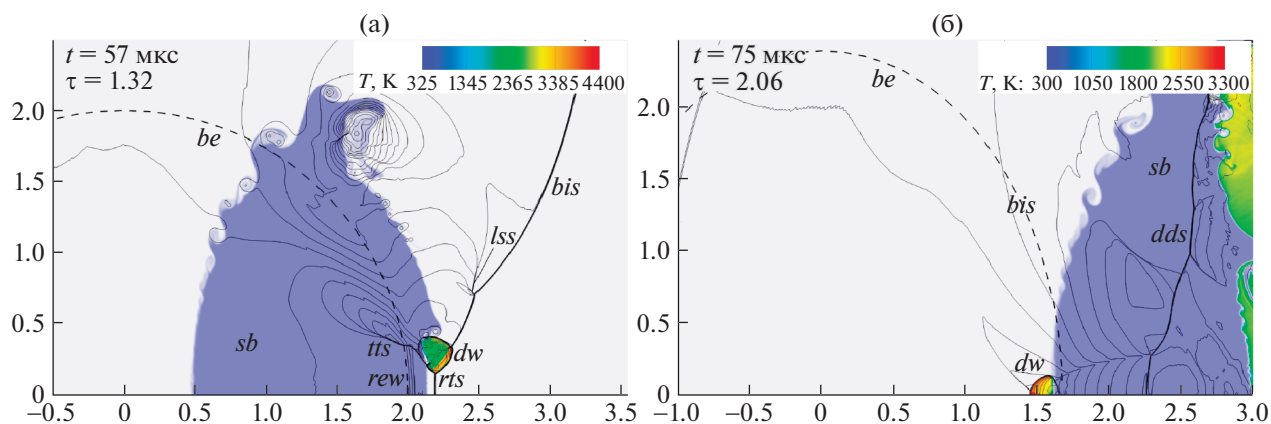


Рис. 4. Дополнительные режимы инициирования детонации, осесимметричный случай: (а) перед фокусировкой волн позади пузыря ($M = 2.8$) и (б) при вторичной фокусировке перед пузырем ($M = 2.8$, $\chi = 0.7$).

оси симметрии. Воспламенение происходит за фронтом поперечного скачка tts вблизи тройной точки tp , вышедшей из пузыря в горючую смесь (рис. 4а). Детонационная волна быстро достигает оси симметрии и дальнейшее течение имеет характер, близкий к вышеописанному случаю воспламенения при фокусировке поперечных волн.

В узком диапазоне параметров задачи — только для сплюснутых пузырей при числах Маха $M = 2.7$ – 2.8 — наблюдается инициирование детонации у переднего (левого) полюса пузыря, вызванное вторичной фокусировкой волн: поперечный скачок уплотнения ts проходит справа налево по инертному газу в пузыре и частично фокусируется на плоскости или оси симметрии в горючем газе (рис. 4б). При таких числах Маха температура за отраженной волной rs близка к достаточной для инициирования детонации, и поэтому даже

небольшой дополнительный разогрев смеси приводит к воспламенению. В осесимметричном случае инициирование детонации при вторичной фокусировке сопровождается детонацией при первичной фокусировке (см. правый край рис. 4б).

В ряде расчетов наблюдались пограничные случаи воспламенения смеси без формирования детонации, предположительно соответствующие дефлаграционному горению. Для полноценного моделирования таких течений необходим учет эффектов теплопроводности и диффузии компонент горючей смеси, поэтому в рамках данной работы эти режимы подробно не рассмотрены.

На основе серии расчетов для чисел Маха от $M = 1.3$ до $M = 3.5$ и трех форм пузыря ($\chi = 0.7$, 1.0 , $10/7$) были составлены диаграммы не прямых режимов инициирования детонации в плоском и

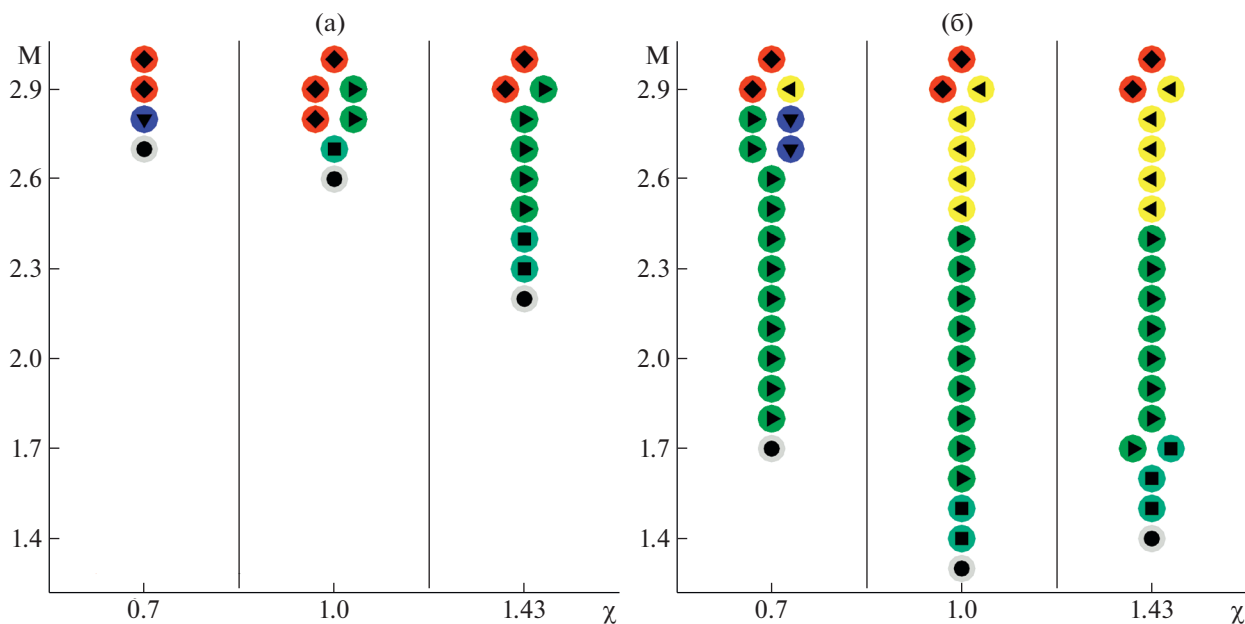


Рис. 5. Диаграммы режимов инициирования детонации при взаимодействии ударной волны в горючем газе с инертным пузырем: плоские (а) и осесимметричные (б) течения. По горизонтали отложена форма пузыря — сплюснутый ($\chi = 0.7$), круглый ($\chi = 1.0$) и вытянутый ($\chi = 10/7 \approx 1.43$); по вертикали отложено число Маха падающей волны. Режимы инициирования детонации обозначены символами на цветном фоне: $\bullet$ — нет воспламенения, $\blacklozenge$ — при отражении, $\blacktriangleleft$ — перед фокусировкой, $\blacktriangleright$ — при фокусировке, $\blacktriangledown$ — при вторичной фокусировке, $\blacksquare$ — “дефлаграция”, воспламенение без детонации.

осесимметричных случаях (рис. 5). При $3.0 \leq M \leq 3.5$ наблюдается только детонация при отражении волны независимо от формы пузыря и типа симметрии потока. Значение $M = 3.0$ можно рассматривать как верхнее пороговое число Маха, т.е. наименьшую интенсивность волны, при которой воспламенение обеспечивается самим наличием области газа повышенной плотности как проникаемого препятствия. Обусловленная реакцией индукции задержка между отражением ударной волны и началом распространения детонационной волны увеличивается при уменьшении интенсивности исходной волны. При $M = 2.9$ задержка достигает значения, сравнимого со временем фокусировки и наблюдается два параллельных режима воспламенения: при отражении и при фокусировке (в осесимметричном течении — перед фокусировкой) поперечных волн. На диаграмме такие случаи отмечены двумя расположенными рядом символами.

В плоском случае для сплюснутых пузырей ($\chi = 0.7$) наблюдаются только режимы инициирования детонации при отражении волны при $M \geq 2.9$ и при вторичной фокусировке при $M = 2.8$. Иницирование детонации при фокусировке скачков имеет место только для круглых и вытянутых пузырей, причем нижнее пороговое число

Маха — наименьшая интенсивность волны, при которой успешно инициируется детонация — снижается до $M = 2.5$ при удлинении пузыря.

Отличие нижнего порогового числа Маха для плоского случая при $\chi = 1.0$ от приведенного в [8] связано с измененным показателем адиабаты в инертном газе: в [8] использовано значение $\gamma = 1.4$, а в настоящей работе $\gamma = 1.67$. Во втором случае перепад скоростей между исходной и прошедшей в пузырь волнами оказывается примерно на четверть меньше, чем в первом, и эффект фокусировки поперечных скачков выражен слабее. В результате режим инициирования детонации при фокусировке скачков начинает проявляться только для вытянутых пузырей.

В осесимметричном случае режимы инициирования менее чувствительны к форме пузыря: для всех рассмотренных значений χ наблюдаются все три основных режима непрямого инициирования детонации. При $\chi = 0.7$ поперечные волны имеют меньшую интенсивность, чем при $\chi \geq 1.0$, поэтому в большинстве случаев — $1.8 \leq M \leq 2.8$ — достаточная для воспламенения температура достигается только при первичной или вторичной их фокусировке на оси симметрии. Для круглых и вытянутых пузырей при $2.5 \leq M \leq 2.9$ наблюдает-

ся детонация перед фокусировкой, а при меньших значениях — только при первичной фокусировке.

Наибольший интерес представляет наименьшее нижнее пороговое число Маха $M = 1.6$, достигаемое при сферической форме инертного пузыря. Столь радикальное снижение пороговой интенсивности ударной волны по сравнению с прямым поджигом ($M = 3.5$) или инициированием при отражении волны от границы раздела газов ($M = 2.9$) позволяет рассматривать течения такого рода как новый эффективный метод чисто газодинамического инициирования детонации в газовых смесях. Дополнительным преимуществом такой схемы является разделение эффектов горения и газодинамического “линзирования” падающей волны, недостижимые в традиционной постановке задачи с расположением горючей смеси в пузыре.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе двухстадийной кинетики горения проведено численное моделирование инициирования детонации в горючей газовой смеси взаимодействия ударной волны с эллиптическим пузырем тяжелого инертного газа в плоской и осесимметричной постановках. Описаны четыре различных режима непрямого инициирования детонации: при отражении волны от границы раздела газов, перед и при фокусировке поперечных скачков уплотнения и при вторичной фокусировке скачков. На основе серии расчетов определена зависимость пороговых чисел Маха волны от формы пузыря. В плоском случае умеренное удлинение пузыря приводит к снижению нижнего порогового числа Маха до 2.5. В осесимметричном случае наиболее эффективной формой пузыря является сферическая, при которой достаточная для инициирования интенсивность волны снижается вплоть до $M = 1.6$. Столь существенное снижение пороговой интенсивности ударной волны при взаимодействии с пузырем может быть положено в основу разработки новых методов газодинамического инициирования детонации в перспективных системах высокоскоростного сгорания.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в соответствии с планом исследований НИИ механики МГУ с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2020-806).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Apazidis N., Eliasson V.* Shock focusing phenomena. Springer, 2018.
2. *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.
3. *Haehn N., Ranjan D., Weber C., Oakley J., Rothamer D., Bonazza R.* Reacting shock bubble interaction // *Combustion and Flame*. 2012. V. 159. № 3. P. 1339–1350.
4. *Diegelmann F., Hickel S., Adams N.A.* Shock mach number influence on reaction wave types and mixing in reactive shock -bubble interaction // *Combustion and Flame*. 2016. V. 174. P. 85–99.
5. *Diegelmann F., Tritschler V., Hickel S., Adams N.* On the pressure dependence of ignition and mixing in two-dimensional reactive shock-bubble interaction // *Combustion and Flame*. 2016. V. 163. P. 414–426.
6. *Георгиевский П.Ю., Левин В.А., Сутырин О.Г.* Детонация горючего газового цилиндра при фокусировке падающей ударной волны // *Письма в ЖТФ*. 2019. Т. 45. № 23. С. 43–46.
7. *Георгиевский П. Ю., Сутырин О. Г.* Инициирование детонации при взаимодействии ударной волны с горючим газовым пузырем // *Доклады РАН. Физика, технические науки*. 2022. Т. 503. № 1. С. 35–41.
8. *Георгиевский П.Ю., Левин В.А., Сутырин О.Г.* Детонация горючей газовой смеси при взаимодействии ударной волны с эллиптической областью тяжелого инертного газа // *Письма в ЖТФ*. 2021. Т. 47. № 9. С. 21–24.
9. *Korobeinikov V., Levin V.* Strong explosion in a combustible gas mixture // *Fluid Dynamics*. 1969. V. 4. № 6. P. 30–32.
10. *Matsuo A., Fujiwara T.* Numerical simulation of shock-induced combustion around an axisymmetric blunt body // *Proc. 26th Thermophysics Conference*. 1991. P. 1414.
11. *Jiang G.-S., Shu C.-W.* Efficient implementation of weighted ENO schemes // *J. Computational Physics*. 1996. V. 126. № 1. P. 202–228.
12. *He Z., Li L., Zhang Y., and Tian B.* Consistent implementation of characteristic flux-split based finite difference method for compressible multi-material gas flows // *Computers & Fluids*. 2018. V. 168. P. 190–200.
13. *Haas J.-F., Sturtevant B.* Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities // *J. Fluid Mechanics*. 1987. V. 181. P. 41–76.

DETONATION OF A COMBUSTIBLE GAS MIXTURE UPON THE INTERACTION OF A SHOCK WITH AN ELLIPSOIDAL INERT GAS BUBBLE

P. Yu. Georgievskiy^a and O. G. Sutyrin^a

^a Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Presented by Academician of the RAS V.A. Levin

Interaction of a shock wave in a combustible gas mixture with an ellipsoidal region of an inert gas of increased density is numerically simulated using the Euler equations in two-dimensional plane and axisymmetric formulations. Four qualitatively different regimes of indirect initiation of detonation have been found: upon reflection of a wave from the gas interface, upon focusing of secondary transverse shock waves on the axis/plane of symmetry, upon amplification of a transverse wave converging to the axis of symmetry, and upon secondary focusing of waves in front of the bubble. It is shown that the mode of detonation initiation significantly depends on both the intensity of the shock wave and the shape of the bubble. Based on a series of simulations, the dependence of the threshold Mach numbers of the incident wave on the shape of the bubble is determined. In the plane flow, a moderate elongation of the bubble leads to a significant decrease in the threshold Mach number. In an axisymmetric flow, the lower threshold Mach number is less sensitive to the shape of the bubble, and the most effective detonation initiation is carried out using a spherical bubble. The effect of shock wave focusing makes it possible to achieve successful initiation of detonation at a fundamentally lower intensity of the incident wave compared to direct initiation.

Keywords: shock wave, gas bubble, shock focusing, cumulation, detonation