

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ПРОФИЛИРОВАННОЙ ТРУБЕ

И. В. Семёнов¹, П. С. Уткин¹, В. В. Марков²

¹Институт автоматизации проектирования РАН, 123056 Москва, semenov@icad.org.ru

²Математический институт им. В. А. Стеклова РАН, 119991 Москва

Численно исследовалось влияние профиля стенок осесимметричной трубы на переход ударной волны в детонационную. Установлены качественные особенности и количественные характеристики механизма инициирования детонации, реализующегося в трубе с параболическим участком профиля стенки и коническим расширением. Результаты расчетов представлены в виде «детонационных кривых» в пространстве «угол наклона профилированного участка — число Маха начальной ударной волны» для различных величин блокировки трубы.

Ключевые слова: инициирование детонации, профилированные трубы, вычислительный эксперимент.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема инициирования детонации имеет как фундаментальное, так и практическое значение. Детальный механизм инициирования детонации с помощью таких классических способов, как концентрированный подвод энергии [1, 2] и переход горения в детонацию (ПГД) [3], все еще вызывает много вопросов. Вместе с тем в [4] был предложен, а в [5] разработан иной способ инициирования, а именно инициирование детонации бегущим импульсом зажигания. В этом случае смесь воспламенялась несколькими, а не одним, источниками искровых разрядов, расположенными вдоль трубы. Тщательная синхронизация электрического разряда с моментом прихода ударной волны (УВ) в плоскость разряда позволила сформировать детонационную волну в трубе с гладкими стенками на очень коротких расстояниях, причем суммарная энергия разрядов при прочих равных условиях значительно меньше энергии прямого инициирования одним разрядом.

В работах [6, 7] был предложен новый подход к инициированию детонации, основанный на использовании регулярного профиля стенок канала, в котором распространяется лидирующая ударная волна. В работе [5] была высказана мысль о том, что классические эксперименты по ПГД в каналах с препятствиями можно трактовать как инициирование детона-

ции бегущим импульсом зажигания, по крайней мере на завершающих этапах процесса, когда перед пламенем уже сформировалась УВ. Идея заключалась в том, что при наличии препятствий специальной формы в канале не потребуются дополнительного подвода энергии и локальное самовоспламенение смеси будет возникать благодаря отражению УВ от препятствий. При этом задержка самовоспламенения, определяемая интенсивностью и фазой сжатия лидирующей и отраженной ударных волн, играет ту же роль, что и задержка между разрядами в [5]. Таким образом, чем ближе к фронту лидирующей УВ будет возникать область самовоспламенения, тем благоприятнее будут условия для протекания «быстрого ПГД» в трубе с препятствиями. Подобная интерпретация экспериментов по ПГД открывает новые возможности для сокращения времени и расстояния детонационного перехода.

Стоит отметить, что в литературе приведены многочисленные результаты численного и экспериментального исследования инициирования детонации в каналах с препятствиями или «ускорителями» [8]. Однако, как правило, в этих работах речь идет об использовании препятствий простейшей формы — в виде прямоугольных выступов [9, 10] или диафрагм с отверстиями, хотя авторы ставят проблему оптимизации геометрических характеристик даже таких распространенных средств сокращения расстояния и времени ПГД, как спираль Щелкина [11].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-08-50115а), а также гранта Президента РФ № МК-5068.2007.1.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается осесимметричная труба круглого сечения диаметра D , состоящая из секции постоянного сечения 1, секции с профилированными стенками 2, выходной секции постоянного сечения 3 (рис. 1). В начальный момент времени труба заполнена покоящейся стехиометрической смесью пропан — кислород с азотом с плотностями ρ_{0,C_3H_8} , ρ_{0,O_2} и ρ_{0,N_2} , давлением p_0 и температурой T_0 . Принимаются следующие значения начальных параметров: $p_0 = 1$ атм, $T_0 = 298$ К, $\rho_{0,C_3H_8} = 0.0656$ кг/м³, $\rho_{0,O_2} = 0.238$ кг/м³, $\rho_{0,N_2} = 0.896$ кг/м³.

Многосекционная труба характеризуется следующими значениями геометрических параметров: $D = 5 \cdot 10^{-2}$ м, $L_1 = 4 \cdot 10^{-2}$ м, $L_3 = 7 \cdot 10^{-2}$ м, $\alpha = 10^\circ$.

Профиль стенки в секции 2 описывается кривой $z(r)$. Квадратичная зависимость $z(r)$ строится так, чтобы получались заданная величина блокировки трубы $BR = 1 - (d/D)^2$ и заданное значение угла наклона φ профилированного элемента; при этом фокус полученной параболы лежит на оси симметрии трубы.

Исследовались профили со значениями угла $\varphi = 5, 10, 15, 24, 29, 34, 38, 45, 51, 71, 80, 90^\circ$ при $BR_1 = 0.44$, $BR_2 = 0.75$, $BR_3 = 0.94$.

Предполагается, что движение в трубе возникает в результате вхождения в нее в момент времени $t = 0$ инициирующей УВ с нулевым градиентом параметров непосредственно за ее фронтом. В связи с этим с начального момента времени до момента времени $t = t^*$ на левом конце трубы задается граничное условие, соответствующее втеканию потока газа с параметрами горючей смеси ρ_{1,C_3H_8} , ρ_{1,O_2} , ρ_{1,N_2} , p_1 , T_1 , u_1 (скорость газа), которые соответствуют параметрам за УВ с числом Маха M . В момент

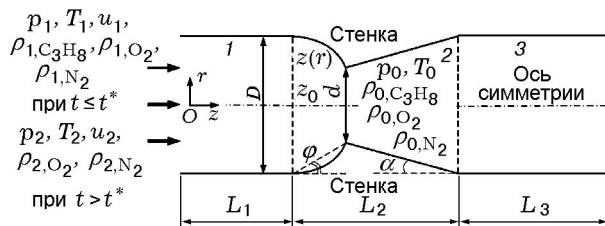


Рис. 1. Схема трубы с профилированными стенками (продольное сечение):

1 — секция постоянного сечения, 2 — секция с профилированными стенками, 3 — выходная секция постоянного сечения

времени t^* происходит переключение на граничное условие для инертного газа с параметрами ρ_{2,O_2} , ρ_{2,N_2} , p_2 , T_2 , u_2 :

$$u_1 = u_2, \quad p_1 = p_2, \quad T_1 = T_2,$$

$$\rho_{1,C_3H_8} + \rho_{1,O_2} + \rho_{1,N_2} = \rho_{2,O_2} + \rho_{2,N_2}.$$

В соответствии с экспериментальными данными [12] условие равенства нулю градиентов параметров за лидирующей УВ для рассматриваемого в работе диапазона значений числа Маха инициирующей УВ выполняется при временах порядка времени расчета, что оправдывает постановку граничного условия втекания на левой границе области в течение всего расчета. Переключение на втекание инертной смеси в момент времени $t^* = 100$ мкс проводили для того, чтобы ретонационная волна, которая возникает в случае инициирования детонации, не выходила на границу области за время расчета. В таблице приведены параметры, необходимые для постановки граничного условия втекания газа. Расчет ведется до момента прихода возмущений на правую границу расчетной области.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Используется система уравнений, описывающая осесимметричные двумерные нестационарные течения невязкой сжимаемой многокомпонентной реагирующей газовой смеси, которая имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial r} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} = -\frac{\mathbf{H}}{r} + \mathbf{S}, \quad (1)$$

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \dots \\ \rho_N \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho_1 u \\ \dots \\ \rho_N u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho_1 v \\ \dots \\ \rho_N v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix},$$

Параметры для постановки граничного условия втекания газа

М	$p_1 = p_2,$ 10^5 Па	$T_1 = T_2,$ К	$u_1 = u_2,$ м/с	$\rho_{1,C_3H_8},$ кг/м ³	$\rho_{1,O_2},$ кг/м ³	$\rho_{1,N_2},$ кг/м ³	$\rho_{2,O_2},$ кг/м ³	$\rho_{2,N_2},$ кг/м ³
2.60	7.7	603	638	0.246	0.891	3.353	0.944	3.546
2.65	8.0	615	655	0.250	0.907	3.414	0.961	3.610
2.70	8.3	628	671	0.254	0.923	3.473	0.977	3.673
2.80	8.9	655	704	0.263	0.953	3.588	1.010	3.794
2.90	9.6	683	736	0.271	0.982	3.697	1.040	3.910
2.95	9.9	697	752	0.275	0.996	3.750	1.055	3.966
3.00	10.3	711	768	0.278	1.010	3.802	1.070	4.020
3.05	10.6	726	784	0.282	1.023	3.852	1.084	4.074
3.10	11.0	740	800	0.286	1.036	3.902	1.010	4.126

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \rho_1 u \\ \dots \\ \rho_N u \\ \rho u^2 \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dots \\ \dot{\omega}_N \\ 0 \\ 0 \\ \dot{q} \end{bmatrix}.$$

Здесь t — время; r и z — радиальная и продольная координаты; u и v — соответствующие составляющие скорости; ρ , p , E — плотность, давление и полная энергия газовой смеси соответственно; ρ_i , $\dot{\omega}_i$ — плотность и скорость изменения плотности i -го компонента смеси в результате химических реакций; \dot{q} — тепловой эффект химических реакций. Полная энергия газовой смеси определяется по формуле

$$E = \frac{\rho(u^2 + v^2)}{2} + e, \quad (2)$$

где e — внутренняя энергия газовой смеси.

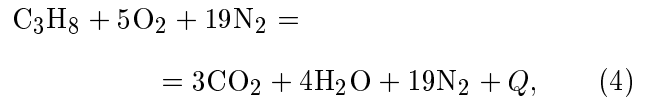
В качестве термического и калорического уравнений состояния смеси, рассматриваемой как совершенный газ, используются следующие соотношения:

$$p = \sum_{i=1}^N \rho_i \frac{R}{\mu_i} T, \quad e = \sum_{i=1}^N \rho_i e_i, \quad (3)$$

$$e_i = c_{V_i} T, \quad i = 1, \dots, N,$$

где T — температура; R — универсальная газовая постоянная; e_i , c_{V_i} и μ_i — удельная внутренняя энергия, удельная теплоемкость при постоянном объеме и молярная масса i -го компонента смеси; N — число компонентов смеси.

Химические реакции моделируются одностадийной кинетикой горения пропана [13]:



где $Q = 46.6 \cdot 10^6$ Дж/кг — теплота сгорания пропана.

Таким образом, число компонентов N газовой смеси равно 5. Им приписываются индексы в соответствии со схемой: C_3H_8 ($i = 1$), O_2 ($i = 2$), N_2 ($i = 3$), CO_2 ($i = 4$), H_2O ($i = 5$).

Скорость изменения плотности пропана определяется как

$$\dot{\omega}_1 = \mu_1 \dot{\omega}_1^{mole} = \mu_1 \left(k \frac{\rho_1}{\mu_1} \cdot \frac{\rho_2}{\mu_2} \right), \quad (5)$$

$$k = -7 \cdot 10^8 p^{-0.2264} \exp(-E^*/RT) \text{ м}^3/(\text{моль} \cdot \text{с}),$$

$$E^* = 190.3 \cdot 10^3 \text{ Дж/моль},$$

где $\dot{\omega}_1^{mole}$ — скорость изменения молярной концентрации пропана; p — давление, атм; T — температура, К. Скорости изменения плотностей остальных компонентов смеси определяются через $\dot{\omega}_1^{mole}$ и стехиометрические коэффициенты в реакции (4):

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_2 &= 5\mu_2 \dot{\omega}_1^{mole}, \quad \dot{\omega}_3 = 0, \\ \dot{\omega}_4 &= -3\mu_4 \dot{\omega}_1^{mole}, \quad \dot{\omega}_5 = -4\mu_5 \dot{\omega}_1^{mole}. \end{aligned} \quad (6)$$

Тепловой эффект реакции определяется как

$$\dot{q} = -Q\dot{\omega}_1. \quad (7)$$

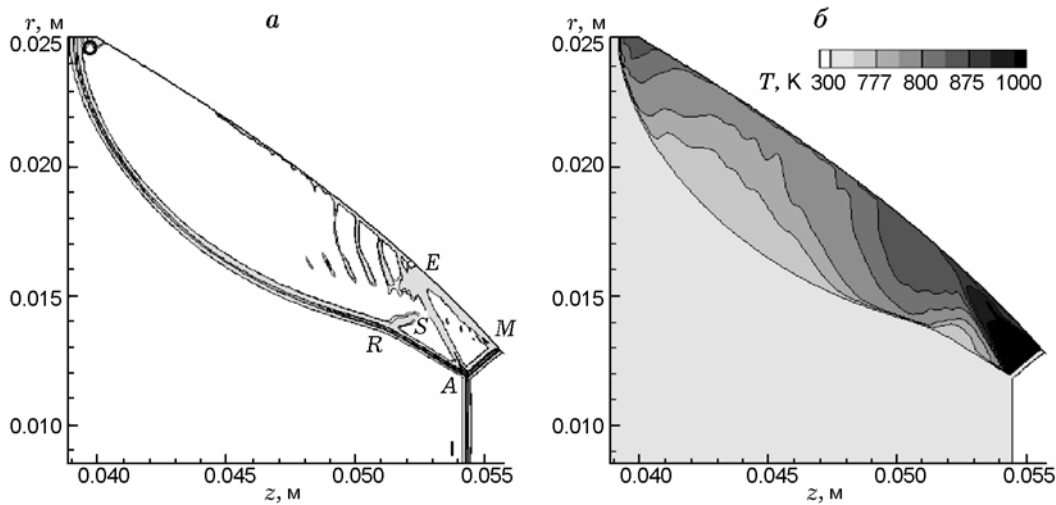


Рис. 2. Двойное маховское отражение от профилированной стенки в момент времени 60 мкс: *a* — численная шлирен-визуализация; *б* — поле температур

Для численного решения задачи (1)–(3), (5)–(7) используется метод расщепления по физическим процессам. Дискретизация системы уравнений газовой динамики по пространственным переменным осуществляется методом конечных объемов. Интегрирование по времени проводится по явной схеме Эйлера первого порядка аппроксимации. Потоки через границы расчетных ячеек вычисляются на основе точного решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва методом типа Годунова — Колгана второго порядка аппроксимации по пространственным переменным на гладких решениях. Второй порядок аппроксимации достигается за счет кусочно-линейного восполнения искомым функций в расчетных ячейках с использованием ограничителя *minmod*. Шаг интегрирования по времени определяется динамически в процессе вычислений для выполнения условия устойчивости. Для решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений химической кинетики используется многошаговый неявный метод Гира. Расчетный алгоритм адаптирован для проведения расчетов на современных многопроцессорных вычислительных комплексах терафлопной производительности. Распараллеливание осуществляется путем декомпозиции расчетной области. Более подробная информация об устройстве разработанного программного комплекса для расчета двумерных течений с волнами детонации содержится в [14].

МЕХАНИЗМ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ

Рассмотрим механизм инициирования детонации, реализующийся в трубе с профилированными стенками, при $\varphi = 38^\circ$, $BR = 0.75$, $M = 2.7$ и $z(r) = -34.11r^2 + 0.161$, $0.0125 \leq r \leq 0.025$ м. Результаты расчетов приведены на рис. 2–4.

Можно выделить три основные стадии рассматриваемого процесса.

Стадия 1. Двойное маховское отражение от элемента профиля. Плоская УВ, формирующаяся на левом конце расчетной области, движется в сторону профилированной стенки, задаваемой параболическим профилем $z(r)$. В рассматриваемом диапазоне значений чисел Маха инициирующей УВ в результате взаимодействия лидирующей УВ с профилированной стенкой возникает двойное маховское отражение. На рис. 2, *a* изображена типичная картина двойного маховского отражения, наблюдаемая в широком диапазоне значений угла φ . На этом рисунке *A* — первая тройная точка, *AI* — падающая УВ, *AM* — ножка Маха или волна Маха, *AE* — контактная граница, *R* — вторая тройная точка, *AR* — отраженная УВ, *RO* — присоединенная УВ, *RS* — вторичная волна [15]. Возможны и другие ситуации в зависимости от величины угла φ , например переходный режим двойного маховского отражения, т. е. почти одинарное маховское отражение, когда волна *RS* не формируется. Возможен также другой предельный случай — по-

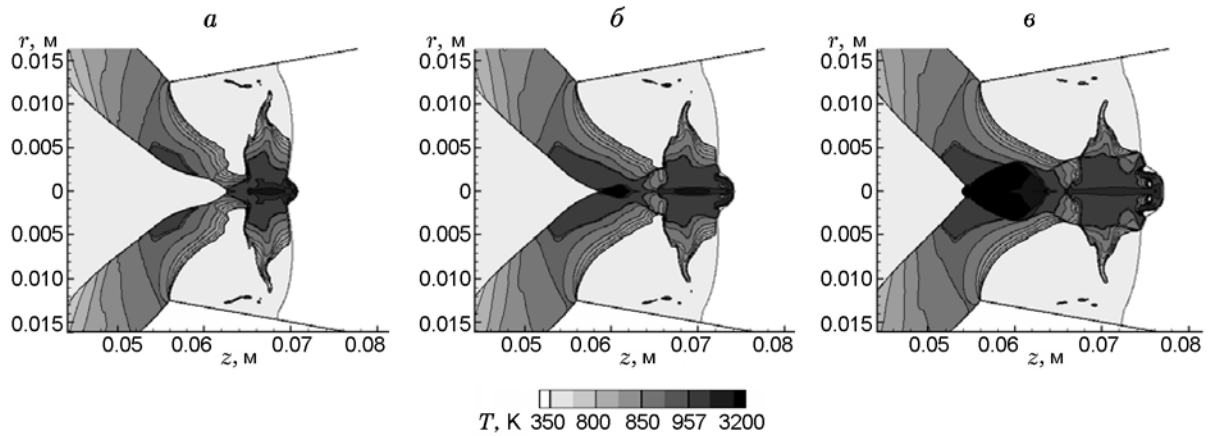


Рис. 3. Образование локальных взрывов в результате кумуляции волны Маха и отраженной УВ: *a* — 74 мкс, формирование первого взрыва; *b* — 76 мкс, взаимодействие отраженной УВ с взрывной волной от первого взрыва, кумуляция отраженной УВ; *c* — 78 мкс, формирование второго взрыва; поля температуры в продольном сечении

что регулярное отражение, когда длина ножки Маха AM стремится к нулю при достаточно больших значениях φ .

Ударно-волновая конфигурация, образовавшаяся в результате взаимодействия лидирующей УВ с элементом профиля стенки, играет существенную роль в механизме инициирования, так как при таком взаимодействии реализуется специфическое распределение температуры (см. рис. 2, *b*). Самая высокая температура — за ножкой Маха, причем распределение температуры здесь неоднородно вследствие постоянно меняющейся кривизны профиля, наиболее высокая температура достигается у основания ножки. Это одна из причин использовать относительно сложные по геометрии параболические профили вместо соответствующих линейных. Численные эксперименты показывают, что указанное преимущество параболических профилей играет роль в предельных случаях для минимальных чисел Маха инициирующей УВ, обеспечивающих инициирование для рассматриваемого профиля, а для более высоких значений чисел Маха существенного различия в использовании параболического и соответствующего ему линейного профиля нет.

Стадия 2. Локальные взрывы. После взаимодействия лидирующей УВ с элементом профиля стенки трубы происходит кумуляция волны Маха на оси симметрии трубы. В результате газодинамической фокусировки волны Маха, температура за которой максимальна, в ме-

сте кумуляции может произойти первый локальный взрыв. В рассматриваемом примере взрыв происходит на оси симметрии в точке с продольной координатой $z \approx 0.068$ м (см. рис. 3, *a*). На рис. 3, *a* также можно проследить эволюцию ударно-волновой картины, возникшей в результате взаимодействия лидирующей УВ с элементом профиля. Отметим, что локальный максимум температуры за отраженной AR и присоединенной RO волнами достигается вблизи второй тройной точки R . После первого взрыва против потока начинает двигаться взрывная волна. В результате кумуляции на оси симметрии отраженной волны, а также ее взаимодействия с взрывной волной от первого взрыва складываются благоприятные условия для возникновения второго локального взрыва (см. рис. 3, *b*). Рис. 3, *c* иллюстрирует формирование второго локального взрыва.

Сценарий развития стадии локальных взрывов может отличаться от описанного выше. В частности, один из взрывов может не произойти для некоторых чисел Маха инициирующей УВ, элементов профилей и блокировок трубы. Результаты расчетов показывают, что при $BR = 0.75$ локальный взрыв, обусловленный кумуляцией волны, отраженной от профилированной стенки, не происходит, если φ меньше некоторого критического значения φ_1 . Локальный взрыв, обусловленный кумуляцией волны Маха, не происходит, если φ превышает некоторое критическое значение φ_2 . Таким

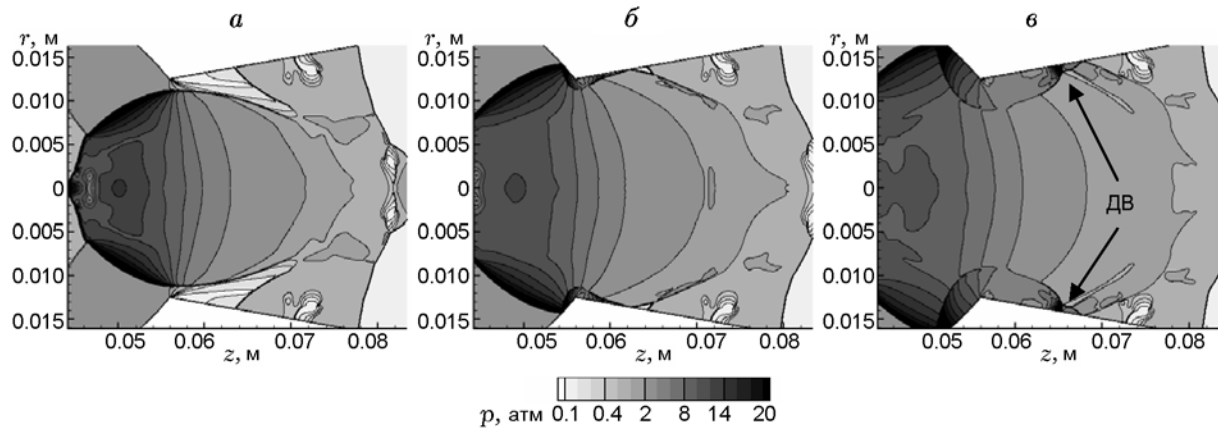


Рис. 4. Реиницирование детонации в коническом расширении:

a — 84 мкс, взаимодействие УВ от второго локального взрыва с волной разрежения; *b* — 86 мкс, отражение УВ от конической поверхности; *v* — 88 мкс, реиницирование детонации, ДВ — детонационная волна; поля давления в продольном сечении

образом, для заданного числа Маха инициирующей УВ существует диапазон значений углов $\varphi \in [\varphi_1; \varphi_2]$, в котором оба локальных взрыва имеют место и условия наиболее благоприятны для перехода ударной волны в детонационную. Диаграмма, изображенная на рис. 5, иллюстрирует описанные выше закономерности при $M = 2.7$, $BR = 0.75$. В данном случае $\varphi_1 = 34^\circ$ и $\varphi_2 = 51^\circ$; координата центров взрывов z отсчитываются от сечения z_0 (см. рис. 1). Вместе с тем при $BR = 0.44$ во всех расчетах

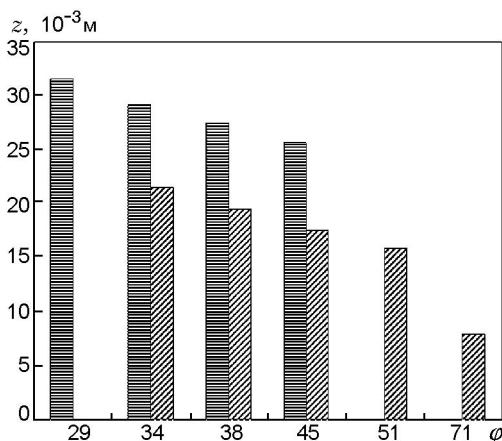


Рис. 5. Диаграмма зависимости z -координат центров взрывов от угла φ :

горизонтальная штриховка соответствует взрывам, обусловленным кумуляцией волны Маха, наклонная штриховка — взрывам, обусловленным кумуляцией отраженной волны ($M = 2.7$, $BR = 0.75$)

наблюдается максимум один локальный взрыв, причем связан он с кумуляцией отраженной от профилированной стенки канала ударной волны. При $BR = 0.94$ и малых значениях φ механизм взаимодействия лидирующей УВ с элементом профиля стенки существенно сложнее описанного выше. Это связано с тем, что увеличивается длина профилированного элемента и происходят многократные отражения ударных волн, распространяющихся за фронтом лидирующей волны.

Рассмотрим количественные характеристики процесса. На рис. 6 для случая $BR = 0.75$ приведена зависимость от φ скорости ударной волны $v_{УВ}$ при первом взрыве, распростра-

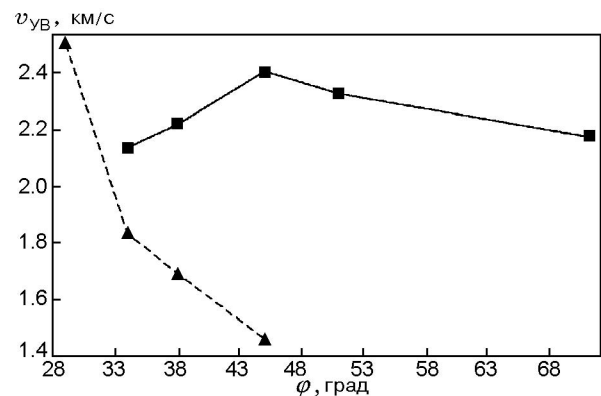


Рис. 6. Зависимости скоростей взрывных волн после первого (треугольники, штриховая линия) и второго (квадраты, сплошная линия) локальных взрывов от φ ($M = 2.7$, $BR = 0.75$)

ющейся по свежей смеси по потоку, а также скорости взрывной волны при втором взрыве, распространяющейся против потока. Скорость УВ, формирующейся при первом взрыве, уменьшается с увеличением φ : от скорости пересжатой детонации 2.5 км/с при $\varphi = 29^\circ$ до 1.5 км/с при $\varphi = 45^\circ$. В то же время скорость УВ от второго взрыва, связанного с кумуляцией отраженной волны и ее взаимодействием с УВ от первого взрыва, увеличивается в том диапазоне φ , в котором скорость УВ после первого взрыва уменьшается. Однако зависимость от φ скорости взрывной волны при втором взрыве имеет максимум. При увеличении φ от 29 до 45° температура за отраженной УВ также увеличивается и условия для формирования второго взрыва становятся более благоприятными. Однако при $\varphi > 45^\circ$ локальный взрыв, обусловленный кумуляцией волны Маха на оси симметрии трубы, не происходит, в то время как механизм формирования второго взрыва, описанный выше, подразумевает, что УВ от первого взрыва, распространяющаяся против потока, улучшает условия для формирования второго взрыва.

Таким образом, показано, что скорости взрывных волн существенно зависят от формы профиля стенки. Можно сказать, что параметр φ управляет распределением энергии между двумя локальными взрывами.

Стадия 3. Реиницирование детонации. Рассмотрим, что происходит после локальных взрывов. Против потока распространяется волна детонации, возникшая в результате второго взрыва (см. рис. 4, а), до тех пор, пока она не встретится с контактным разрывом на границе горючего и инертного газов. Для реиницирования детонации по потоку используется коническое расширение. При прохождении потока через наиболее узкое место трубы возникает волна разрежения. Реиницирование детонации связано со взаимодействием УВ от второго локального взрыва с этой волной разрежения, а также отражением УВ от поверхности конуса. В этой связи очень важным параметром на стадии реиницирования детонации является величина угла α (см. рис. 1): если этот угол слишком велик, реиницирование не реализуется. На рис. 4, б, в изображен процесс реиницирования.

«ДЕТОНАЦИОННЫЕ КРИВЫЕ»

В результате проведения серии вычисли-

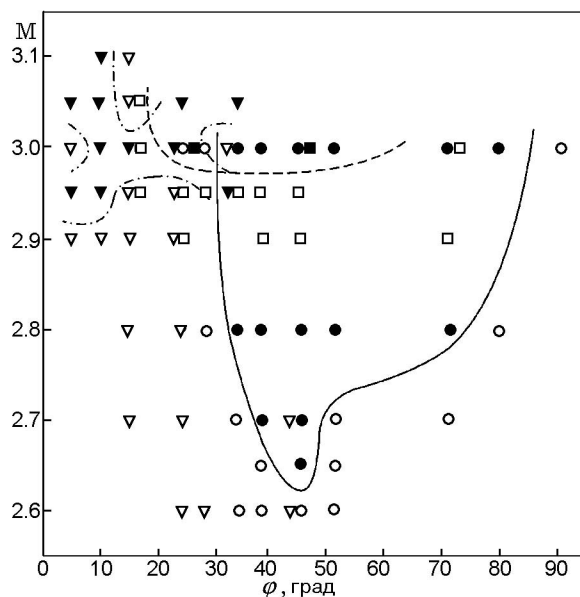


Рис. 7. «Детонационные кривые»:

$BR = 0.44$: штриховая линия, темные квадраты — иницирование есть, светлые квадраты — нет; $BR = 0.75$: сплошная линия, темные кружки — иницирование есть, светлые кружки — нет; $BR = 0.94$: штрихпунктирная кривая, темные треугольники — иницирование есть, светлые треугольники — нет

тельных экспериментов при различных значениях параметра φ , блокировки трубы BR и числа Маха инициирующей УВ построены «детонационные кривые» (рис. 7). Каждая из трех кривых, соответствующих трем величинам блокировки трубы, показывает, при каких значениях M и в каком диапазоне φ происходит переход ударной волны в детонационную.

При $BR = 0.75$ кривая имеет ярко выраженный экстремум: при $M = 2.65$ только одна форма профиля ($\varphi = 45^\circ$) из всех исследованных обеспечивает иницирование детонации. С увеличением числа Маха инициирующей УВ диапазон значений φ , обеспечивающих переход ударной волны в детонационную, растет. Параболический профиль с $\varphi = 45^\circ$ может быть назван «оптимальным» для $BR = 0.75$, если принять во внимание тот факт, что при $\varphi = 45^\circ$ для рассматриваемой величины блокировки иницирование происходит и при больших значениях числа Маха.

При $BR = 0.44$ иницирование детонации возможно при гораздо более высоких числах Маха инициирующей УВ, чем в предыдущем случае. При этом ярко выраженный экстремум

отсутствует, и при $M = 3.0$ целый диапазон значений $\varphi = 24 \div 45^\circ$ обеспечивает иницирование детонации.

Наиболее сложно выглядит область, соответствующая параметрам иницирования, при $BR = 0.94$. Принципиальное отличие от других значений блокировки заключается в ином механизме иницирования — при взаимодействии лидирующей УВ с профилированным элементом, который для данной блокировки и малых значений φ имеет существенную длину, наблюдается многократное отражение ударных волн, локальный взрыв происходит в самом узком сечении трубы на значительном расстоянии от лидирующей УВ, и т. д. Объяснение механизма иницирования для больших значений BR требует отдельного рассмотрения. Тем не менее уже сейчас можно отметить, что полученная на рис. 7 область иницирования при $BR = 0.94$ имеет качественное сходство с областью иницирования в пространстве «затраченная энергия — задержка между разрядами», приведенной в работе [5]. Прежде всего, в расчетах подтверждается тот факт, что для заданной геометрии трубы увеличение числа Маха иницирующей УВ не всегда приводит к улучшению условий иницирования детонации, как может показаться на первый взгляд. Аналогично в [5] показано, что увеличение энергии разрядов при неизменной задержке между разрядами не всегда способствует улучшению условий иницирования детонации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты расширяют понимание нового подхода к иницированию детонации — иницированию с помощью профилирования стенок трубы. Выполненное исследование стало возможным благодаря развитию современных средств вычислительного эксперимента, а именно появлению многопроцессорных вычислительных систем терафлопной производительности. Установлены качественные особенности и количественные характеристики механизма иницирования детонации, реализующегося в трубе с параболическим элементом профиля стенки и коническим расширением. Механизм иницирования связан с тремя процессами:

(а) двойным маховским отражением лидирующей УВ от профилированной стенки;

(б) кумуляцией волны Маха и (или) отраженной УВ с образованием одного или двух локальных взрывов;

(в) отражением взрывной волны от конической поверхности и последующим реиницированием.

Исследованы зависимости основных характеристик процесса от формы профиля стенки, и представлены обобщенные результаты в виде «детонационных кривых» в пространстве «угол наклона профилированного элемента — число Маха иницирующей УВ». Полученные результаты имеют как фундаментальное значение, раскрывая механизм иницирования детонации в трубе с профилированными стенками, так и практический интерес, поскольку указывают путь снижения энергозатрат на иницирование детонации в импульсных тепловых машинах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин В. А., Марков В. В., Журавская Т. А., Осинкин С. Ф. Нелинейные волновые процессы при иницировании и распространении газовой детонации // Тр. МИАН. — 2005. — Т. 251. — С. 200–214.
2. Vasil'ev A. A. Estimation of the critical initiation energy for ignition and detonation in gaseous mixtures // Application of Detonation to Propulsion / G. Roy, S. Frolov, J. Shepherd (Eds). — Moscow: Torus Press, 2004. — P. 49–53.
3. Oran E. S., Gamezo V. N. Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phase combustion // Combust. Flame. — 2007. — V. 148. — P. 4–47.
4. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации. — М.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит., 1955.
5. Frolov S. M. Initiation of strong reactive shocks and detonation by traveling ignition pulses // J. Loss Prevention. — 2005. — V. 19, N 2–3. — P. 238–244.
6. Semenov I., Frolov S., Markov V., Utkin P. Shock-to-detonation transition in tubes with shaped obstacles // Pulsed and Continuous Detonations / G. Roy, S. Frolov, J. Sinibaldi (Eds). — Moscow: Torus Press, 2006. — P. 159–169.
7. Фролов С. М., Семенов И. В., Комиссаров П. В., Уткин П. С., Марков В. В. Сокращение длины и времени перехода горения в детонацию в трубе с профилированными регулярными препятствиями // Докл. АН. — 2007. — Т. 415, № 4. — С. 509–513.
8. Vasil'ev A. A. Optimization of accelerators of deflagration-to-detonation transition // Confined Detonations and Pulse Detonation Engines /

- G. Roy, S. Frolov, R. Santoro, S. Tsyganov (Eds). — Moscow: Torus Press, 2003. — P. 41–48.
9. **Peraldi O., Knystautas R., Lee J. H.** Criteria for transition to detonation in tubes // Proc. of 21st Intern. Symp. on Combustion. — Pittsburgh: The Combustion Inst., 1986. — P. 1629–1637.
 10. **Gamezo V. N., Ogawa T., Oran E. S.** Numerical simulations of flame propagation and DDT in obstructed channels filled with hydrogen-air mixture // Proc. Combustion Inst. — 2007. — V. 31, N 2. — P. 2463–2471.
 11. **Васильев А. А.** Особенности применения детонации в двигательных установках // Импульсные детонационные двигатели / Под ред. С. М. Фролова. — М.: Торус Пресс, 2006. — С. 129–158.
 12. **Фролов С. М., Аксенов В. С., Басевич В. Я.** Сокращение преддетонационного участка в капельной взрывчатой смеси комбинированными средствами // Докл. АН. — 2005. — Т. 401, № 2. — С. 1–4.
 13. **Frolov S. M., Aksenov V. S., Shamshin I. O.** Detonation propagation through U-bends // Nonequilibrium Processes. — 2005. — V. 1. — P. 348–364.
 14. **Семёнов И. В., Уткин П. С., Марков В. В.** Численное моделирование двумерных детонационных течений на многопроцессорной вычислительной технике // Вычислит. методы и программирование. — 2008. — Т. 9. — С. 119–128.
 15. **Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г.** Нестационарное взаимодействие ударных волн. — М.: Наука, 1977.

Поступила в редакцию 8/XII 2008 г.
