

УДК 536.46

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЖИМА СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В КВАДРАТНОМ КАНАЛЕ

С. П. Борисов, А. Н. Кудрявцев

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, bsp5@yandex.ru

Численно моделируется распространение детонационной волны в узких плоском и квадратном каналах. Исследуются процессы развития неустойчивости плоской детонационной волны и формирования нестационарной многофронтной структуры, рассматриваются особенности этого процесса в двумерном и трехмерном случаях. Показано, что в плоском канале рост поперечных возмущений приводит к формированию ячеистой структуры сначала с мелкими, затем с более крупными ячейками. В квадратном канале формируется так называемая диагональная трехмерная структура, которая, однако, в конечном счете сменяется режимом спиновой детонации. Исследуются ее характеристики, оценивается величина шага спина. Показано хорошее согласие с предсказаниями акустической теории.

Ключевые слова: неустойчивость плоской детонационной волны, нестационарная многофронтная структура, детонационный спин, трехмерное численное моделирование, параллельные вычисления.

DOI 10.15372/FGV2024.9460

EDN CARHDF

ВВЕДЕНИЕ

Многофронтная (ячеистая) структура детонационных волн (ДВ) остается предметом активных исследований с момента ее открытия [1, 2]. Численное моделирование многофронтной структуры, начатое в классических работах [3, 4], вплоть до нашего времени чаще всего проводится в двумерной постановке [5–8], что обусловлено высокими требованиями к вычислительным ресурсам, необходимым для проведения трехмерных расчетов. Между тем существенная роль трехмерных явлений в процессе распространения ДВ в канале прямоугольного сечения была продемонстрирована экспериментально, в частности, в работе [9], где были идентифицированы два типа пространственной структуры многофронтных ДВ, распространяющихся в прямоугольных каналах, — прямоугольный и диагональный. Эти режимы были воспроизведены и в численных расчетах [10–13], где было показано, что значения давления, возникающие при трехмерном взаимодействии поперечных волн, существенно выше, чем в двумерной постановке. Исследования линейной неустойчивости плоских ДВ также приводят к выводу о существовании большого количества неустойчивых трехмерных мод [14–16].

Хорошо известно, что вблизи предела распространения детонации обычная многофронтная (ячеистая) структура ДВ сменяется спиновым и галопирующим режимами. Их достаточно подробное экспериментальное исследование выполнено в [17, 18]. Детальный анализ теоретических пределов распространения газовой детонации, основанный на многочисленных экспериментальных работах, представлен в [19]. Необходимость изучения предельных режимов обусловлена их важностью для проблем взрывобезопасности (угольные шахты), для развивающейся водородной энергетики и транспортных технологий.

Исторически спиновая детонация была первым обнаруженным в экспериментах нестационарным режимом распространения ДВ [20]. Несколько позже было продемонстрировано [21], что возникновение спина возможно при распространении детонации не только в круглой трубе, но и в каналах квадратного, прямоугольного и треугольного сечения.

Теоретическое рассмотрение спинового режима детонации было начато в работах К. И. Щёлкина [22] и Я. Б. Зельдовича [23]. Исходя из несколько различающихся предположений, они получили близкие к экспериментальным оценки шага спиновой спирали в круглой трубе. Широкое распространение получила акустическая теория Мэнсона — Тейлора — Фэя — Чжу [24, 25] (см. также монографии [1, 26]), основанная на рассмотрении собственных мод колебаний продуктов сгорания за фронтом ДВ. Выполненные по этой теории оценки шага спина для газовой детонации в каналах круглого и прямоугольного сечения хорошо совпадают с экспериментальными данными.

Спиновая детонация, как явление существенно трехмерное, просто не может быть промоделирована в двумерной постановке. Неудивительно поэтому, что первые работы, посвященные численному моделированию спиновой детонации, появились существенно позднее первых работ по численному моделированию многофронтной структуры. В работах [27, 28] была численно исследована спиновая детонация в круглой трубе с детальной химической моделью и выполнено сравнение с экспериментальными измерениями. Большой объем как численных, так и экспериментальных данных по спиновой детонации получен в диссертации [29]. В частности, в этой работе и в статье [30] впервые исследовалась смесь с двухстадийным тепловыделением и показано сосуществование спинового режима распространения поперечной волны, индуцированной второй стадией химической реакции, с многоголовой ячеистой структурой. Спиновая детонация в квадратных каналах численно моделировалась в [11, 12], где были изучены этапы образования спинового режима с простейшей химической моделью и исследовано влияние параметров модели на режим распространения ДВ.

Целью настоящей работы является исследование процесса формирования спинового режима детонации в квадратном канале, чьи поперечные размеры недостаточно велики для устойчивого распространения ДВ с ячеистой структурой. Для того чтобы уменьшить требования к компьютерным ресурсам, мы используем в расчетах простейшую химическую модель с одной необратимой химической реакцией. Несмотря на то, что данная модель не описывает количественно все нюансы химических превращений, она позволяет достаточно точно воспроизвести все качественные особенности детонационных течений. Еще одним преимуществом модели является наличие для нее развитой линейной теории устойчивости плоского фронта ДВ [14, 16], что дает возможность сравнить результаты численного моделирования с данными линейной теории.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Уравнения Эйлера в случае одностадийной модели химической кинетики в консервативной форме выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \mathbf{S},$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e \\ \rho \lambda \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho \dot{\omega} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u(\rho e + p) \\ \rho u \lambda \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ v(\rho e + p) \\ \rho v \lambda \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ w(\rho e + p) \\ \rho w \lambda \end{pmatrix}.$$

Здесь ρ — плотность; u, v, w — скорости вдоль направлений x, y, z ; p — давление; e — полная энергия на единицу массы; t — время. Переменная λ описывает степень завершения реакции: $\lambda = 0$ соответствует смеси, в которой химическая реакция еще не началась, $\lambda = 1$ — смеси, состоящей из одних продуктов сгорания, в которой реакция полностью завершилась.

Скорость химической реакции задается законом Аррениуса:

$$\dot{\omega} = K (1 - \lambda) \exp(-E_a/\theta), \quad (2)$$

где $\theta = p/\rho$ — температура, E_a — энергия активации реакции, K — предэкспоненциальный множитель, фактически задающий пространственный и временной масштабы реакции. Значение K выбирается так, чтобы в решении Зельдовича — Неймана — Дёринга (ЗНД) для плоской ДВ полуширина зоны реакции $L_{1/2}$, т. е. расстояние от фронта волны до точки, где $\lambda = 1/2$, равнялась единице. Ниже все расстояния предполагаются отнесенными к $L_{1/2}$, газодинамические величины — к их значениям перед фронтом ДВ, скорости — к скорости звука там же.

Система уравнений (1) замыкается калорическим уравнением состояния

$$e = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho} + \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} - Q\lambda. \quad (3)$$

Удельное тепловыделение Q и энергия активации E_a являются двумя параметрами, от которых зависит кинетика рассматриваемой необратимой химической реакции превращения топлива в продукты сгорания. В данной работе значения параметров выбраны таким образом, чтобы соответствовать детонации водородно-кислородной смеси: $Q = 50$, $E_a = 50$. Показатель адиабаты $\gamma = 1.2$, что является типичным значением для продуктов сгорания.

При заданных параметрах число Маха ДВ, распространяющейся в самоподдерживающемся режиме Чепмена — Жуге, равно $M_{CJ} = 6.216$. Для исследования выбран случай пересжатой ДВ со степенью пересжатия $f = (M/M_{CJ})^2 = 1.2$.

ЧИСЛЕННЫЙ ПОДХОД

При численном моделировании распространения ДВ решались уравнения (1). Для аппроксимации конвективных членов использовалась конечно-разностная схема WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) [31] пятого порядка точности с расщеплением потоков по Лаксу — Фридрихсу. Интегрирование по времени выполнялось с помощью явного метода Рунге — Кутты четвертого порядка точности.

Расчетная программа написана на языке программирования Fortran-90 и распараллелена для расчетов на многопроцессорных системах с помощью библиотеки MPI (Message Passage Interface). В настоящей работе рассматриваются только простые геометрии расчетной области. Это позволяет легко разделить область на равные блоки, каждому из которых соответствует свой MPI-процесс. Предусмотрена возможность разбиения расчетной области в трех направлениях, совпадающих с осями расчетной сетки. Это оказывается

особенно полезно при проведении трехмерных расчетов, поскольку позволяет минимизировать количество информации, которую необходимо передавать от одного MPI-процесса к другому, и ускорить расчет.

Расчеты выполнялись в лабораторной системе отсчета, в которой ДВ распространяется по покоящемуся газу. Для того чтобы волна не покидала расчетную область, периодически проводился сдвиг границ области в направлении движения ДВ. Для удобства и простоты реализации сдвиг осуществляется на величину, равную длине одного блока. После сдвига каждому блоку передаются необходимые данные для продолжения расчета. В первом блоке задается невозмущенное состояние среды перед ДВ, тогда как необходимые данные из последнего блока перед сдвигом сохраняются на диске. На задней границе накладываются условия, соответствующие решению ЗНД далеко за ДВ.

Сдвиг расчетной области осуществляется каждый раз, когда ДВ приближается к границе, критерием чего служит повышение плотности на 1 % по сравнению со значением в невозмущенном набегающем потоке в любой точке, находящейся на расстоянии менее пяти ячеек от границы.

Записанные поля газодинамических величин используются для визуализации течения, в частности они позволяют построить численный аналог получаемых в эксперименте следовых отпечатков фронта ДВ на закопченной фольге; с этой целью визуализируются максимальные по времени давления p_m , достигнутые в каждой точке расчетной области.

Скорость ДВ находилась дифференцированием положения ее фронта в одной из точек на стенке канала. За положение фронта принималась точка, в которой значение плотности впервые повышается на 10 % по сравнению со значением перед фронтом. Точные координаты точки определялись методом линейной интерполяции. Результат дифференцирования был подвержен высокочастотному шуму, связанному с нестационарной природой фронта ДВ и со способом определения зависимости положения ДВ от времени. Фильтрация такого шума осуществлялась при помощи дискретного преобразования Фурье и отбрасывания высокочастотной части спектра. Граница отсечения высоких частот подбиралась так, чтобы на начальном этапе распространения ДВ, когда ее фронт близок к плоскому, зависимость скорости ДВ от времени была как можно ближе к зависимости ДВ от времени, полученной при одномерном численном моделировании ДВ с выделением ударной волны [32] при аналогичных параметрах расчета.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Численное моделирование проводилось на вычислительном кластере с использованием до 80 ядер ЦПУ. Исследовалось распространение ДВ в плоском канале высотой $H = 10$ и в канале квадратного сечения высотой $H = 10$, шириной $W = 10$. Длина расчетной области в обоих рассматриваемых случаях составляла $L = 50$. Шаг расчетной сетки в обоих случаях был одинаковым, число ячеек в трехмерном случае составляло $N_x \times N_y \times N_z = 450 \times 90 \times 90$.

В качестве начальных данных в расчетной области задавалось решение ЗНД. Для того чтобы ускорить образование ячеистой структуры, в начале расчета вносилось небольшое (как правило, равное 1 % от скорости ДВ) длинноволновое возмущение поперечных скоростей в тонком слое за ДВ в виде $v \sim \sin(\pi y/H)$ в плоском канале и в виде $v = w \sim \sin(\pi y/H) \sin(\pi z/W)$ в квадратном, так чтобы на стенках канала поперечные скорости равнялись нулю.

На рис. 1 показано, как скорость ДВ D изменяется при распространении в плоском канале и в трехмерном канале квадратного сечения. Отчетливо видно, что в обоих случаях рассмотренный временной интервал можно разделить на несколько участков, каждый из которых соответствует определенному режиму распространения ДВ.

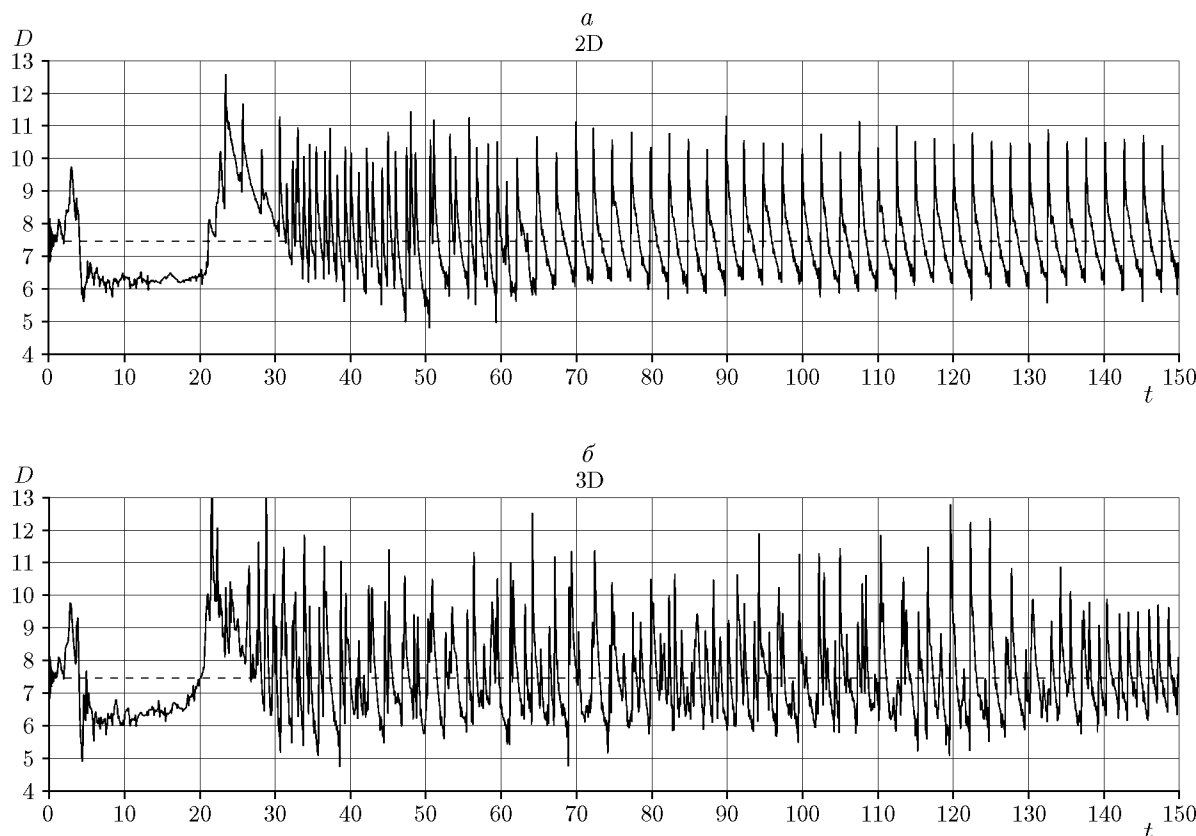


Рис. 1. Изменение скорости распространения ДВ в плоском (а) и квадратном (б) каналах (штриховая линия — скорость, соответствующая решению ЗНД)

В начале скорость ДВ ведет себя практически одинаково в обоих каналах, испытывая достаточно сильные колебания, особенно в моменты времени $t \approx 2 \div 3$ и $t \approx 22 \div 23$. На фронте ДВ при этом не наблюдается активного развития поперечных возмущений, и он сохраняет свою изначальную форму, но испытывает продольные колебания, ДВ распространяется в галолирующем режиме. Фронт реакции отстает от ведущей ударной волны, ударная волна ослабевает, и ее скорость становится существенно ниже стационарного значения, соответствующего решению ЗНД. Затем сильная волна сжатия возникает перед фронтом реакции, и эта новая ДВ начинает догонять ведущий ударный фронт. В момент, когда она с ним сталкивается, происходит резкое увеличение скорости ударного фронта, хорошо видное на рис. 1.

Такой режим распространения ранее наблюдался и изучался в работах [33–35], в которых численно моделировалась одномерная детонация. Он возникает при малых степенях пересжатия и связан с ростом одномерных возмущений. Согласно линейной теории при исследуемом наборе параметров $Q = 50$, $E_a = 50$, $f = 1.2$ существует девять неустойчивых мод [16, 33, 36], из которых пять остаются нарастающими и при равном нулю поперечном волновом числе, т. е. для одномерных возмущений. Возникновение режима галолирующей детонации, по-видимому, связано с ростом так называемой фундаментальной моды, частота которой очень близка к нулю (она обращается в нуль для $f \leq 1.165$ [33]). Несмотря на то, что две другие, существенно более высокочастотные одномерные моды обладают большим коэффициентом роста в силу некоторого, пока еще не выясненного механизма, при данных параметрах именно фундаментальная мода начинает доминировать на некоторой стадии развития одномерной неустойчивости.

В случае плоского канала и канала прямоугольного сечения поперечные волновые числа возмущений должны удовлетворять соотношениям $k_y = n\pi/H$ и $k_z = m\pi/W$ соответственно, где n и m — целые числа. В наших условиях линейная теория предсказывает, что наиболее неустойчивой должна быть высокочастотная мода с $n = 6$ в плоском канале и с $n = m = 4$ в канале квадратного сечения. Таким образом, можно ожидать образования трех ячеек в плоском канале и двух — поперек каждой боковой стенки квадратного канала.

В [13, 32] было показано, что на ранней стадии развития неустойчивости ДВ Чепмена — Жуге в плоском канале действительно преобладают возмущения с поперечным волновым числом, предсказываемым линейной теорией. Это происходит даже несмотря на то, что, как и в настоящей работе, на плоскую волну накладывалось длинноволновое начальное возмущение с поперечным волновым числом, много меньшим того, что отвечает наиболее неустойчивой моде. Затем на более поздних стадиях детонационные ячейки становятся крупнее, и их число уменьшается примерно в два раза. Очевидно, что для рассматриваемой в настоящей статье пересжатой детонации картина развития неустойчивости на ранней стадии оказывается существенно иной: как и в одномерных расчетах, в плоском и квадратном каналах возникают продольные колебания и режим галопирующей детонации.

Дальнейшее развитие неустойчивости в двумерном и трехмерном случаях происходит различным образом. В плоском канале (рис. 1,а) после окончания начального переходного процесса в интервале времени $30 < t < 45$ устанавливается режим высокочастотных колебаний, за которым следует еще один переходный период, во время которого период колебаний скорости ДВ постепенно растет вплоть до момента времени $t \approx 60$. Далее период стабилизируется и остается примерно равным $T \approx 2.5$, при этом скорость в течение одного периода меняется от $5 \div 6$ до $10.5 \div 11.5$. Средняя скорость ДВ в интервале $30 < t < 45$ равна $\bar{D} = 7.764$, в интервале $70 < t < 150$ — $\bar{D} = 7.4755$ (при теоретической скорости, отвечающей решению ЗНД, $D_{\text{ЗНД}} = 7.459$).

В квадратном канале (рис. 1,б) после окончания начального переходного этапа период колебаний также некоторое время растет, оставаясь при этом всегда несколько больше, чем в плоском случае. Колебания, однако, существенно более хаотичны, и такая картина сохраняется вплоть до $t \approx 135$, после чего наблюдается некоторая стабилизация, и период становится равным $T \approx 1.28$. Во время хаотичных колебаний скорость ДВ меняется в пределах от $5 \div 6$ до $10.5 \div 13$, после стабилизации этот интервал сужается от $6 \div 6.5$ до $9 \div 10$. Средняя скорость ДВ в интервале $28 < t < 35$ составляет $\bar{D} = 7.920$, в интервале $40 < t < 140$ — $\bar{D} = 7.4464$, в конце при $140 < t < 150$ — $\bar{D} = 7.473$. Таким образом, средняя скорость в обоих случаях несколько превышает теоретическую, что, очевидно, связано с возникновением после $t \approx 22 \div 24$ сильных поперечных волн на фронте ДВ.

Как показано на рис. 2, при $t > 30$ в плоском канале формируется отчетливо выраженной ячеистая структура. Ее параметры в течение двух ранее выделенных периодов времени заметно отличаются. Сначала в канале образуются полторы детонационные ячейки (рис. 2,а). Позже ячейки начинают объединяться, их размеры увеличиваются, так что в конечном счете остается лишь половина детонационной ячейки (рис. 2,б).

Таким образом, в плоском канале реализуется предельный квазистационарный (с постоянной после осреднения по периоду пульсаций скоростью) режим детонации, каковым в соответствии с [19] является многофронтная детонация с половиной детонационной ячейки поперек канала. В более узких каналах квазистационарное распространение ДВ невозможно и должен возникать существенно нестационарный галопирующий режим.

Что касается квадратного канала (рис. 3), то на первом этапе развития неустойчивости в нем образуется структура, в которой присутствуют детонационные ячейки разных

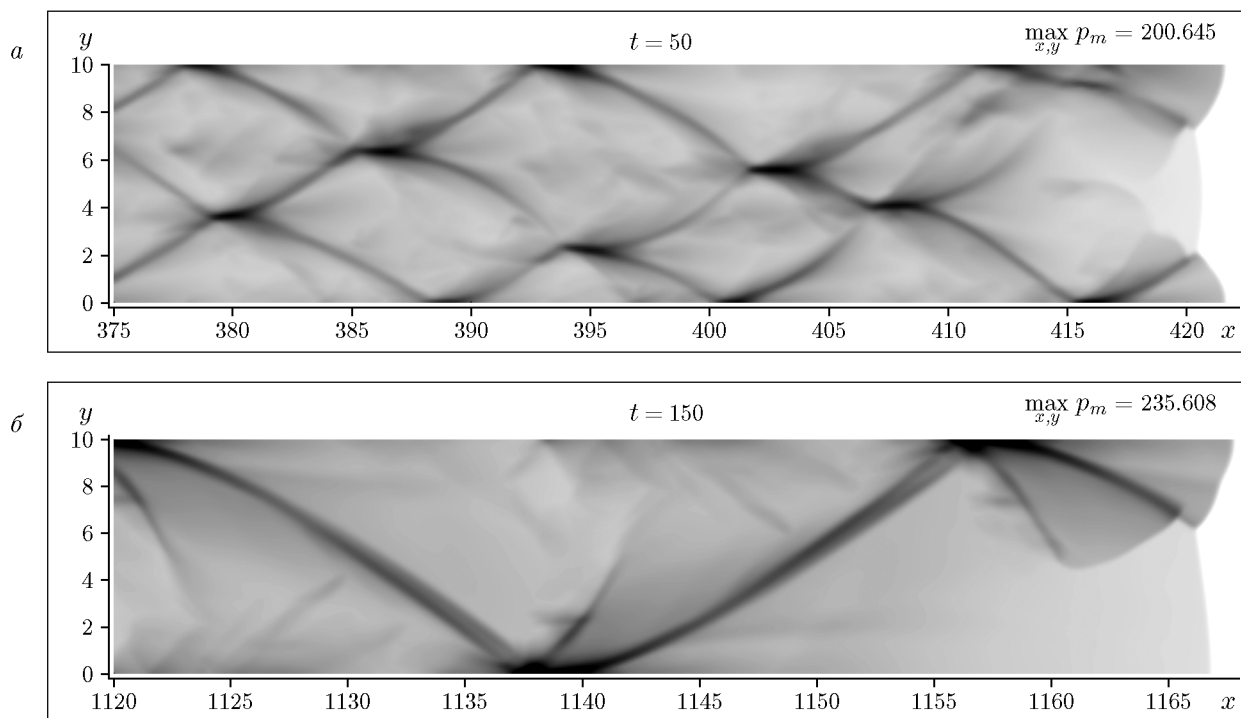


Рис. 2. Поле $p_m(x, y)$ в плоском канале в моменты времени $t = 50$ (а) и $t = 150$ (б)

размеров. Несколько позже, в момент времени $t = 50$, в одной из диагональных плоскостей видна четкая картина с одной детонационной ячейкой (рис. 3,а), тогда как во второй диагональной плоскости картина ячеек очень смазана (рис. 3,б).

В поперечных сечениях в моменты времени, близкие к $t \approx 50$ (рис. 4), хорошо видны четыре волны,двигающиеся попарно, в противофазе, вдоль двух диагоналей. Это так называемая диагональная трехмерная структура, наблюдавшаяся в экспериментах в каналах прямоугольного сечения [9] наряду с другой, прямоугольной модой. В нашем случае она, однако, не является окончательно установившимся режимом распространения ДВ. Ближе к концу расчета ($t > 135$) картины в обеих диагональных плоскостях становятся почти одинаковыми, но сдвинутыми относительно друг друга (см. рис. 3,в,г). При этом на стенках канала вместо ячеистой структуры присутствуют характерные следы винтовой линии в виде «скошенных» областей повышенного давления. Эту картину хорошо иллюстрирует рис. 3,д с разверткой истории максимального давления на двух соседних боковых стенках канала при $1035 < x < 1167$. Такие следы характерны для спинового режима распространения ДВ.

Численное моделирование позволяет получить визуализацию областей максимального давления не только на стенках или в какой-то плоскости, но и во всем объеме канала. Такая визуализация, сделанная в [13] для ячеистой детонации, показала симметричную и хорошо организованную структуру, образованную пересечениями ударных волн. В изучаемом случае пространственная визуализация обнаруживает структуру, закрученную в виде винтовой линии (рис. 5). На рис. 5 также видно зону горения и карманы несгоревшей смеси сразу за фронтом ДВ, образовавшиеся в результате движения поперечных возмущений по фронту ДВ.

Структура ДВ при спиновом режиме распространения хорошо видна при рассмотрении поперечных срезов, сделанных в разные моменты времени и в разных сечениях (рис. 6). Поперечные возмущения распространяются перпендикулярно стенкам канала

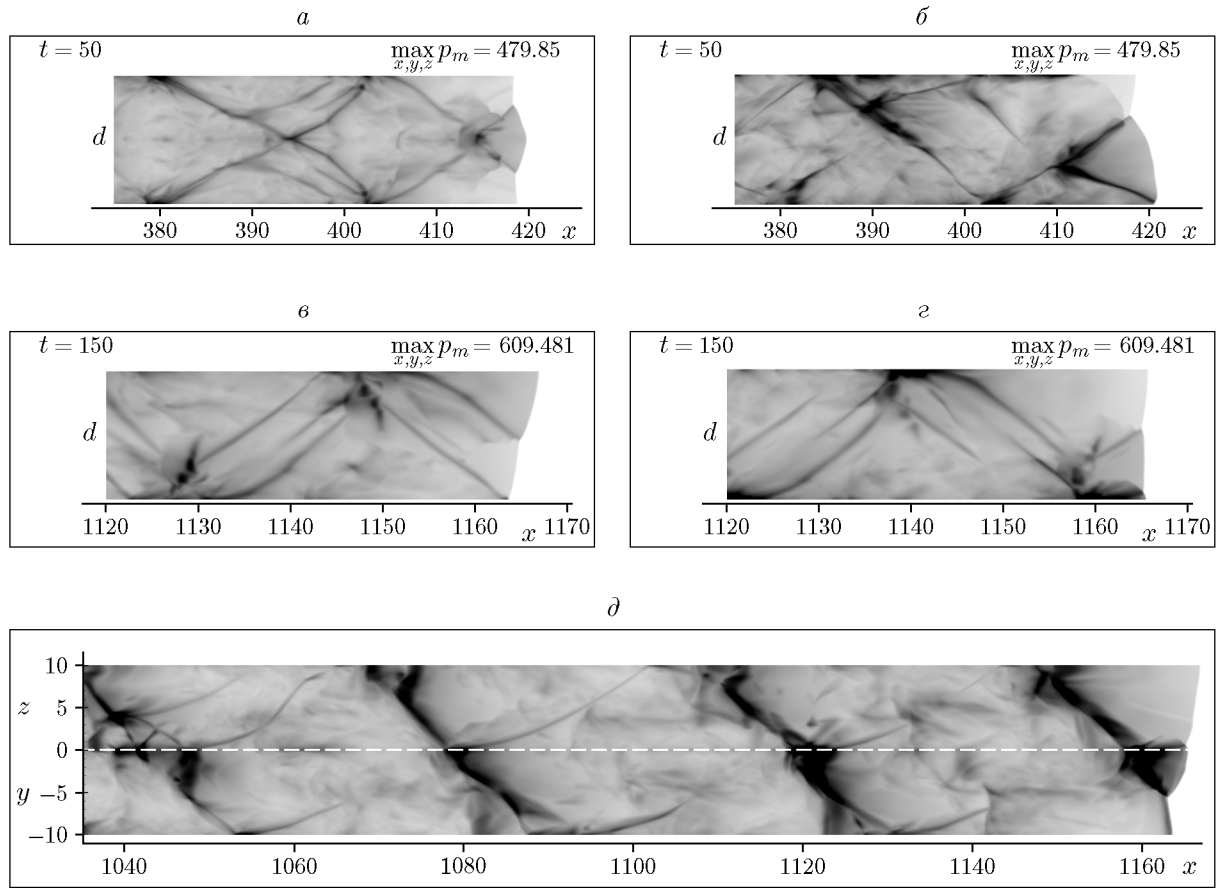


Рис. 3. Поле $p_m(x, d)$ (где d — расстояние вдоль диагонали) в квадратном канале в моменты времени $t = 50$ (*a*, *б*) и $t = 150$ (*в*, *г*). Вид в диагональных плоскостях 45° (*a*, *в*) и -45° (*б*, *г*). Развертка величины p_m на двух соседних стенках канала к моменту времени $t = 150$ (*д*)

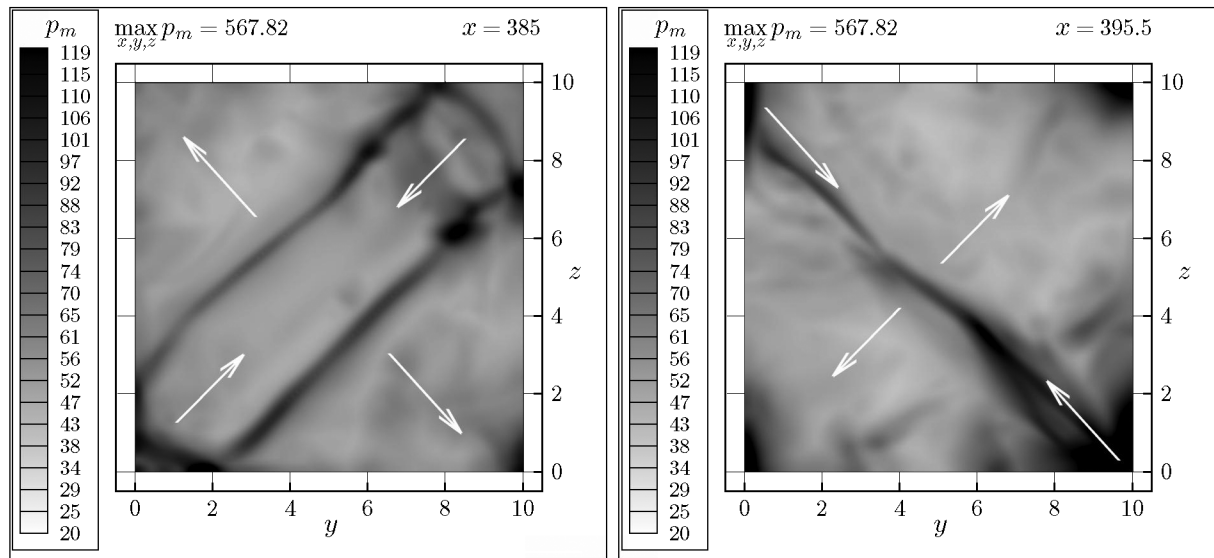


Рис. 4. Два поперечных среза поля p_m в квадратном канале при различных положениях фронта (стрелки — направление движения поперечных волн на фронте ДВ)

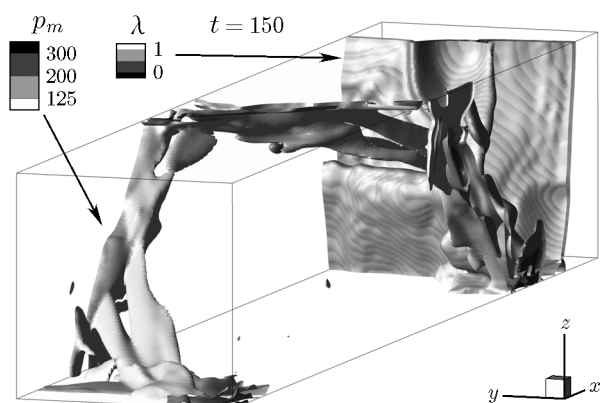


Рис. 5. Исоповерхности p_m и λ (соответствие показано стрелками) в момент времени $t = 150$ в квадратном канале

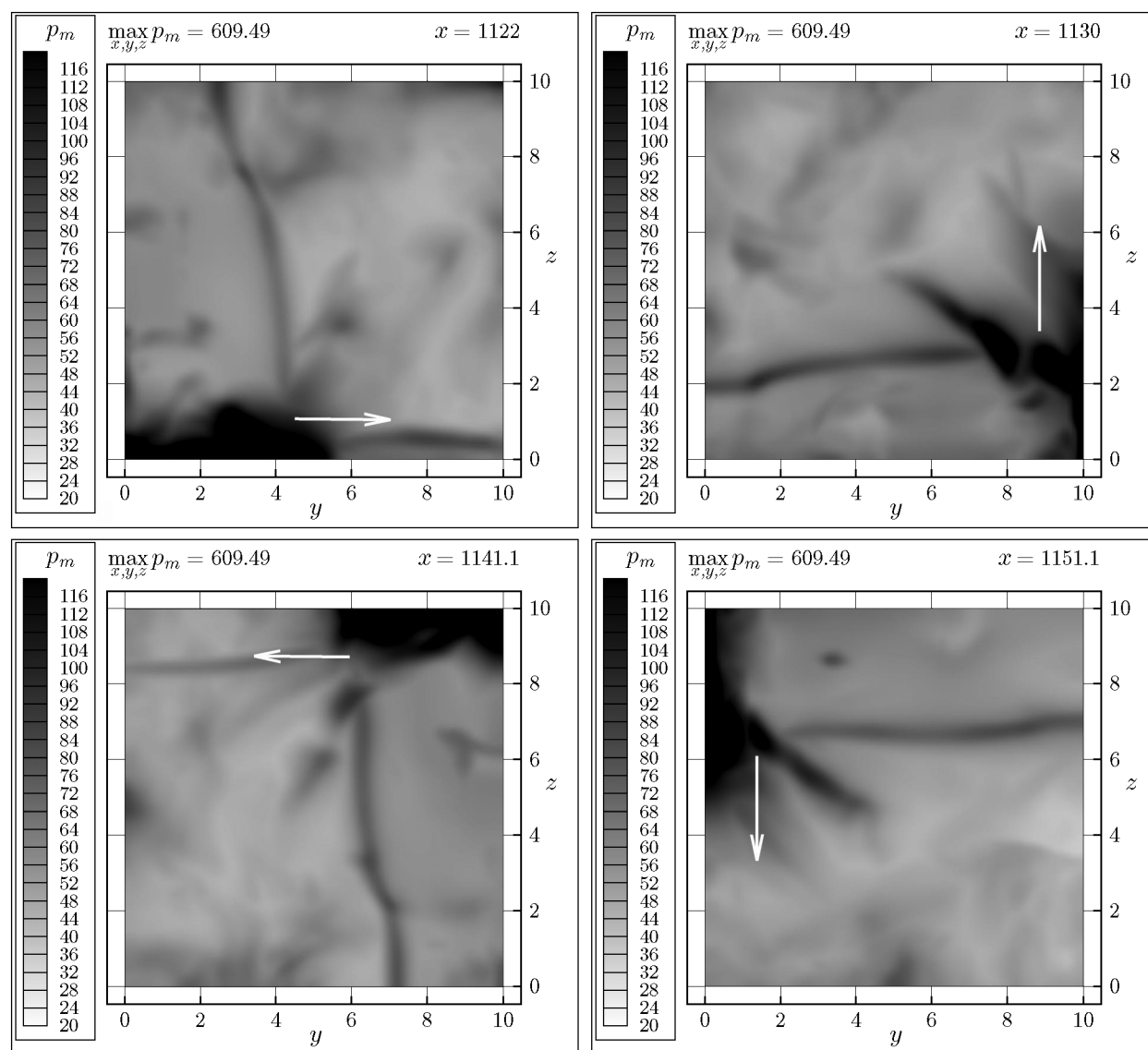


Рис. 6. Серия поперечных срезов в квадратном канале при различных положениях фронта (стрелки — направление перемещения головы спина)

в противофазе. Область интенсивного горения, голова спина, видна в четырех последовательных положениях в каждом из углов канала.

Таким образом, при данных начальных условиях в виде слабовозмущенной плоской волны в рассматриваемом достаточно узком трехмерном канале сначала возникает режим, соответствующий диагональной моде ячеистой детонации, который, однако, по прошествии определенного времени переходит в режим спиновой детонации. Влияние трехмерных эффектов оказывается очень значительным: вместо обычной ячеистой структуры, с половиной полной ячейки, помещающейся в плоском канале, в квадратном канале устанавливается режим одноголового спина, являющийся предельным режимом распространения ДВ в трехмерных каналах круглого и квадратного сечения [19].

Интересно сравнить значения максимального давления $p_{max} = \max_{x,y,z} p_m$ при различных режимах детонации. В плоском канале при перестройке ячеистой структуры максимально достигаемое давление слегка увеличивается — от $p_{max} = 200.645$ при $t = 50$ до $p_{max} = 235.608$ при $t = 150$. В квадратном канале максимально фиксируемое давление заметно выше, чем в плоском, и также увеличивается при установлении финального режима распространения ДВ — от $p_{max} = 479.85$ при $t = 50$ до $p_{max} = 609.481$ при $t = 150$, когда реализуется спиновый режим распространения ДВ.

В хорошо известной теории Мэнсона — Тейлора — Фэя — Чжу характеристики спина вычисляются на основе рассмотрения собственных мод поперечных колебаний продуктов сгорания в канале за фронтом ДВ. Для круглой трубы результаты этой теории находятся в хорошем согласии с экспериментом. Для оценки параметров спиновой детонации в канале прямоугольного сечения в [19] было использовано понятие гидравлического (эффективного) диаметра канала. Более прямой путь состоит в применении формулы для собственных частот колебаний в прямоугольном канале со сторонами H и W [24]:

$$\nu = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{n^2}{H^2} + \frac{m^2}{W^2}}. \quad (4)$$

Здесь c — скорость звука в продуктах реакции, n, m — номера мод возмущений.

Спиновой детонации в квадратном ($W \equiv H$) канале соответствует суперпозиция двух собственных колебаний в перпендикулярных плоскостях, имеющих одинаковую частоту и сдвинутых по фазе на $\pi/2$. Для двух низших мод, $n = 1, m = 0$ и $n = 0, m = 1$, это приводит к распределению давления в поперечной плоскости $x = \text{const}$ вида

$$p(y, z, t) \sim \cos(\pi y/H) \cos(2\pi \nu t) - \cos(\pi z/H) \sin(2\pi \nu t). \quad (5)$$

Шаг спирали спина тогда оказывается равным $P = D/\nu$, а угол ее наклона к направлению вдоль канала равняется $\varphi = \arctg(4H/P) = \arctg(2c/D)$, где D — скорость ДВ в направлении вдоль канала. Для $f = 1.2$ решение ЗНД дает $c/D = 0.536$, откуда для канала со стороной 10 получаем $P_{n=1,m=0} = P_{n=0,m=1} = 2HD/c = 37.3$ и $\varphi = 47^\circ$.

Из представленных выше расчетных данных можно получить средний шаг между поперечными срезами полей максимального давления p_m , равный $\Delta x = 9.7$, что приводит к величине шага спирали спина $P \approx 38.8$. Измерение угла наклона на рис. 3 дает значение $\varphi \approx 45 \div 47^\circ$. Таким образом, характеристики спина, полученные в расчете, хорошо согласуются с величинами, предсказываемыми акустической теорией для спиновой детонации, являющейся суперпозицией двух наинизших мод $n = 1, m = 0$ и $n = 0, m = 1$ (режим одноголового спина).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование распространения ДВ в узких плоском и квадратном каналах, выполненное с использованием простейшей химической модели с одной необратимой

реакцией, показало существенные отличия в структурах многофронтной детонации, формирующихся в этих двух случаях. Заметные отличия наблюдаются в колебаниях скорости ДВ, максимальном давлении и других газодинамических величинах. В обоих случаях в конечном счете происходит переход к предельному режиму детонации. В случае плоского канала после переходного процесса, в ходе которого увеличивается размер детонационных ячеек, устанавливается режим многофронтной детонации с половиной ячейки, занимающей всю ширину канала. В трехмерном же случае после существования в течение некоторого времени диагональной ячеистой структуры формируется режим одноголовой спиновой детонации.

Ранее в работе [13] при исследовании распространения ДВ в квадратном канале таких же размеров, но при других значениях тепловыделения Q , энергии активации E_a и степени пересечения f сначала наблюдалось формирование прямоугольной ячеистой структуры, затем диагональной. Таким образом, изменение параметров химической модели (или смена самой модели) может полностью изменить реализующийся режим распространения ДВ.

Определены основные характеристики обнаруженного режима спиновой детонации. Показано, что измеренный шаг спирали спина и угол ее наклона хорошо согласуются с предсказаниями акустической теории Мэнсона — Тейлора — Фэя — Чжу. Планируется провести в дальнейшем более систематическое исследование влияния размеров канала и параметров химической модели на реализующийся режим распространения ДВ и выполнить моделирование спиновой детонации с использованием детальных химических моделей [37].

Авторы выражают благодарность А. А. Васильеву за полезные обсуждения и предоставленные копии некоторых малодоступных работ и А. В. Троцюку, обратившему их внимание на диссертацию Ф. Виро.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН (проект № 125021702401-7). Численные эксперименты выполнены на базе ЦКП «Механика».

ЛИТЕРАТУРА

1. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е. Структура фронта детонации в газах. — Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
2. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. — М.: Изд-во АН СССР, 1965.
3. Taki S., Fujiwara T. Numerical analysis of two-dimensional nonsteady detonations // AIAA J. — 1978. — V. 16, N 1. — P. 73–77. — DOI: 10.2514/3.60859.
4. Марков В. В. Численное моделирование образования структуры детонационной волны // Докл. АН СССР. — 1981. — Т. 258, № 2. — С. 314–317.
5. Бедарев И. А., Рылова К. В., Федоров А. В. Применение детальных и приведенных кинетических схем для описания детонации водородовоздушных смесей с разбавителем // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 5. — С. 22–33. — DOI: 10.15372/FGV20150503. — EDN: UMUJFX.
6. Levin V. A., Manuylovich I. S., Markov V. V. Numerical simulation of multidimensional modes of gaseous detonation // Combust. Sci. Technol. — 2016. — V. 188, N 11-12. — P. 2236–2249. — DOI: 10.1080/00102202.2016.1220682.

7. **Trotsyuk A. V.** Numerical study of two-dimensional structure of detonation front in two-fuel mixtures // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2019. — V. 1359. — 012063. — DOI: 10.1088/1742-6596/1359/1/012063.
8. **Zhang D., Yuan X., Liu S., Cai X., Peng H., Deiterding R., Dick H. D.** Numerical study of detonation wave propagation modes in annular channels // *AIP Adv.* — 2021. — V. 11, N 8. — 085203. — DOI: 10.1063/5.0057586.
9. **Hanana M., Lefebvre M. H.** Pressure profiles in detonation cells with rectangular and diagonal structures // *Shock Waves.* — 2001. — V. 11, N 2. — P. 77–88. — DOI: 10.1007/PL00004068.
10. **Deledicque V., Papalexandris M. V.** Computational study of three-dimensional gaseous detonation structures // *Combust. Flame.* — 2006. — V. 144, N 4. — P. 821–837. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2005.09.009.
11. **Dou H. S., Tsai H. M., Khoo B. C., Qiu J.** Simulations of detonation wave propagation in rectangular ducts using a three-dimensional WENO scheme // *Combust. Flame.* — 2008. — V. 154, N 4. — P. 644–659. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.06.013.
12. **Wang C., Shu C. W., Han W., Ning J.** High resolution WENO simulation of 3D detonation waves // *Combust. Flame.* — 2013. — V. 160, N 2. — P. 447–462. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2012.10.002.
13. **Borisov S. P., Kudryavtsev A. N.** Investigation of cellular detonation structure formation via linear stability theory and 2D and 3D numerical simulations // *AIP Conf. Proc.* — 2017. — V. 1893, N 1. — 030042. — DOI: 10.1063/1.5007500.
14. **Stewart D. S., Kasimov A. R.** State of detonation stability theory and its application to propulsion // *J. Propul. Power.* — 2006. — V. 22, N 6. — P. 1230–1244. — DOI: 10.2514/1.21586.
15. **Kabanov D. I., Kasimov A. R.** Linear stability analysis of detonations via numerical computation and dynamic mode decomposition // *Phys. Fluids.* — 2018. — V. 30, N 3. — 036103. — DOI: 10.1063/1.5020558.
16. **Кудрявцев А. Н., Борисов С. П.** Устойчивость детонационных волн, распространяющихся в плоских и прямоугольных каналах // *Физика горения и взрыва.* — 2020. — Т. 56, № 1. — С. 105–113. — DOI: 10.15372/FGV20200111. — EDN: ANJYHV.
17. **Ульяницкий В. Ю.** Экспериментальное исследование объемной структуры спиновой детонации // *Физика горения и взрыва.* — 1980. — Т. 16, № 1. — С. 105–111. — EDN: YNIZGN.
18. **Ульяницкий В. Ю.** Исследование галопирующего режима газовой детонации // *Физика горения и взрыва.* — 1981. — Т. 17, № 1. — С. 118–124. — EDN: ZGTJDH.
19. **Vasiliev A. A.** The limits of stationary propagation of gaseous detonation // *Dynamic Structure of Detonation in Gaseous and Dispersed Media* / A. A. Borisov (Ed.). — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1991. — P. 27–49. — (Fluid Mechanics and Its Applications; V. 5). — DOI: 10.1007/978-94-011-3548-1_2.
20. **Campbell C., Woodhead D. W.** The ignition of gases by an explosion-wave. Part I. Carbon monoxide and hydrogen mixtures // *J. Chem. Soc. (Resumed).* — 1926. — V. 129. — P. 3010–3021. — DOI: 10.1039/JR9262903010.
21. **Bone W. A., Fraser R. P., Wheeler W. H.** A photographic investigation of flame movements in gaseous explosions. VII — The phenomenon of spin in detonation // *Philos. Trans. Roy. Soc. A.* — 1935. — V. 235, N 746. — P. 29–68. — DOI: 10.1098/rsta.1935.0015.
22. **Щелкин К. И.** К теории детонационного спина // *Докл. АН СССР.* — 1945. — Т. 47, № 47. — С. 501–503.
23. **Зельдович Я. Б.** К теории детонационного спина // *Докл. АН СССР.* — 1946. — Т. 52. — С. 147–150.

24. **Fay J. A.** A mechanical theory of spinning detonation // J. Chem. Phys. — 1952. — V. 20, N 6. — P. 942–950. — DOI: 10.1063/1.1700655.
25. **Chu B. T.** Vibration of the gaseous column behind a strong detonation wave // Proc. of Gas Dynamics Symp. on Aerothermochemistry (Evanston, IL, USA, August 22–24, 1955) / D. K. Fleming (Ed.). — Evanston, USA: Northwestern Univ., 1956.
26. **Lee J. H. S.** The Detonation Phenomenon. — Cambridge Univ. Press, 2008. — DOI: 10.1017/CBO9780511754708.
27. **Tsuboi N., Katoh S., Hayashi A. K.** Three-dimensional numerical simulation of H₂/air detonation in a circular tube: structure of spinning mode // 20th Int. Colloq. on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Jul. 31 – Aug. 5, 2005, McGill Univ., Montreal, Canada. — N 71.
28. **Tsuboi N., Eto K., Hayashi A. K.** Detailed structure of spinning detonation in a circular tube // Combust. Flame. — 2007. — V. 149, N 1-2. — P. 144–161. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2006.12.004.
29. **Virot F.** Contribution à l'étude expérimentale et numérique du régime hélicoïdal de détonation dans les systèmes H₂, CH₄, C₂H₆–O₂ dilués ou non par N₂ ou Ar: Thèse de doctorat / Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique. — Poitiers, France, 2009.
30. **Виро Ф., Хасанов Б. А., Деборд Д., Прель А. Н.** Численное моделирование влияния диаметра трубы на режим распространения и структуры детонации в смесях с двухстадийным тепловыделением и двухуровневой ячеистой структурой // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 4. — С. 101–108. — EDN: KWDNAB.
31. **Jiang G. S., Shu C. W.** Efficient implementation of weighted ENO schemes // J. Comput. Phys. — 1996. — V. 126, N 1. — P. 202–228. — DOI: 10.1006/jcph.1996.0130.
32. **Borisov S. P., Kudryavtsev A. N.** Linear and nonlinear effects in detonation wave structure formation // J. Phys.: Conf. Ser. — 2016. — V. 722, N 1. — 012022. — DOI: 10.1088/1742-6596/722/1/012022.
33. **He L., Lee J. H. S.** The dynamic limit of one-dimensional detonations // Phys. Fluids. — 1995. — V. 7, N 5. — P. 1151–1158. — DOI: 10.1063/1.868556.
34. **Daimon Y., Matsuo A.** Detailed feature of one-dimensional detonations // Phys. Fluids. — 2003. — V. 15, N 1. — P. 112–122. — DOI: 10.1063/1.1526698.
35. **Kasimov A. R., Stewart D. S.** On the dynamics of self-sustained one-dimensional detonations: A numerical study in the shock-attached frame // Phys. Fluids. — 2004. — V. 16, N 10. — P. 3566–3578. — DOI: 10.1063/1.1776531.
36. **Short M., Stewart D. S.** Cellular detonation stability. Part 1. A normal-mode linear analysis // J. Fluid Mech. — 1998. — V. 368. — P. 229–262. — DOI: 10.1017/S0022112098001682.
37. **Борисов С. П., Кудрявцев А. Н., Шершнев А. А.** Сравнение детальных химических моделей горения водорода при численном моделировании детонации // Физика горения и взрыва. — 2021. — Т. 57, № 3. — С. 18–33. — DOI: 10.15372/FGV20210302. — EDN: OCILVE.

Поступила в редакцию 19.02.2024.

Принята к публикации 15.05.2024.