

УДК 662.612.31

**Моделирование режимов  
наклонных детонационных волн,  
возникающих при инициировании детонации  
снарядом малого диаметра\***

И.А. Бедарев<sup>1</sup>, В.М. Темербеков<sup>1,2</sup>, **А.В. Федоров**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт теоретической и прикладной механики  
им. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный технический университет*

E-mail: bedarev@itam.nsc.ru

Выполнены численные исследования инициирования детонации в реагирующей водород-кислородной смеси сферическим снарядом малого диаметра, летящим со скоростью, превышающей скорость Чепмена–Жуге. Математическая модель основана на приведенной кинетической схеме для описания химических реакций. При верификации расчетного алгоритма проведено сравнение режимов течения и размера детонационной ячейки для численных и экспериментальных данных. Получено согласование расчетных и экспериментальных картин течения, количественное соответствие режимов существования наклонных детонационных волн.

**Ключевые слова:** детонация, сверхзвуковой поток, численное моделирование, частица, детонационная ячейка.

**Введение**

Изучение инициирования и стабилизации детонации снарядом, метаемым со сверхзвуковой скоростью, важно как с научной, так и с технологической точек зрения. Исследования подобного рода задач, проводимые экспериментально и теоретически, охватывают обширную область науки от вопросов создания прямоточного двигателя, сгорание топлива в котором происходит в ударных волнах, до оценки энергии инициирования детонации [1]. Так, в работе [2] было представлено экспериментальное исследование инициирования детонации при прохождении высокоскоростного тела через горючую смесь. Эксперименты проводились для смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  и тела в виде цилиндра с закругленным или затупленным торцом, метаемым со скоростью около 800–1400 м/с. Наблюдался новый механизм преобразования ударных волн в детонационные волны на околокритических режимах. Была предложена аналитическая корреляция между аэродинамическими характеристиками высокоскоростного тела и физико-химическими параметрами горючей смеси в качестве критерия инициирования газовой детонации.

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области (проект № 17-41-540918).

В работе [3] были представлены экспериментальные исследования инициирования и стабилизации наклонной детонации снарядом диаметром 25 мм, метаемым со скоростью 2700 м/с в стехиометрической смеси  $H_2-O_2-N_2$  при давлении 0,1÷2,5 бар. Иницирование детонации, которое происходит аналогично переходу дефлаграции в детонацию в проходящих волнах, наблюдалось после прохождения снарядом 300 мм в смеси  $H_2-O_2$ , разбавленной на 25 %  $N_2$ . Было выявлено также прямое инициирование в смесях водорода с воздухом. Стабилизированная пересжатая наклонная детонационная волна наблюдалась в стехиометрической смеси водорода с воздухом при начальном давлении 2,5 бар. Было найдено пороговое давление, необходимое для установления детонации. Также было отмечено, что пороговый эффект связан с критическим числом Дамкелера.

В работе [4] экспериментально исследовались режимы распространения самоподдерживающихся наклонных детонационных волн, возникающих около сферических тел, летящих со скоростью, превышающей скорость Чепмена–Жуге, по смеси ацетилена с кислородом в среде криптона. Результаты экспериментов, проведенных в широком диапазоне скоростей, показали, что снаряд, летящий с более низкой скоростью, может эффективнее стабилизировать самоподдерживающуюся наклонную детонационную волну, чем более высокоскоростной снаряд. Были получены точные значения критерия кривизны фронта волны, обеспечивающие стабилизацию детонации.

В работе [5] экспериментально изучались инициирование и стабилизация трехмерных наклонных детонационных волн сферами диаметром 4,76 мм со скоростями в 1,06÷1,31 раза больше скорости Чепмена–Жуге в стехиометрических смесях кислорода с ацетиленом, этиленом или водородом, разбавленных аргоном. Проводилась визуализация течения с использованием высокоскоростной камеры. Исследовалось развитие наклонной детонационной волны во времени. При установлении волны наблюдалось прямое инициирование детонации и переход дефлаграции в детонацию с волной детонации кольцевой формы. Было проведено моделирование пространственной эволюции стабилизированной наклонной детонации после повторного инициирования на основе алгебраических соотношений между углом ее наклона и скоростью Чепмена–Жуге. Предложенная модель качественно воспроизвела измеренную скорость развития детонации. Было выявлено, что радиус кривизны, необходимый для стабилизации наклонной детонационной волны, отнесенный к размеру детонационной ячейки, составляет 8÷10 для смесей, разбавленных на 50 %, и 15÷18 для смесей, разбавленных на 75 %.

В работе [6] экспериментально исследовалась стабилизация наклонной детонационной волны путем запуска сферического снаряда диаметром 3,18 мм со скоростью, в 1,2–1,4 раза превышающей скорость Чапмана–Жуге, в покоящуюся стехиометрическую водород-кислородную смесь, разбавленную на 50 % аргоном. Стабильность детонации обсуждалась здесь с точки зрения влияния кривизны, возникающей из-за трехмерной природы стабилизированной волны около снаряда. Было обнаружено, что безразмерный диаметр снаряда является определяющим параметром для оценки стабилизации.

В работе [7] с помощью численного моделирования исследовались детонационные структуры, индуцированные наклонными ударными волнами на клине в водородно-кислородной смеси, разбавленной азотом. Моделирование позволило выявить детонационную структуру, состоящую из следующих элементов: косога скачка без реакций, зоны индукции, вееров волн дефлаграции и замыкающего скачка, в котором энергия выделяется непосредственно за ударным фронтом. Было обнаружено, что в широком диапазоне параметров потока и химического состава смеси эта структура остается устойчивой к возмущениям. Однако в случае появления локальных дозвуковых зон при увеличении угла клина вся структура может стать неустойчивой, отсоединиться от поверхности и непрерывно перемещаться вверх по потоку.

В исследовании [8], как и в предыдущей работе, численно изучалась структура детонации, генерируемой потоком горючей смеси над клином. Для моделирования использовался

нерасщепляющий алгоритм, относящийся к семейству схем с выделением ударной волны и MUSCL-аппроксимацией. Этот алгоритм одновременно интегрирует конвективные и источниковые члены химических реакций. Кинетика представляется одноэтапной реакцией аррениусовского типа. В работе рассматривались две различные конфигурации: длинный клин, угол расширения которого не может влиять на структуру реакционной зоны, и короткий клин. Было выявлено, что для небольших углов клина головные ударные волны гладко изгибаются в расчетной области, возле клина устанавливается устойчивая детонационная волна и стационарное течение. Для клина с большим углом кромки происходит инициирование детонации в головной ударной волне, которая является неустойчивой.

В работе [9] были представлены расчеты двумерной наклонной детонационной волны на клине. Для моделирования использовались уравнения Эйлера с детальной кинетикой химических реакций. Был изучен ударно-волновой переход к детонации в стехиометрической водородо-воздушной смеси при условиях, которые соответствуют реалистичным параметрам потока в двигателе с наклонной детонационной волной. Численные результаты показали, что инициирование наклонной детонации достигается за счет плавного перехода от наклонной ударной волны. Также рассматривался механизм формирования этого плавного перехода, проводился количественный анализ путем определения характерной длины процесса инициирования и обсуждалась зависимость длины инициирования от различных параметров, включая угол клина, скорость полета и число Маха набегающего потока.

В работе [10] были выполнены численные исследования образования наклонной детонационной волны, поддерживаемой клином конечной длины. Результаты показали, что возможна стабилизация такой волны на клине, размеры которого меньше длины зоны индукции смеси за ударной волной. При численном решении наблюдались полностью и частично присоединенные наклонные детонационные волны. Была выявлена слабая устойчивость частично присоединенной наклонной детонационной волны, а также обнаружено, что конфигурация частично присоединенной наклонной детонационной волны может быть изменена локальными источниками воспламенения, находящимися ниже по течению.

В работе [11] проводилось исследование течений с детонацией в рамках уравнений Навье–Стокса с использованием детальной кинетической схемы для описания химических реакций. Вычислительный метод высокого порядка применялся для исследования механизмов инициирования и стабилизации наклонной детонационной волны сферическим снарядом, который запускался в детонирующую водородно-кислородную смесь со скоростью, превышающей скорость Чепмана–Жуге для данной смеси. Было изучено влияние начального давления на механизм стабилизации и проведено качественное сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными. Однако количественного согласования с экспериментальными данными не было получено. Авторами это объяснялось несовершенством использованного кинетического механизма.

В настоящей работе для задачи инициирования детонации снарядом малого диаметра проводится верификация математической модели по экспериментальным данным [6] с целью подбора констант кинетической схемы для ее дальнейшего использования в задачах численного моделирования горения и детонации. При исследовании подобных задач необходимо обеспечить адекватность выбранной математической модели и кинетической схемы химических реакций. В работе основной упор сделан на моделировании режимов наклонных детонационных волн в зависимости от начальных параметров горючей смеси.

## 1. Постановка задачи, математическая модель и численный алгоритм

На рис. 1 представлена схема моделирования. Рассмотрим область, заполненную водород-кислородной смесью. В нее метается сферический объект диаметром 3,18 мм

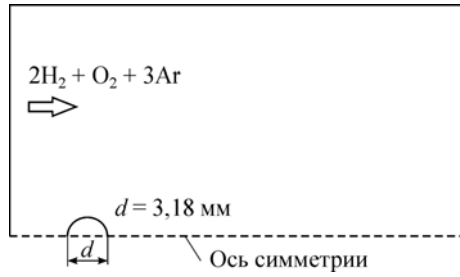


Рис. 1. Схема моделирования.

со скоростью, превышающей скорость Чепмена–Жуге для данной смеси. По мере движения вблизи объекта формируется ударная волна, которая может инициировать наклонную детонационную волну, которая на некотором расстоянии от тела превращается в наклонную ячеистую детонационную волну.

Задача исследования заключается в определении поля течения и классификации возможных его типов зависимости от начальных параметров потока. В расчете снаряд считался неподвижным, а на вход в рассматриваемую область подавалась предварительно перемешанная стехиометрическая водород-кислородная смесь, разбавленная аргоном ( $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$ ), со следующими параметрами: скорость  $V_p = 1,24D_{\text{CJ}}$ , статическая температура  $T_{\text{st}} = 295 \text{ K}$ , начальное давление  $P_{\text{st}} = 121\text{--}141 \text{ кПа}$ . Скорость Чепмена–Жуге  $D_{\text{CJ}}$  при этих условиях составляла  $\approx 1950 \text{ м/с}$ . Значение скорости было получено с помощью численного решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений для стационарной детонационной волны и слабо зависело от изменения начального давления смеси в заданных пределах. Задача решалась в осесимметричной постановке. В качестве математической модели использовались осредненные по Фавру уравнения Навье–Стокса для многокомпонентной газовой смеси, которые в цилиндрической системе координат имеют вид:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (r \rho_i u)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_i w)}{\partial z} = \rho \chi_i, \quad (1)$$

$$\sum_{i=1}^l \rho_i = \rho, \quad \xi_i = \rho_i / \rho, \quad \sum_{i=1}^l \chi_i = 0,$$

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial ((\rho u^2 + p) - (t_{xx} + \tau_{xx}))}{\partial x} + \frac{\partial (\rho uv - (t_{xr} + \tau_{xr}))}{\partial r} + \frac{1}{r} (\rho uv + t_{xr}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho uv - (t_{xr} + \tau_{xr}))}{\partial x} + \frac{\partial ((\rho v^2 + p) - (t_{rr} + \tau_{rr}))}{\partial r} + \frac{1}{r} (\rho v^2 + p + t_{rr} - \frac{2}{3} \mu^* \frac{v}{r}) = 0, \quad (3)$$

$$\mu^* = \mu + \mu_t. \quad (4)$$

Уравнение энергии имеет вид

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial ((\rho E + p)u - (f_x + \alpha_x))}{\partial x} + \frac{\partial ((\rho E + p)v - (f_r + \alpha_r))}{\partial r} + \frac{1}{r} \left[ (e + p)v + (ut_{xr} + vt_{rr} - \dot{q}_r) - \frac{2}{3} \mu^* \frac{v^2}{r} \right] = 0, \quad (5)$$

где  $e$  и  $E$  — внутренняя и полная энергии соответственно,  $t_{xx}$ ,  $t_{xr}$ ,  $t_{rr}$  — вязкие напряжения:

$$t_{xx} = \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial r} \right), \quad t_{xr} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad t_{rr} = \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad (6)$$

здесь  $\mu = (T/T_\infty)^\nu \mu_\infty$  — динамическая вязкость  $\nu = 0,76$ ,  $T$  — температура,  $T_\infty$ ,  $\mu_\infty$  — температура и динамическая вязкость в невозмущенном потоке;  $\tau_{xx}$ ,  $\tau_{xr}$ ,  $\tau_{rr}$  — рейнольдсовы

напряжения,  $\alpha_x, \alpha_r$  — вязкие потоки турбулентной кинетической энергии. Компоненты векторов вязких потоков в уравнении полной энергии имеют вид

$$f_x = q_x + (t_{xx} + \tau_{xx})u + (t_{xr} + \tau_{xr})v, \quad f_r = q_r + (t_{xr} + \tau_{xr})u + (t_{rr} + \tau_{rr})v, \quad (7)$$

где  $q_x$  и  $q_y$  — тепловые потоки:

$$q_x = \gamma \left( \frac{\mu}{Pr_l} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial e}{\partial x}, \quad q_r = \gamma \left( \frac{\mu}{Pr_l} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial e}{\partial r}, \quad (8)$$

здесь  $Pr_l$  — ламинарное число Прандтля, связывающее коэффициенты теплопроводности и вязкости,  $Pr_t$  — турбулентное число Прандтля. Источники тепла, генерируемые объемными или поверхностными реакциями, включены в энтальпию через энтальпию образования веществ.

Источники тепла, генерируемые объемными или поверхностными реакциями, включены в энтальпию через энтальпию образования веществ:

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2}, \quad (9)$$

энтальпия здесь определяется для идеального газа и имеет вид

$$h = \sum_i \xi_i h_i, \quad (10)$$

где  $\xi_i$  — массовая концентрация  $i$ -го компонента смеси газов,  $h_i$  — энтальпия образования  $i$ -го компонента.

Представленная система уравнений дополняется SST-модификацией  $k$ - $\omega$  модели турбулентности, приведенной в работе [12]. Автор этой работы рассмотрел вариант объединения  $k$ - $\varepsilon$  и  $k$ - $\omega$  моделей при помощи весовой функции. Предложенная им BSL-модель (Baseline Model — базовая модель) объединяет достоинства обеих моделей при помощи переключения от  $k$ - $\varepsilon$  модели к  $k$ - $\omega$  модели в целях получения качественных результатов как в ядре потока, так и вблизи стенок. Модель  $k$ - $\omega$  SST (Shear Stress Transport — модель переноса сдвиговых напряжений) является модификацией BSL-модели. В работе [12] была также предложена еще одна модель, в которой конкретизировалась формула весовой функции и был устанавливался ограничитель для коэффициента турбулентной вязкости:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[ \frac{1}{a^*}, \frac{SF_2}{a_1 \omega} \right]}, \quad (11)$$

где  $S$  — величина скорости деформации,  $a^*$  — коэффициент, который определяется как:

$$a^* = a_\infty^* \left( \frac{a_0^* + Re_t / R_k}{1 + Re_t / R_k} \right), \quad (12)$$

где число Рейнольдса

$$Re_t = \rho k / (\mu \omega), \quad (13)$$

$$a_0^* = \beta_i / 3. \quad (14)$$

$$\beta_i = F_2 \beta_{i,1} + (1 - F_2) \beta_{i,2}. \quad (15)$$

В области высоких чисел Рейнольдса

$$a^* = a_\infty^* = 1. \quad (16)$$

Параметр  $F_2$  определяется следующим образом:

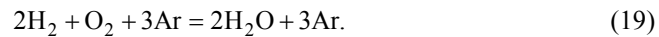
$$F_2 = \text{th}(\Phi_2^2), \quad (17)$$

$$\Phi_2 = \max \left[ \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right], \quad (18)$$

где  $y$  — расстояние от стенки. Константы модели имеют следующие значения:  $R_k = 6$ ,  $a_1 = 0,31$ ,  $\beta_{i,1} = 0,075$ ,  $\beta_{i,2} = 0,0828$ . Все дополнительные константы модели имеют те же значения, что и в стандартной  $k-\omega$  модели.

Таким образом, использование модели SST дает хорошие результаты при моделировании течения, в частности, как при отрыве потока, так и при больших градиентах давления.

При моделировании течений с химическими реакциями возникает необходимость выбора кинетической схемы для адекватного описания процесса горения. Различают приведенную и детальную кинетику горения. Приведенная кинетика не позволяет достаточно точно воспроизвести такие параметры, как время задержки воспламенения и горения смеси, особенно на предельных режимах. Однако использование упрощенных кинетических механизмов для нестационарных расчетов существенно снижает затраты машинного времени, обеспечивая качественное и количественное подобие результатам, полученным экспериментально. Для моделирования химической кинетики в настоящей работе была использована приведенная ариениусовская кинетическая схема, включающая одну брутто-реакцию горения водорода в кислороде:



В рамках этой кинетической схемы решается уравнение для массовых концентраций

$$d\xi_i/dt = \chi_i, \quad i = 1, 2, 3, \quad (20)$$

где  $\chi_i$  — скорость реакции, зависящая от температуры и концентрации смеси:

$$\chi_i = -\nu_i \mu_i \chi, \quad (21)$$

$$\chi = \rho^2 k_f \frac{\xi_1^m \xi_2^n}{\mu_1 \mu_2}, \quad (22)$$

$$k_f = kT^w e^{(-E/RT)}. \quad (23)$$

В работе [13] рассматриваемая кинетическая схема была верифицирована по экспериментальным данным о времени задержки воспламенения и скорости распространения детонационной волны при различных условиях. Исходя из этого, константы модели имеют следующие значения:  $k = 10^4$ ,  $m = n = 0,7$ ,  $w = 0,8$ ,  $E = 6 \cdot 10^4$  Дж/моль,  $Q = 170$  кДж/моль. В качестве решателя использован программный комплекс ANSYS Fluent, хорошо зарекомендовавший себя в предыдущих работах авторов по взаимодействию ударных и детонационных волн с микрочастицами. Для аппроксимации по пространству невязких потоков задействован метод расщепления AUSM с противопотоковой схемой второго порядка точности. В нестационарной постановке для аппроксимации по времени использовалась неявная схема второго порядка. В этом случае проводилась динамическая адаптация расчетной сетки по градиенту плотности. Исходная сетка в областях больших градиентов сгущалась в 16 раз. Отметим, что шаг базовой расчетной сетки не превышал 0,5 мм.

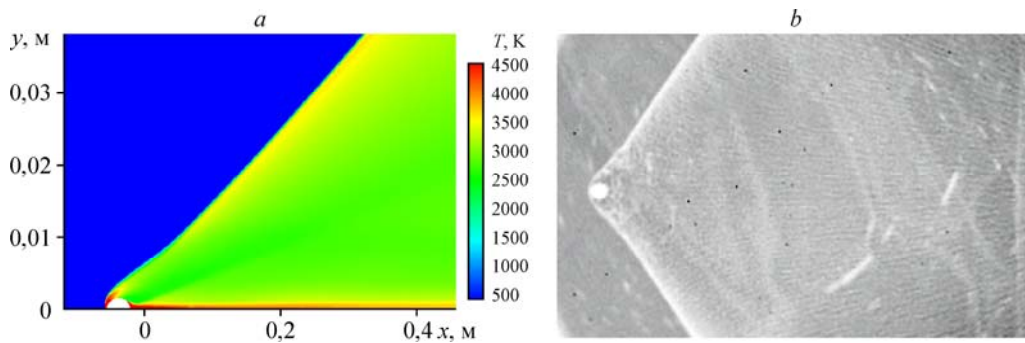


Рис. 2. Наклонная детонационная волна при  $P_{st} = 141$  кПа.

Стационарный расчет: поле статической температуры (a),  
теньевая фотография из работы [6] (b).

## 2. Результаты расчетов

**Стационарный расчет.** На начальном этапе исследования расчеты инициирования детонации проведены в стационарной постановке. На рис. 2 представлены расчетные поля статической температуры и теньевая фотография из работы [6] для статического давления набегающего потока  $P_{st} = 141$  кПа. Как видно из сравнения, расчетная и экспериментальная картины течений для режима с наклонной детонационной волной совпадают, однако стационарный расчет не позволяет разрешить тонкую структуру детонационной волны, и фронт волны получается плоским.

**Нестационарный расчет.** Далее моделирование выполнялось в нестационарной постановке. На рис. 3 для примера представлен фрагмент адаптированной расчетной сетки. Видно, как расчетная сетка подстраивается к головной ударной волне и воспроизводит неоднородную структуру наклонной детонационной волны. На рис. 4a показано поле плотности, воспроизводящее наклонную детонационную волну при  $P_{st} = 141$  кПа в момент времени 75 мкс. Нестационарная постановка задачи позволяет выявить неоднородную ячеистую структуру детонации, которая получена при расчете в осесимметричной постановке и хорошо видна на увеличенном фрагменте наклонной детонационной волны, представленном на рис. 4b. Известно, что ячеистая детонация имеет трехмерную структуру. Формально приведенные далее результаты не отражают этого факта, т.к. получены в двумерной постановке. Однако двумерные расчеты широко используются для моделирования ячеистой детонации и позволяют получать правильные качественные и количественные предсказания. Осесимметричный подход, использованный в настоящей работе, дал возможность описать структуру двумерных неустойчивостей детонационной волны при хорошем согласовании по размерам детонационных ячеек, известным из экспериментов для водород-кислородных смесей, разбавленных аргоном при данных давлениях.

Исследуем влияние изменения статического давления на картину течения. На рис. 5 представлены поля плотности при  $P_{st} = 136$  кПа и теньевая

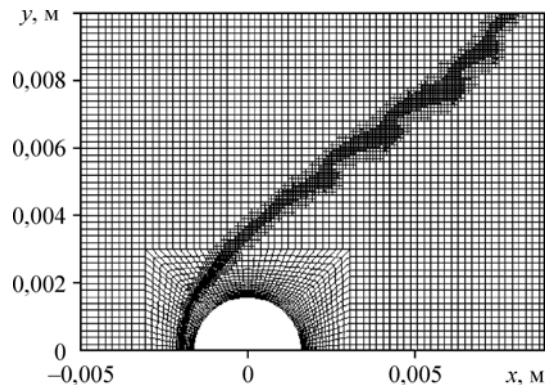


Рис. 3. Фрагмент расчетной сетки.

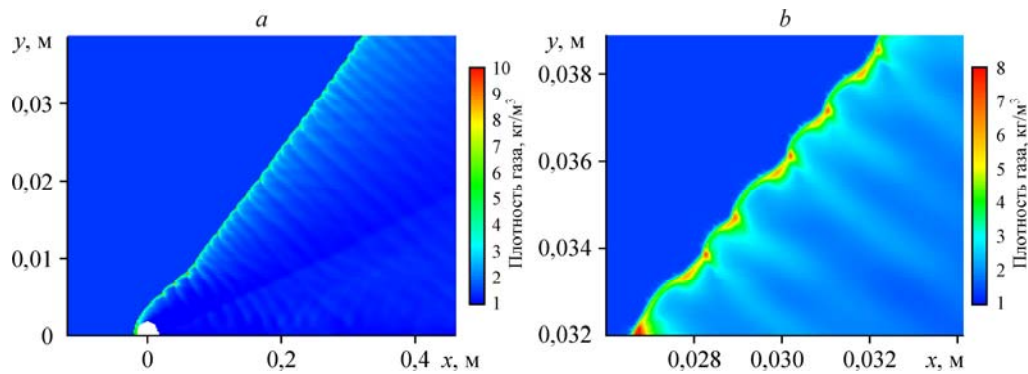


Рис. 4. Расчетные поля плотности (а) и неоднородная структура наклонной детонационной волны (b) при  $P_{st} = 141$  кПа. Моменты времени: 75 (а), 83 (b) мкс.

фотография из эксперимента, проведенного в работе [6]. В рассматриваемых условиях в расчете удалось получить структуру детонационной волны, которая в экспериментальной работе [6] из-за ее характерной формы названа «соломенная шляпа». При снижении статического давления набегающего потока увеличивается время задержки воспламенения смеси и вследствие этого начинается отставание детонационной волны от тела и ее разделение на головную волну в непосредственной близости от тела и наклонную волну вдали от него.

Для следующего режима течения при  $P_{st} = 131$  кПа в стационарном расчете невозможно получить соответствующую структуру. В работе [6] этот режим получил название «соломенная шляпа с ослабленной детонационной волной». По мнению авторов настоящей работы, такой режим можно определить как «режим с отходящей детонационной волной». На рис. 6 представлены поля плотности для различных моментов времени, а на рис. 7 — фотография из эксперимента [6]. Наклонная детонационная волна в данном случае неустойчива и с течением времени перемещается вниз по потоку. Таким образом, описанный режим является переходным между режимом «соломенная шляпа» при  $P_{st} = 136$  кПа и режимом ударно-инициированного горения при  $P_{st} = 121$  кПа. Динамически адаптированная сетка и нестационарная постановка задачи позволили, как и в предыдущих случаях, не только повторить режим, наблюдаемый в эксперименте, но и проследить движение во времени детонационной волны.

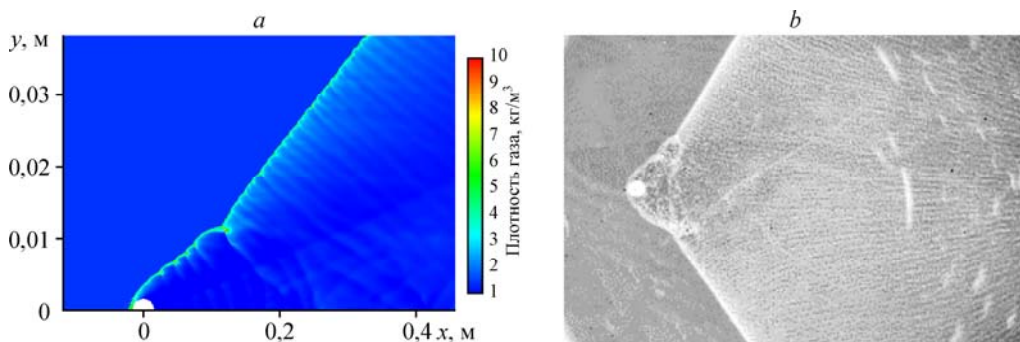


Рис. 5. Режим «соломенная шляпа» с наклонной детонационной волной при  $P_{st} = 136$  кПа в момент времени 75 мкс. а — поля плотности, b — теневая фотография из работы [6].



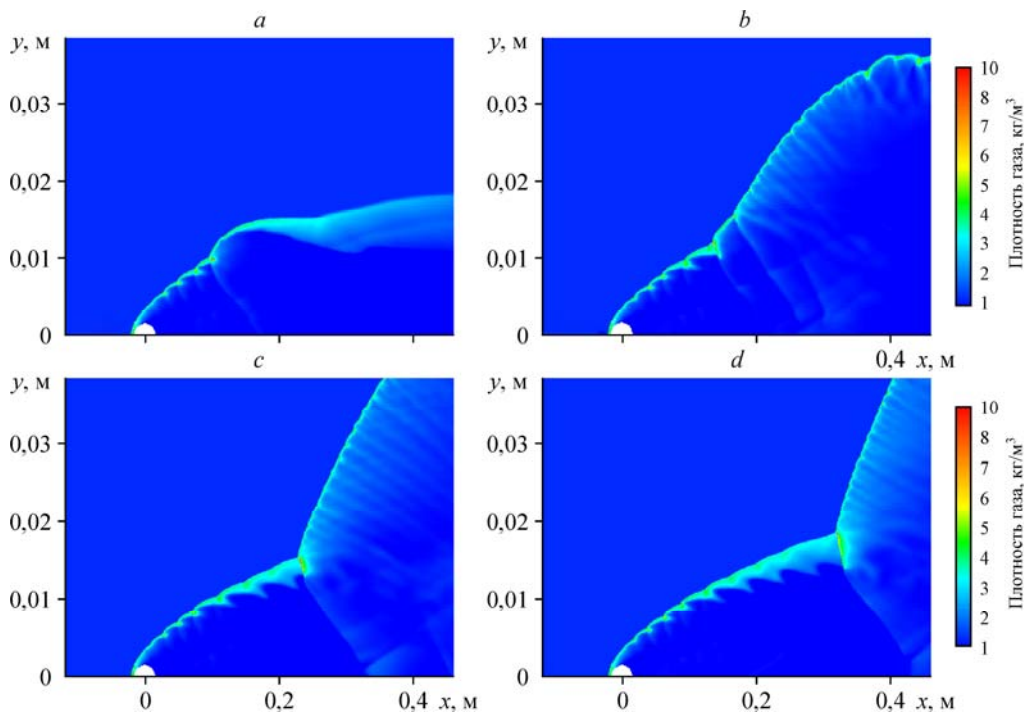
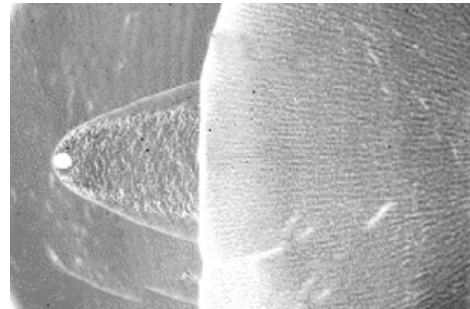


Рис. 6. Поля плотности при  $P_{st} = 131$  кПа в различные моменты времени:  
25 (a), 45 (b), 65 (c), 85 (d) мкс.

Рис. 7. Режим «соломенная шляпа с ослабленной детонационной волной» при  $P_{st} = 131$  кПа (теньевая фотография из работы [6]).



На рис. 8 представлены результаты нестационарного расчета и эксперимента для режима ударно-иницированного горения при  $P_{st} = 121$  кПа. Здесь некоторая нестационарность потока наблюдается только вблизи снаряда и не оказывает влияния на структуру течения в целом. Для рассматриваемых параметров набегающего потока характерно укрупнение размера детонационной ячейки до некоторого критического.

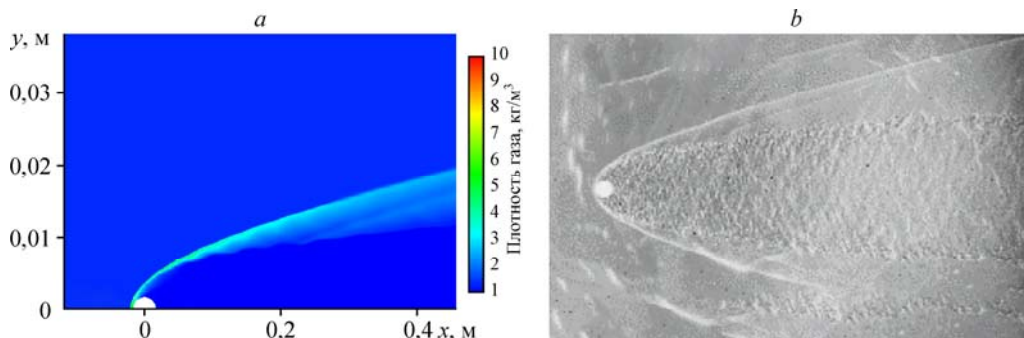


Рис. 8. Ударно инициированное горение при  $P_{st} = 121$  кПа.  
a — поле плотности в момент времени 75 мкс, b — теньевая фотография из работы [6].

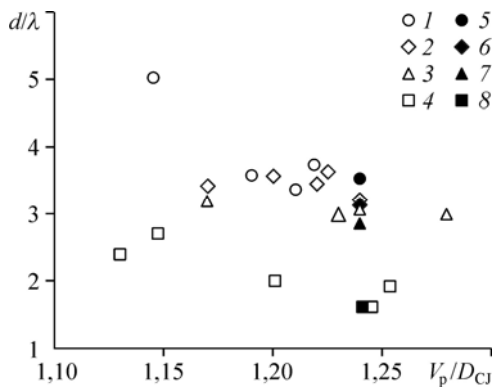


Рис. 9. Карта режимов.

1–4 — экспериментальные данные, 5–8 — расчет;  
 1, 5 — наклонная детонационная волна (НДВ)  
 при  $P_{ст} = 141$  кПа, 2, 6 — тип «соломенная шляпа»  
 со стабилизированной НДВ при  $P_{ст} = 136$  кПа,  
 3, 7 — тип «соломенная шляпа» с отходящей НДВ  
 при  $P_{ст} = 131$  кПа, 4, 8 — ударно-иницированное  
 горение при  $P_{ст} = 121$  кПа.

При этом формирования наклонной детонационной волны не происходит. В этом случае для получения соответствия с экспериментальной картиной течения достаточно стационарного расчета. Так как детонационная волна не формируется, горение инициируется за ударной волной, и режим получается установившимся во времени.

На рис. 9 показана карта режимов наклонных детонационных волн, полученная в экспериментальной работе [6] и в настоящем исследовании. Карта режимов представлена в координатах «относительная скорость-отношение диаметра снаряда к размеру детонационной ячейки». Из рисунка видно, что в расчете удалось воспроизвести все режимы горения, характерные для данной задачи, и получить количественное согласование с экспериментальными данными.

На рис. 9 показана карта режимов наклонных детонационных волн, полученная в экспериментальной работе [6] и в настоящем исследовании. Карта режимов представлена в координатах «относительная скорость-отношение диаметра снаряда к размеру детонационной ячейки». Из рисунка видно, что в расчете удалось воспроизвести все режимы горения, характерные для данной задачи, и получить количественное согласование с экспериментальными данными.

### Заключение

Разработана математическая модель для расчета инициирования детонации в реагирующей смеси сферическим снарядом малого диаметра, летящим со сверхзвуковой скоростью, и создана математическая технология для ее реализации на основе пакета ANSYS Fluent. Проведено сравнение картин течения для результатов стационарных и нестационарных расчетов с экспериментальными данными. Сравнительный анализ показал, что для данного рода задач имеет смысл проводить нестационарный расчет и динамическую адаптацию расчетной сетки. Такие меры, несмотря на усложнение расчетов и увеличение времени на обработку результатов, позволяют более точно воспроизводить картину течения и значительно улучшают согласование между результатами численного моделирования и эксперимента. С помощью вычислений удалось получить все режимы при изменении статического давления набегающей горючей смеси, выявить неоднородную структуру наклонной детонационной волны и классифицировать возможные типы детонационных течений, наблюдаемых в эксперименте.

### Список литературы

1. Васильев А.А. Основные результаты исследований детонационного горения газовых смесей, возбуждаемого быстролетящим телом // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 5. С. 85–102.
2. Vasiljev A.A. Initiation of gaseous detonation by a high speed body // Shock Waves. 1994. Vol. 3, No. 4. P. 321–326.
3. Kaneshige M.J., Shepherd J.E. Oblique detonation stabilized on a hypervelocity projectile // Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion. 1996. P. 3015–3022.
4. Kasahara J., Arai T., Chiba S., Takazawa K., Tanahashi Y., Matsuo A. Criticality for stabilized oblique detonation waves around spherical bodies in acetylene/oxygen/krypton mixtures // Proc. of the Combustion Institute. 2002. Vol. 29, Iss. 2. P. 2817–2824.
5. Maeda S., Sumiya S., Kasahara J., Matsuo A. Initiation and sustaining mechanisms of stabilized oblique detonation waves around projectiles // Proc. of the Combustion Institute. 2013. Vol. 34, No. 2. P. 1973–1980.
6. Maeda S., Sumiya S., Kasahara J., Matsuo A. Scale effect of spherical projectiles for stabilization of oblique detonation waves // Shock Waves. 2015. Vol. 25, No. 2. P. 141–150.
7. Li C., Kailasanath K., Oran E.S. Detonation structures behind oblique shocks // Physics of Fluids. 1994. Vol. 6, No. 4. P. 1600–1611.

8. **Papalexandris M.V.** A numerical study of wedge-induced detonations // *Combustion and Flame*. 2000. Vol. 120. P. 526–538.
9. **Wang T., Zhang Y., Teng H., Jiang Z., Ng H.D.** Numerical study of oblique detonation wave initiation in a stoichiometric hydrogen-air mixture // *Physics of Fluids*. 2015. Vol. 27, No. 9. P. 096101-1–096101-11.
10. **Liu Y., Han X., Yao S., Wang J.** A numerical investigation of the prompt oblique detonation wave sustained by a finite-length wedge // *Shock Waves*. 2016. Vol. 26, No. 6. P. 729–739.
11. **Muralidharan B., Menon S.** Numerical studies of detonation initiation by supersonic projectiles using a high-order adaptive cut-cell method // *Propulsion and Energy Forum*, July 25–27, 2016, Salt Lake City, UT 52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference.
12. **Menter F.R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J.* 1994. Vol. 32, Iss. 8. P. 1598–1605.
13. **Бедарев И.А., Федоров А.В., Рылова К.В.** Применение детальных и приведенных кинетических схем для описания детонации водородо-воздушных смесей с разбавителем // *Физика горения и взрыва*. 2015. Т. 51, № 5. С. 22–33.

*Статья поступила в редакцию 13 марта 2018 г.,  
после переработки — 28 июня 2018 г.*

