

УДК 662.612.31

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ НАКЛОННОЙ ДЕТОНАЦИИ БЫСТРОЛЕТЯЩИМ ТЕЛОМ В ВОДОРОДОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

И. А. Бедарев, А. А. Сыроватень, В. М. Темербеков

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск,
bedarev@itam.nsc.ru

Создана математическая методика расчета задачи об инициировании детонации в водородовоздушной смеси сферой малого диаметра, летящей со скоростью, превышающей скорость детонации Чепмена — Жуге. Выполнена верификация математической модели по экспериментальным данным о размерах детонационной ячейки в водородокислородной и водородовоздушной смесях. В зависимости от давления смеси, которое варьировалось в пределах 100 \div 250 кПа, получены три режима наклонных детонационных волн: 1) при давлении 250 кПа стабилизированная наклонная детонационная волна; 2) при давлении 200 кПа стабилизированная наклонная детонационная волна типа «соломенная шляпа»; 3) при давлении 125 кПа ранее не наблюдавшийся в экспериментах периодический режим с отходящей наклонной детонационной волной. При давлении 100 кПа реализуется режим ударно-инициированного горения. На основе аналитической зависимости проведена оценка энергии инициирования детонации быстролетящим телом, которая показала соответствие аналитических и расчетных данных.

Ключевые слова: наклонная детонация, численное моделирование, детонационная ячейка, водород — воздух, энергия инициирования.

DOI 10.15372/FGV2022.9237
EDN JAUALK

ВВЕДЕНИЕ

Наклонная детонация — это процесс сгорания, инициируемый наклонной ударной волной, который может возникнуть в течениях реагирующих газов в различных технических устройствах при больших скоростях, что и определяет практическую значимость таких исследований. Изучение инициирования и стабилизации детонации телом, метаемым с большой скоростью, позволяет довольно точно оценить энергию инициирования детонации, что важно для изучения вопросов взрывобезопасности. Кроме того, подобного рода задачи имеют фундаментальную исследовательскую ценность. Остаются не до конца изученными многие вопросы, такие как условия, необходимые для стационарных решений, зависимость уставновившейся скорости распространения от начальных условий и т. д. [1]. Такие исследования берут свое начало с середины прошлого века [2], развивались в дальнейшем как теоретич-

ски [3–5], так и экспериментально [6–9] и продолжаются вплоть до настоящего времени.

Так, в [10] численно и экспериментально исследованы устойчивые наклонные детонационные волны (ДВ), поддерживаемые клином, в водородовоздушных смесях. Результаты численных расчетов перехода от наклонной ударной волны к наклонной детонации показали хорошее совпадение общей структуры потока с картинами, наблюдаемыми в экспериментах. Сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных показал, что положение тройных точек слабо коррелирует с временем химической индукции в экспериментах, в отличие от расчетов.

Для быстролетящих тел [11] экспериментально установлено, что устойчивость детонации определяется начальным давлением. Инициирование детонации, аналогичное переходу от горения к детонации в распространяющихся волнах, наблюдалось после 300 мм пути в водородокислородных смесях, разбавленных на 25 % азотом. Более быстрый процесс инициирования наблюдался в водородовоздушных смесях. В стехиометрической водородовоздушной смеси при начальном давлении 2.5 бар наблю-

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-29-00861, <https://rscf.ru/project/22-29-00861/>).

© Бедарев И. А., Сыроватень А. А.,
Темербеков В. М., 2024.

далась стабилизированная, но ускоренная наклонная детонация.

Численные исследования устойчивости наклонной детонации [12] показывают, что двумерность делает поток немного более восприимчивым к нестабильности по сравнению с одномерным случаем.

В работах [13, 14] экспериментально исследовано формирование наклонных ДВ сферой, летящей с большой скоростью в стехиометрических водородокислородных смесях, разбавленных аргоном. Установлено, что при давлении ниже критического ДВ отходит от сферы и вокруг снаряда остается только головная ударная волна. При давлении выше критического вокруг снаряда генерировалась устойчивая наклонная ДВ. Обнаружено, что кривизна волн разрежения оказывает существенное влияние на структуру волны детонации. Показано, что стационарная ДВ стабилизируется вокруг снаряда, когда эффективный радиус кривизны головной ДВ превышает размер детонационной ячейки более чем в 8.6 раза.

В [15] представлены результаты численного исследования наклонной детонации в водородовоздушных смесях при низком давлении и высокой температуре. Показано, что инициирование достигается за счет плавного перехода от наклонной ударной волны к детонации. Механизм такого перехода согласуется с теоретической моделью. Получены зависимости длительности перехода от угла клина и числа Маха на-бегающего потока.

Несмотря на множество работ, посвященных изучению наклонных ДВ, подобного рода исследования продолжаются и сегодня. В современных работах экспериментально исследуются теоретические свойства наклонной детонации, например, в неоднородной смеси $H_2/O_2/3Ar$ [16]. Результаты показывают, что наклонная детонация успешно формируется при всех рассматриваемых условиях. Более сильные градиенты концентрации приводили к формированию критических структур, таких как локальное ослабление и структура «соломенной шляпы». Установлено, что часть фронта детонации в области, где решение Чепмена — Жуге не существует, распространялась относительно сферы, тогда как остальная часть оставалась устойчивой. Показано, что безразмерный диаметр, который является критическим параметром инициирования детонации в однородной смеси, в рассматриваемых

случаях может быть критерием только вблизи снаряда. Локальные структуры наклонной детонации определялись кривизной волны, что объясняло дефицит скорости и возникновение критических структур.

В работе [17] численно исследовано формирование наклонной детонации на клине в водородовоздушных смесях при различных числах Маха потока и различных начальных условиях. Установлено, что уменьшение числа Маха и начального давления приводит к формированию нестационарной детонации в стехиометрической водородовоздушной смеси. Показано, что наклонная ДВ может быть повторно стабилизирована за счет уменьшения коэффициента избытка топлива. Выявлено, что нестационарные наклонные ДВ возникают только в том случае, когда скорость в зоне индукции превышает скорость соответствующей детонации Чепмена — Жуге. Уменьшение коэффициента избытка топлива также приводит к более продолжительной задержке инициирования. Предложен критерий применения наклонных ДВ, основанный на устойчивости и быстром инициировании.

В работе [18] экспериментально исследовано инициирование наклонной детонации в изогнутых трубах. Показано, что стационарные наклонные ДВ устойчиво распространяются по изогнутым трубам прямоугольного сечения. Детонация стабилизировалась в условиях высокого начального давления и большого радиуса кривизны внутренней стенки изогнутой трубы. Были рассчитаны геометрические формы стабилизованных наклонных ДВ, получено хорошее согласование результатов расчета с экспериментальными данными. Экспериментально установлено, что радиус кривизны внутренней стенки, в 14 ÷ 40 раз превышающий ширину детонационной ячейки, является критическим условием, при котором уставновившиеся наклонные ДВ устойчиво распространяются по изогнутым трубам.

В [19] численно исследована возможность стабилизации ДВ в стехиометрической водородовоздушной смеси в плоском канале с симметричным препятствием при обтекании его потоком со скоростью, превышающей скорость детонации Чепмена — Жуге в данной смеси. При моделировании использовалась детальная схема химической кинетики. Обнаружен известный недостаток детальных схем, связанный с существенным занижением размера детонаци-

онной ячейки. Исследование структуры отошедшей ДВ при числе Маха $M = 5.5$ показало наличие во фронте волны поперечных ячеистых структур, движущихся вдоль фронта волны. Выявлено, что отошедшая наклонная ДВ состоит из пересжатой ДВ в окрестности плоскости симметрии перед препятствием, в которой поперечные волны отсутствуют. При удалении от плоскости симметрии вдоль детонационного фронта распространяются поперечные волны только одного направления, движущиеся вверх по потоку, а при дальнейшем удалении вдоль фронта распространяются поперечные волны противоположного направления. При этом структура волны идентична плоской ячеистой детонации.

В [20] численно исследовано формирование свободных наклонных ДВ, индуцированных неинтрузивным энерговкладом, путем моделирования зоны высокой температуры и высокого давления. Выявлено, что при варьировании энергии источника зажигания реализуются четыре режима воспламенения: докритический режим, два критических режима и закритический режим, которые аналогичны одномерному прямому инициированию детонации. Энергия, необходимая для каждого режима, выше, чем в одномерном случае. Показано, что слишком малая энергия источника приводит к нарушению воспламенения, а слишком высокая энергия источника вызывает преждевременное воспламенение. Обнаружено, что при изменении числа Маха потока свободные наклонные ДВ могут автоматически перестраиваться до режима, близкого к режиму Чепмена — Жуге, что указывает на самоподдерживающийся характер волн свободной детонации.

В статье [21] представлены результаты численного исследования влияния пограничного слоя на поверхности клина на инициирование и устойчивость наклонных ДВ. Установлен критерий воспламенения и образования отходящей ДВ при известных параметрах потока и геометрии клина. Показано, что при температуре потока 600 К воспламенение происходит в пограничном слое без образования детонации. При повышении температуры до 700 \div 800 К образуется наклонная детонация. Установлено, что формирование наклонной ДВ зависит от степени усиления скачка уплотнения горящим пограничным слоем. Поток с температурой 700 К генерирует режим с отходящей наклонной ДВ, с повторным инициированием

детонации. В [22] также показано, что влияние пограничного слоя на структуру наклонных ДВ следует классифицировать по типу перехода к детонации. Для плавного перехода при больших числах Маха влиянием пограничного слоя можно пренебречь. Для случая резкого перехода к детонации при малых числах Маха выявлено значительное влияние пограничного слоя на структуру наклонной ДВ.

В настоящее время также распространены исследования, направленные на выявление влияния различных добавок в реагирующий поток на инициирование и стабилизацию наклонной детонации. Так, в [23] численно исследованы двумерные наклонные ДВ, стабилизированные клином, в горючих смесях $H_2/O_2/Ar$ с добавлением водяных капель. Результаты показывают, что при увеличении массового расхода воды фронт дефлаграции в индукционной зоне искается и приобретает зигзагообразную форму, но режим перехода от косого скачка уплотнения к наклонной ДВ не меняется. При этом области зажигания и перехода увеличиваются, а углы скачка уплотнения и детонации уменьшаются за счет испарения капель и разбавления горючей смеси парами воды в области индукции. Для бедных смесей выявлено слабое влияние концентрации воды на стабильность и устойчивость детонации. Степень снижения газохимической активности в индукционной зоне бедных смесей за счет испарения капель ниже, чем в стехиометрических смесях. Физические и химические эффекты водяного пара приводят к значительным различиям в инициировании и морфологии наклонной детонации.

В [24] численно исследованы эффекты добавления активаторов воспламенения для управления переходом от косой ударной волны к наклонной ДВ в предварительно перемешанной водородовоздушной смеси. Добавление H_2O_2 и O_3 оказалось эффективным для значительного уменьшения длины перехода к наклонной детонации. При достаточно больших числах Маха резкий переход превращается в плавный при небольшом добавлении H_2O_2 и O_3 . Добавление O_3 приводит к уменьшению длины инициирования наклонной ДВ за счет повышения реактивности даже после более слабого косого скачка. Добавление H_2O_2 более эффективно при высоких числах Маха.

Несмотря на обилие исследований различного плана, вопросы, связанные с инициированием и стабилизацией разных режимов на-

клонной детонации, до сих пор изучены не полностью. В связи со сложностью и опасностью проведения экспериментов, а также с трудностями, возникающими при получении и обработке экспериментальных данных, особое внимание стоит уделять численным исследованием подобного рода задач. В наших предыдущих работах [25, 26] уже удалось достичь согласования численных результатов моделирования различных режимов наклонных ДВ, инициируемых быстролетящим телом, с экспериментальными данными для водородокислородной смеси, разбавленной аргоном. Целью настоящего исследования является адаптация используемой математической модели для инициирования наклонной детонации в более нестабильной водородовоздушной смеси с использованием упрощенного одностадийного механизма горения водорода.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ

Моделирование проводилось в двумерной осесимметричной постановке с использованием уравнений Навье — Стокса для многокомпонентной смеси:

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v} Y_i) = -\nabla \cdot \vec{j}_i + R_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla(\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla(\bar{\tau}), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v}(\rho E + p)) = \\ \nabla \cdot \left(k \nabla T - \sum_{i=1}^n h_i \vec{j}_i + \bar{\tau} \vec{v} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь ρ — плотность; \vec{v} — вектор скорости; Y_i — массовая концентрация i -го компонента смеси; p — статическое давление; k — теплопроводность; h — энтальпия; \vec{j}_i — диффузионный поток i -го компонента газовой смеси; $\bar{\tau}$ — тензор напряжений, выражаемый как

$$\bar{\tau} = \mu \left[(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \vec{v} I \right],$$

где μ — динамическая вязкость, I — единичный тензор. Дифференциальный оператор ∇

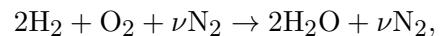
задается для двумерного случая осевой симметрии. Полная энергия определяется следующим образом:

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2}.$$

Энталпия смеси рассчитывается через сумму энталпий образования h_i отдельных компонентов:

$$h = \sum_{i=1}^n Y_i h_i, \quad h_i = \int_{T_0}^T c_{p,i} dT.$$

Описанная выше система уравнений дополнялась уравнением состояния многокомпонентного идеального газа и SST-модификацией $k-\omega$ -модели турбулентности. Химические превращения описывались с помощью разработанной и отлаженной авторами приведенной кинетической схемы горения водорода в воздухе. Для используемой кинетики горение смеси водорода и кислорода описывалось одной интегральной необратимой брутто-реакцией



где ν — стехиометрический коэффициент, зависящий от степени разбавления смеси азотом (для воздуха $\nu = 3.82$). Уравнения химической кинетики можно записать в следующем виде:

$$\frac{dY_i}{dt} = \chi_i, \quad i = 1, 2, 3, \quad (4)$$

где $\chi_i = -\nu_i \mu_i \chi$, $\chi = k_f \left(\frac{\rho Y_1}{\mu_1} \right)^m \left(\frac{\rho Y_2}{\mu_2} \right)^n$, $k_f = kT^w \exp \left(-\frac{E_a}{RT} \right)$; i — индекс компонентов: 1 — водород, 2 — кислород, 3 — вода; μ_i — молярная масса i -го компонента, г/моль; χ — скорость химической реакции, зависящая от плотности, концентрации и температуры смеси; k_f — коэффициент скорости химической реакции; $R = 8.314 \text{ Дж}/(\text{К} \cdot \text{моль})$ — газовая постоянная. Константами, которые нужно определить в этой модели, являются предэкспоненциальный множитель k , энергия активации E_a , показатели степени m , n , w , теплота химической реакции q . Описанная кинетическая схема была верифицирована по времени задержки воспламенения, скорости детонационной волны [26] и размеру детонационной ячейки. По результатам параметрического анализа констант модели выбраны следующие их значения:

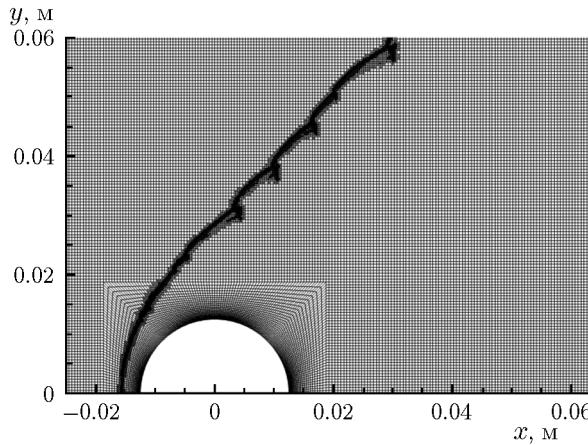


Рис. 1. Фрагмент расчетной сетки

$k = 3 \cdot 10^5 (\text{с} \cdot \text{г} \cdot \text{K}^w)^{-1} (\text{м}^3/\text{моль})^{m+n}$, $E_a = 60 \text{ кДж/моль}$, $m = 0.7$, $n = 0.7$, $w = 0.8$, $q = -170 \text{ кДж/моль}$.

Ввиду того, что рассматривалась предварительно перемешанная горючая смесь, взаимодействие турбулентности и химии не учитывалось. Задача решалась в пакете ANSYS Fluent. Для аппроксимации по времени использовалась неявная схема второго порядка, для пространственной аппроксимации — противопотоковая схема второго порядка, метод расщепления вектора потока — AUSM. С целью экономии вычислительных ресурсов в расчетах использовалась подвижная адаптивная сетка, которая сгущалась по градиенту плотности. На рис. 1 показан фрагмент динамически адаптированной расчетной сетки. Видно, что изначально сгущенная к поверхности расчетная сетка подстраивается к газодинамическим особенностям течения, связанным с формированием детонационной ячейки. Максимальный размер исходной расчетной сетки составляет 0.5 мм, в процессе расчета базовая сетка измельчается в восемь раз в каждом направлении с отслеживанием градиента плотности. Расчеты на сходимость по сетке показали ее достаточную разрешающую способность для данных размеров расчетной ячейки.

ВАЛИДАЦИЯ И ВЕРИФИКАЦИЯ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Для проверки адекватности выбранной математической модели ранее была решена задача о формировании режимов наклонной детонации [25]. В [25] показано, что предложенная математическая модель и численный алго-

Таблица 1

Размер детонационной ячейки в водородокислородной смеси

$p, \text{ кПа}$	$\lambda, \text{ мм}$ (эксперимент)	$p, \text{ кПа}$	$\lambda, \text{ мм}$ (расчет)
56.1	2.5	50	2.8
72.8	1.8	75	2
83.2	1.7	100	1.5
—	—	125	1.3

Таблица 2

Размер детонационной ячейки в водородовоздушной смеси

$p, \text{ кПа}$	$\lambda, \text{ мм}$ (эксперимент)	$p, \text{ кПа}$	$\lambda, \text{ мм}$ (расчет)
25.5	24.2	25	20
50.3	15.2	50	14.3
100.8	11.0	100	9.5
101.5	9.2	150	8
151.3	7.6	200	7.15
—	—	250	6.5

ритм позволяют выявить тонкие эффекты формирования наклонной ДВ и получить хорошее согласование с экспериментальными данными. Для дополнительной верификации расчетного алгоритма в работе [26] проведена оценка критической энергии инициирования детонации в водородокислородной смеси по аналитической методологии, описанной в [9].

Корректное моделирование задачи о формировании наклонной ДВ быстролетящим телом требует разрешать тонкую ячеистую структуру ДВ и правильно рассчитывать размер детонационной ячейки в зависимости от параметров смеси. Сравнение с экспериментальными данными по размеру детонационной ячейки позволило уточнить значения констант в модели химической кинетики. На рис. 2 приведен пример валидации кинетической схемы по размеру детонационной ячейки для стехиометрической водородокислородной смеси, разбавленной на 72 % аргоном, при значениях предэкспоненциального множителя $3 \cdot 10^5$ и $4 \cdot 10^5$. Из рисунка видно, что увеличение значения этого параметра на 33 % приводит к двукратному сокращению размера детонационной ячейки.

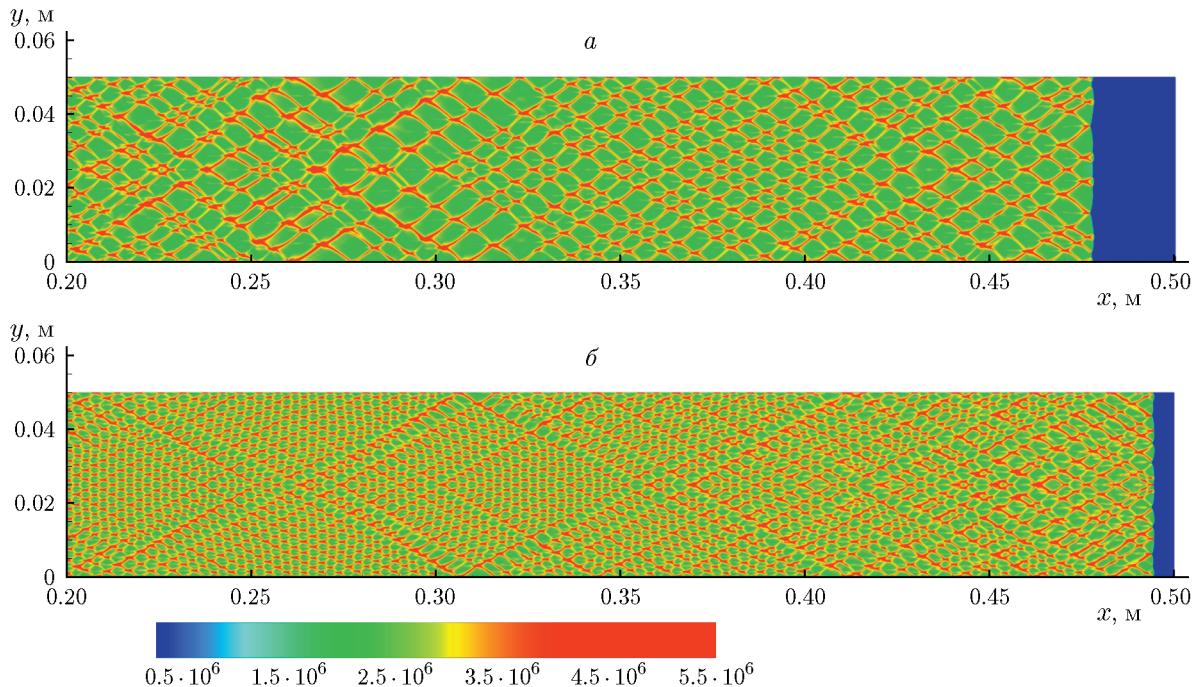


Рис. 2. Верификация приведенной модели химической кинетики по значениям предэкспоненциального множителя $k = 3 \cdot 10^5$ (а) и $4 \cdot 10^5$ ($\text{с} \cdot \text{г} \cdot \text{K}^w$) $^{-1}$ ($\text{м}^3/\text{моль}$) $^{m+n}$ (б). Картинки максимумов давления во времени

Сравнение расчета с экспериментальными данными [28, 29] представлено в табл. 1, 2 и на рис. 3. Здесь показано изменение размера детонационной ячейки в зависимости от начального давления в стехиометрической водородокислородной смеси, на 50 % разбавленной аргоном (см. табл. 1 и рис. 3, а), и в стехиометрической водородовоздушной смеси (см. табл. 2 и рис. 3, б). Приведенные данные позволяют сделать вывод о правильном отражении кинетической схемой и вычислительным алгоритмом размера детонационной ячейки в зависимости от начального давления смеси.

РЕЖИМЫ НАКЛОННЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ВОДОРОДОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

При исследовании данной задачи в условиях экспериментов в область, заполненную детонационноспособной смесью, метается сферический объект со скоростью, превышающей скорость Чепмена — Жуге для данной смеси. По мере движения вблизи объекта формируется ударная волна, она может инициировать наклонную ДВ, которая на некотором расстоянии от тела превращается в наклонную ячей-

стую ДВ. В расчетной модели снаряд считается неподвижным, а на вход в область подается предварительно перемешанная стехиометрическая водородовоздушная смесь со следующими параметрами: скорость $v_p = 1.24D_{\text{CJ}}$, статическая температура $T_{st} = 295$ К, статическое давление $p_{st} = 100 \div 250$ кПа. Скорость Чепмена — Жуге при данных условиях составляет $D_{\text{CJ}} \approx 1830$ м/с.

В экспериментальной работе [30] и в численных исследованиях [25, 26] изучено формирование режимов наклонной ДВ в стехиометрической водородокислородной смеси, разбавленной аргоном, при давлении 121 \div 141 кПа. Диаметр сфер варьировался в диапазоне 3 \div 5 мм. Размер детонационной ячейки при данных условиях составляет около 1 мм (см. табл. 1) и уменьшается по мере увеличения давления. В [29] показано, что для инициирования детонации быстролетящим телом диаметр сферы должен превышать в 2–3 раза размер детонационной ячейки.

Размер детонационной ячейки в водородовоздушной смеси, исследованной в настоящей работе, при изменении давления от 100 до 250 кПа уменьшается с 10 до 7 мм (см. табл. 2). Расчеты показали, что для получения наклон-

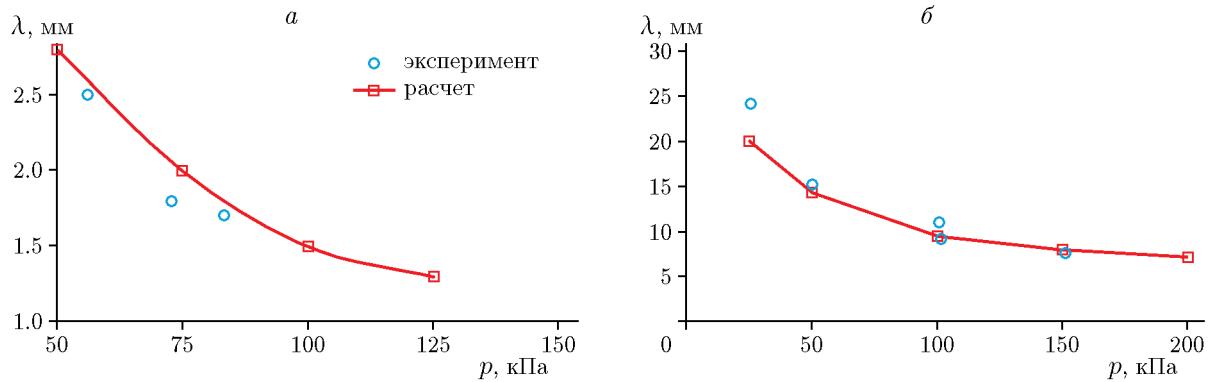


Рис. 3. Размер детонационной ячейки в зависимости от начального давления в водородокислородной (а) и в водородовоздушной (б) смесях

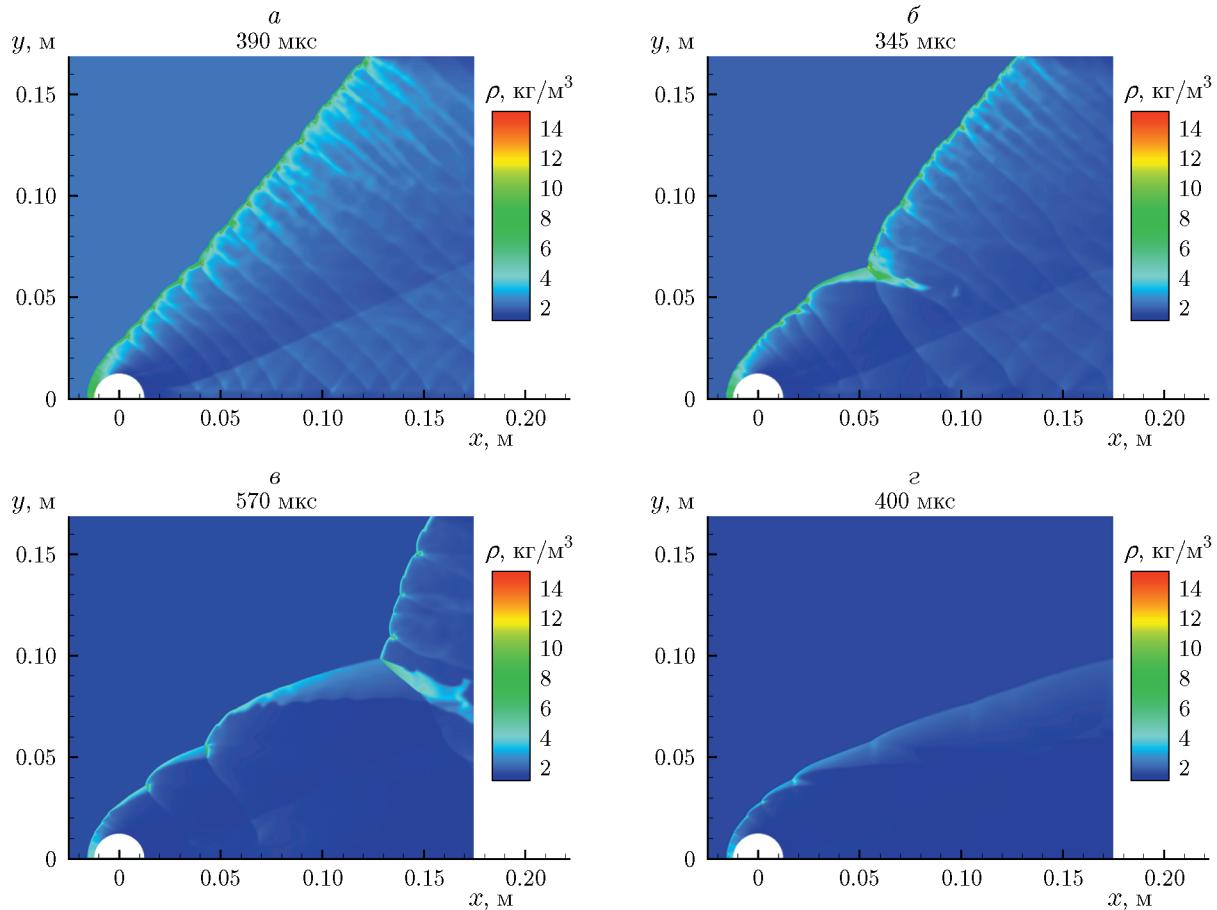


Рис. 4. Распределение плотности. Наклонная ДВ при $p_{st} = 250$ кПа (а), стабилизированная наклонная ДВ типа «соломенная шляпа» при $p_{st} = 200$ кПа (б), отходящая наклонная ДВ при $p_{st} = 125$ кПа (в), ударно-инициированное горение при $p_{st} = 100$ кПа (г)

ной ДВ минимальный диаметр быстролетящего тела должен составлять 25 мм. Это значение совпадает с оценками, полученными в работе [30]. Также следует отметить, что для описания всех режимов наклонной ДВ в водородо-

воздушной смеси, наблюдавшихся в работе [30], потребовалось существенно расширить диапазон изменения статического давления. Если в работе [30] все режимы уложились в диапазон 20 кПа, то для смеси водорода с воздухом дав-

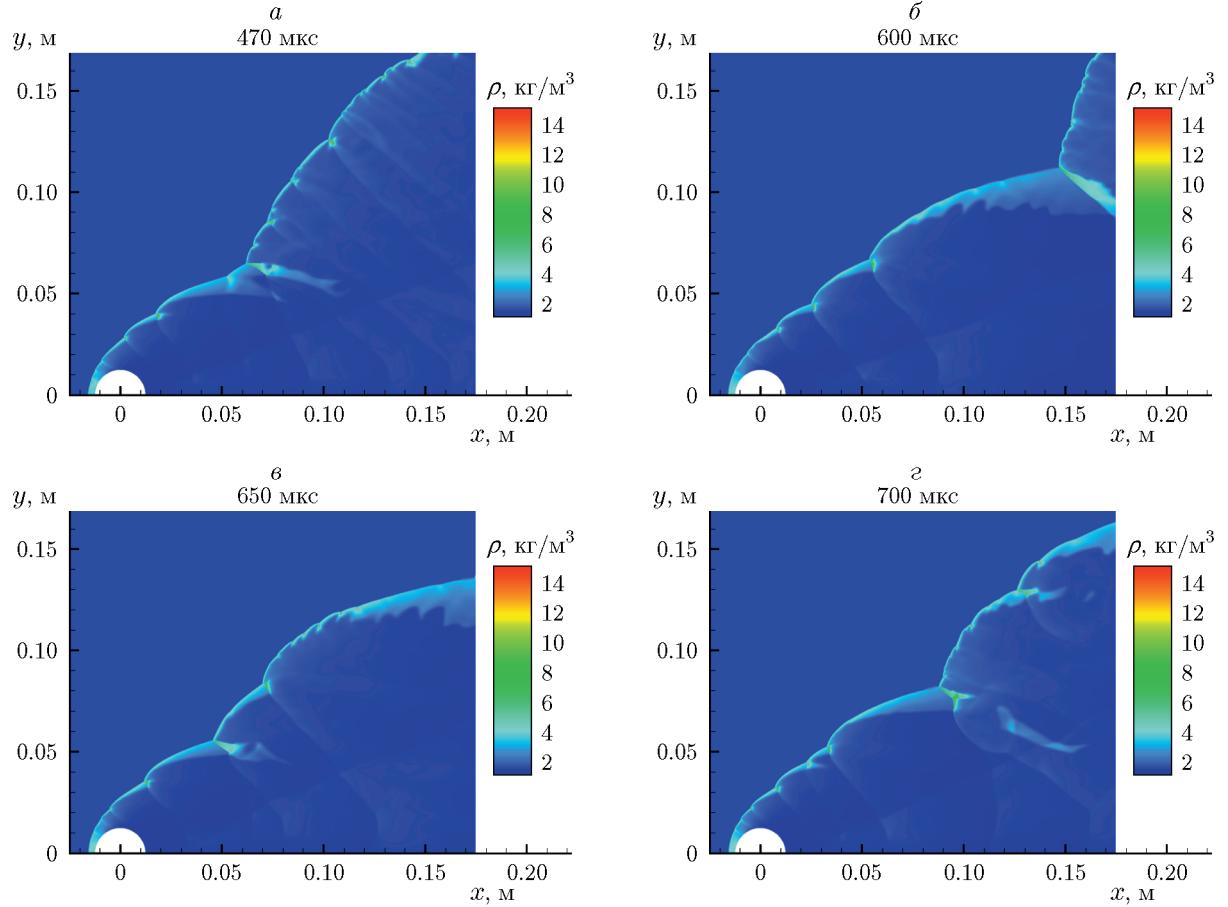


Рис. 5. Распределение плотности. Отходящая наклонная ДВ в различные моменты времени

ление пришлось изменять в пределах 150 кПа.

В результате моделирования получены режимы, показанные на рис. 4. При давлении 250 кПа (рис. 4,*a*) наблюдается режим со стабилизированной наклонной ДВ. Фронт этой волны имеет характерную неоднородную структуру, соответствующую ячеистой ДВ. Уменьшение давления до 200 кПа (рис. 4,*b*) позволило выявить структуру, названную в работе [30] «соломенной шляпой», со стабилизированной наклонной ДВ. В этом режиме наклонная ДВ теряет прямолинейную форму и приобретает вид, схожий с соломенной шляпой. Данная структура сохраняет свою форму с течением времени. Снижение давления до 125 кПа приводит к образованию нестационарной структуры с отходящей наклонной ДВ (рис. 4,*c*). На описании этой структуры остановимся ниже. И наконец, при давлении 100 кПа (рис. 4,*d*) реализуется режим ударно-инициированного горения. При данном типе те-

чения наклонная ДВ не инициируется, а нестационарность потока наблюдается только вблизи снаряда и не оказывает влияния на структуру течения в целом.

Подробнее остановимся на режиме с отходящей наклонной ДВ. В экспериментах [30] и расчетной работе [25] в водородокислородной смеси, разбавленной аргоном, при определенном давлении наклонная ДВ также была неустойчива и с течением времени перемещалась вниз по потоку. В итоге данный режим переходил в режим ударно-инициированного горения. Расчеты в водородовоздушной смеси при статическом давлении 125 кПа позволили обнаружить, что режим с отходящей наклонной ДВ со временем может периодически повторяться. На рис. 5 показано развитие этого режима в различные моменты времени. В течение первой фазы цикла повторения наклонная ДВ уходит за границы области ($t = 470$ мкс на рис. 5,*a*, 570 мкс на рис. 4,*c* и 600 мкс на

рис. 5, б), однако в дальнейшем течение не переходит к режиму ударно-инициированного горения. Вблизи сферы зарождается новая наклонная ДВ, которая затем также смещается вниз по потоку (моменты времени 650 и 700 мкс).

Следует отметить, что при давлении 150 кПа процесс формирования наклонной ДВ развивался в двух режимах. На начальной стадии сформировался режим с отходящей наклонной ДВ, затем в результате зарождения новой наклонной ДВ он сменился режимом «соломенная шляпа». Таким образом, существует диапазон давлений 125 \div 150 кПа, в котором возможно формирование неустойчивых режимов наклонной ДВ.

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ИНИЦИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ БЫСТРОЛЕТЯЩЕГО ТЕЛА

В случае инициирования наклонной детонации при помощи быстролетящего тела, рассматриваемого в настоящей работе, имеет место случай цилиндрической симметрии. Для цилиндрической детонации критерий ее инициирования быстролетящим телом можно сформулировать следующим образом [9]: работа сил аэродинамического сопротивления на единице длины при движении быстролетящего тела по взрывчатой смеси должна превышать минимальную энергию цилиндрического инициирования многофронтовой детонации:

$$c_x \pi d^2 \rho_0 \frac{\omega^2}{8} \geq \beta E_{2*}, \quad (5)$$

где c_x — коэффициент аэродинамического сопротивления; d — диаметр миделева сечения тела; ρ_0 — начальная плотность смеси; ω — скорость полета тела; E_{2*} — критическая энергия инициирования цилиндрической детонации; β — коэффициент эквивалентности между точечным и неточечным инициаторами. Значение данного коэффициента в соответствии с оценками работы [9] выбиралось равным $\beta = 0.4$. Критическая энергия инициирования цилиндрической детонации определяется как

$$E_{2*} = A_2 \rho_0 D_0^2 b^2,$$

где D_0^2 — скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге; b — продольный размер детонационной ячейки; A_2 — безразмерный коэффициент, зависящий от взрывчатой смеси. Более

подробное описание методологии оценки энергии инициирования детонации быстролетящим телом можно найти в работах [9, 26, 31].

Далее рассчитывалось отклонение подводимой энергии (левая часть неравенства (5)) от критической энергии инициирования (правая часть неравенства (5)):

$$\delta = \frac{c_x \pi d^2 \rho_0 \frac{\omega^2}{8} - \beta E_{2*}}{\beta E_{2*}} \cdot 100 \%. \quad (6)$$

Результаты такой оценки энергии инициирования детонации, возбуждаемой быстролетящим телом, по формулам (5), (6) представлены в виде диаграммы на рис. 6. Из рис. 6 можно сделать вывод, что при инициировании стабилизированной наклонной детонации при давлении $p_{st} = 250$ кПа (см. рис. 4, б) подводимая энергия на 27 % превышает критическое значение. Уменьшение начального давления до $p_{st} = 200$ кПа приводит к увеличению размера детонационной ячейки смеси, в результате чего возрастает и критическая энергия инициирования детонации. В итоге реализуется режим «соломенная шляпа» со стабилизированной наклонной ДВ (см. рис. 4, б), при котором отклонение подводимой энергии от критического значения составляет $\delta \approx 19 \%$. При начальном давлении $p_{st} = 125$ кПа критическая энергия инициирования детонации незначительно превышает работу сил аэродинамического сопротивления и в результате наблюдается нестационарный режим с отходящей наклонной ДВ (см. рис. 4, в, рис. 5). В случае же, когда подводимая энергия заметно меньше критической

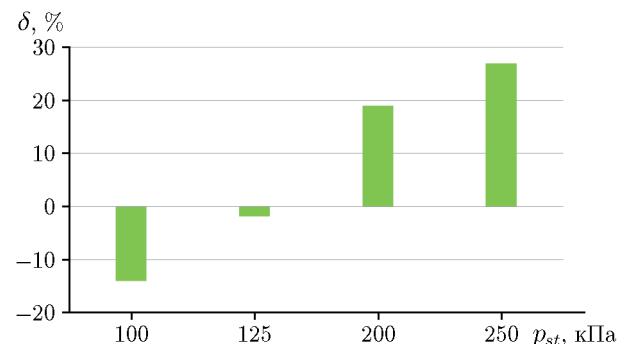


Рис. 6. Отклонение подводимой энергии от критической энергии инициирования быстролетящим телом диаметром 25 мм при $p_{st} = 100 \div 250$ кПа

(при $p_{st} = 100$ кПа), инициировать детонацию невозможно и реализуется режим ударно-инициированного горения (см. рис. 4,г).

ВЫВОДЫ

- Разработана численная методика расчета инициирования и стабилизации детонации быстролетящим телом в водородовоздушной смеси на основе пакета ANSYS Fluent.

- Выполнена верификация математической модели по экспериментальным данным о размерах детонационной ячейки в зависимости от давления горючей смеси.

- Получены три режима наклонных детонационных волн в водородовоздушной смеси при варьировании давления в пределах 100 \div 250 кПа: 1) стабилизированная наклонная детонационная волна при давлении 250 кПа; 2) стабилизированная наклонная детонационная волна типа «соломенная шляпа» при давлении 200 кПа; 3) ранее не наблюдавшийся в экспериментах периодический режим с отходящей наклонной детонационной волной при давлении 125 кПа.

- При давлении 100 кПа реализуется режим ударно-инициированного горения.

На основе аналитической зависимости проведена оценка энергии инициирования детонации быстролетящим телом в зависимости от начального давления, которая показала соответствие аналитических и расчетных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Powers J. M. Oblique detonations: Theory and propulsion applications // Combustion in High-Speed Flows / J. Buckmaster, T. L. Jackson, A. Kumar (Eds). — Dordrecht: Springer, 1994. — V. 1. — P. 345–371. — DOI: 10.1007/978-94-011-1050-1_12.
2. Зельдович Я. Б., Шляпинтох И. Я. Воспламенение взрывчатых газовых смесей в ударных волнах // Докл. АН СССР. — 1949. — Т. 65, № 6. — С. 871–874.
3. Самозванцев М. П. О стабилизации детонационных волн при помощи плохообтекаемых тел // ПМТФ. — 1964. — Т. 5, № 4. — Р. 126–129.
4. Gilinskii S. M., Zapryanov Z. D., Chernyi G. G. Supersonic flow of a combustible gas mixture past a sphere // Fluid Dynamics. — 1966. — V. 1, N 5. — P. 4–8. — DOI: 10.1007/BF01022141.
5. Левин В. А., Марков В. В. Возникновение детонации при концентрированном подвиде энергии // Физика горения и взрыва. — 1975. — Т. 11, № 4. — С. 623–633.
6. McVey J. B., Toong T. Y. Mechanism of instabilities of exothermic hypersonic blunt-body flows // Combust. Sci. Technol. — 1971. — V. 3. — P. 63–76. — DOI: 10.1080/00102207108952273.
7. Alpert R. L., Toong T.-Y. Periodicity in exothermic hypersonic flows about blunt projectiles // Acta Astronaut. — 1972. — V. 17. — P. 539–560.
8. Lehr H. F. Experiments on shock-induced combustion // Acta Astronaut. — 1972. — V. 17, N 5. — P. 589–597.
9. Васильев А. А. Основные результаты исследований детонационного горения газовых смесей, возбуждаемого быстролетящим телом // Физика горения и взрыва. — 1997. — Т. 33, № 5. — С. 85–102. — EDN: УЛРИФ.
10. Viguier C., Figueira da Silva L. F., Desbordes D., Deshaires B. Onset of oblique detonation waves: comparison between experimental and numerical results for hydrogen-air mixtures // Symp. (Int.) Combust. — 1996. — V. 26, N 2. — P. 3023–3031. — DOI: 10.1016/S0082-0784(96)80146-9.
11. Kaneshige M. J., Shepherd J. E. Oblique detonation stabilized on a hypervelocity projectile // Symp. (Int.) Combust. — 1996. — V. 26, N 2. — P. 3015–3022. — DOI: 10.1016/S0082-0784(96)80145-7.
12. Grismer M. J., Powers J. M. Numerical predictions of oblique detonation stability boundaries // Shock Waves. — 1996. — V. 6. — P. 147–156. — DOI: 10.1007/BF02510995.
13. Kasahara J., Arai T., Matsuo A., Akai N., Takazawa K. Critical condition for stabilized Chapman — Jouguet oblique detonation waves around hypersonic bodies // 18th Int. Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Seattle, USA, 2001. — Paper N 198.
14. Kasahara J., Fujiwara T., Endo T., Arai T. Chapman — Jouguet oblique detonation structure around hypersonic projectiles // AIAA J. — 2001. — V. 39, N 8. — P. 1553–1561. — DOI: 10.2514/2.1480.
15. Wang T., Zhang Y., Teng H., Jiang Z. Oblique shock to detonation transition in hydrogen-air mixtures // Procedia Eng. — 2015. — V. 126. — P. 209–213. — DOI: 10.1016/j.proeng.2015.11.222.
16. Iwata K., Hanyu N., Maeda S., Obara T. Experimental visualization of sphere-induced oblique detonation in a non-uniform mixture // Combust. Flame. — 2022. — V. 244. — 112253. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2022.112253.
17. Teng H., Bian J., Zhou L., Zhang Y. Numerical investigation of oblique detonation waves in hydrogen-air mixtures at low Mach numbers // Int. J. Hydrogen Energy. — 2021. — V. 46, N 18. — P. 10984–10994. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2020.12.180.

18. Kudo Y., Nagura Y., Kasahara J., Sasamoto Y., Matsuo A. Oblique detonation waves stabilized in rectangular-cross-section bent tubes // Proc. Combust. Inst. — 2011. — V. 33, N 2. — P. 2319–2326. — DOI: 10.1016/j.proci.2010.08.008.
19. Журавская Т. А., Левин В. А. Стабилизация детонационного горения высокоскоростного потока горючей газовой смеси в плоском канале // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. — 2015. — № 2. — С. 117–128. — EDN: TOMRMZ.
20. Zhang W., Zhang Z., Jiang Z., Han X., Liu Y., Wang C. Numerical investigation of free oblique detonation wave induced by non-intrusive energy deposition // AIP Adv. — 2021. — V. 11, N 12. — 125119. — DOI: 10.1063/5.0073035.
21. Bachman C. L., Goodwin G. B. Ignition criteria and the effect of boundary layers on wedge-stabilized oblique detonation waves // Combust. Flame. — 2021. — V. 223. — P. 271–283. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2020.10.007.
22. Fang Y., Zhang Z., Hu Z. Effects of boundary layer on wedge-induced oblique detonation structures in hydrogen-air mixtures // Int. J. Hydrogen Energy. — 2019. — V. 44, N 41. — P. 23429–23435. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2019.07.005.
23. Guo H., Xu Y., Li S., Zhang H. On the evolutions of induction zone structure in wedge-stabilized oblique detonation with water mist flows // Combust. Flame. — 2022. — V. 241. — 112122. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2022.112122.
24. Vashishtha A., Panigrahy S., Campi D., Callaghan D., Nolan C., Deiterding R. Oblique detonation wave control with O₃ and H₂O₂ sensitization in hypersonic flow // Energies. — 2022. — V. 15, N 11. — 4140. — DOI: 10.3390/en15114140.
25. Бедарев И. А., Темербеков В. М., Федоров А. В. Моделирование режимов наклонных детонационных волн, возникающих при инициировании детонации снарядом малого диаметра // Теплофизика и аэромеханика. — 2019. — Т. 26, № 1. — С. 63–73. — EDN: PMKQOO.
26. Bedarev I. A., Temerbekov V. M. Estimation of the energy of detonation initiation in a hydrogen-oxygen mixture by a high-velocity projectile // Thermal Sci. — 2021. — V. 25, N 5, Part B. — P. 3889–3897. — DOI: 10.2298/TSCI210115180B.
27. 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.
28. Anderson T. J., Dabora E. K. Measurements of normal detonation wave structure using Rayleigh imaging // Symp. (Int.) Combust. — 1992. — V. 24, N 1. — P. 1853–1860. — DOI: 10.1016/S0082-0784(06)80217-1.
29. Stamps D. W., Tieszen S. R. The influence of initial pressure and temperature on hydrogen-air-diluent detonations // Combust. Flame. — 1991. — V. 83, N 3-4. — P. 353–364. — DOI: 10.1016/0010-2180(91)90082-M.
30. Maeda S., Sumiya S., Kasahara J., Matsuo A. Scale effect of spherical projectiles for stabilization of oblique detonation waves // Shock Waves. — 2015. — V. 25. — P. 141–150. — DOI: 10.1007/s00193-015-0549-4.
31. Васильев А. А., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю. Критическая энергия инициирования многофронтовой детонации // Физика горения и взрыва. — 1979. — Т. 15, № 6. — С. 94–104. — EDN: YNIZLX.

Поступила в редакцию 17.10.2022.

После доработки 24.11.2022.

Принята к публикации 14.12.2022.