

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ
ИМ. С.А. ХРИСТИАНОВИЧА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Темербеков Валентин Макарович

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ И ОСЛАБЛЕНИЯ
ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН ПОСРЕДСТВОМ ВВЕДЕНИЯ В ПОТОК ТВЕРДЫХ
ОБЪЕКТОВ

1.1.9 – механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

К.ф.-м.н. Бедарев И.А.

Новосибирск 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
Глава 1. Математическая модель горения и детонации в высокоскоростном потоке реагирующей газовой смеси.....	34
1.1. Описание математической модели, вычислительной технологии и кинетических механизмов химических реакций в водородных и углеводородных смесях	34
1.2. Расчет задачи о формировании режимов наклонной детонации быстролетящим телом	37
1.2.1. Постановка задачи.....	37
1.2.2. Тестирование расчетной сетки.....	38
1.2.3. Результаты расчетов, сравнение с экспериментом.....	40
1.3. Оценка энергии инициирования детонации	44
1.3.1. Методика оценки энергии инициирования детонации	44
1.3.2. Результаты оценки энергии инициирования детонации	45
1.4. Режимы наклонных детонационных волн в водород-воздушной смеси	49
Выводы по главе 1.....	51
Глава 2. Численное исследование ослабления газовой детонации в разделенном стенками канале.....	52
2.1. Постановка задачи	52
2.1.1. Схема моделируемой области, начальные и граничные условия.....	52
2.1.2. Тестирование расчетной сетки	54
2.2. Влияния учета теплофизических параметров стенок каналов на процесс распространения детонации.....	56
2.3. Результаты расчета: сплошные пластины.	59
2.4. Результаты расчета: конечноразмерные пластины.	63

Выводы по главе 2.....	88
Глава 3. Численное моделирование взаимодействия детонационной волны с жесткой проницаемой преградой	89
3.1. Постановка задачи, тестирование расчетной сетки.....	89
3.2. Результаты расчета: влияние количества рядов препятствий, критерий остановки расчета.....	91
3.3. Результаты расчета: влияния масштабных эффектов на ослабление детонации.	97
3.4. Результаты расчета: влияние характерных размеров препятствий на ослабление детонации.	100
Выводы по главе 3.....	105
Заключение	107
Список литературы	109

Введение

В настоящее время остро стоит вопрос об использовании высокоэффективных и экологичных источников энергии. В качестве таких топлив могут выступать различные газообразные вещества. Водород удовлетворяет этим условиям. Этот газ широко распространен в природе, это десятый по распространённости элемент в земных недрах. Высокая теплотворная способность и достаточно безопасные продукты окисления водорода делают это топливо одним из самых перспективных источников энергии в мире [1]. По прогнозам к 2040 году 25% автомобилей будут использовать водород в качестве топлива [2]. В связи с этим, широкое распространение получили исследования, направленные на изучение процессов горения водорода и других реагирующих газов.

Горение может осуществляться в различных режимах [3], например нормальное (послойное) горение, которое характеризуется малыми скоростями распространения пламени. Дозвуковые режимы горения объединяются общим термином дефлаграция. Зона реакции при послойном горении сосредоточена в тонком слое – фронте пламени. Пламенем принято называть область горения, испускающую видимый свет. Механизм распространения послойного горения диффузионно-тепловой: воспламенение свежих слоев вещества происходит за счет их прогрева теплом, поступающим из зоны химической реакции, и за счет диффузии химически активных частиц. Квазистационарный процесс распространения горения в сверхзвуковом режиме называется детонацией. Это режим ударно-инициированного горения, при котором по веществу распространяется ударная волна с примыкающей к ней зоной экзотермической реакции, продукты которой, расширяясь, поддерживают ударную волну. Детонация может применяться в промышленности для очистки технологического оборудования от пылевых отложений, детонационного напыления, удаления заусенцев на деталях при механической обработке, а также при разработке

перспективных двигателей, используемых для ускорения тел и т.д. [4]. Таким образом, на сегодняшний день актуальными являются работы, посвященные исследованию различных аспектов процесса инициирования и распространения газовой детонации, как для перспективных водородсодержащих топлив, так и для других газообразных соединений.

Изучение газовой детонации проводится экспериментально и теоретически. Внимание уделяется следующим вопросам: 1) инициирование детонации; 2) переход горения в детонацию; 3) механизмы усиления и ослабления детонации; 4) детонация в неоднородных средах.

Важным свойством детонационных волн (ДВ) в газах является их неоднородная ячеистая структура. Размер детонационной ячейки зависит от состава, давления и температуры детонационно-способной смеси. Для адекватного описания параметров детонационных течений при моделировании необходимо правильно предсказывать этот ключевой параметр.

В [5] представлены результаты исследований фундаментальных и прикладных проблем газовой детонации по выявлению критических условий прямого инициирования детонации ударной волной, возникающей при различных условиях. Особое внимание уделяется вопросу о минимизации энергии инициирования детонации. Обсуждаются методы инициирования детонации за счет кумулятивных эффектов. Описано распространение нестационарных волн детонации и моделирование их ячеистой структуры. Приведенные расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными. Подчеркивается важность исследования детонационного горения в сверхзвуковом потоке горючей газовой смеси для реализации эффективной работы перспективных энергоустановок.

В [6] представлены результаты численного исследования детонации в каналах различной геометрии. Задачи решались в трехмерной постановке с использованием уравнений Эйлера для многокомпонентной газовой смеси (пропан-воздух) и одностадийной кинетической схемы химических реакций. Изучено влияние переменной концентрации горючего по ширине плоского канала на возможность формирования галопирующей детонации в сверхзвуковом потоке.

Выявлены условия формирования детонации при воздействии движущихся границ области течения при вращении эллиптического цилиндра и в квадратной камере изменяющегося размера. Проведены расчеты формирования детонации в канале винтовой формы с эллиптическим сечением и в канале переменного квадратного сечения.

В [7] экспериментально установлено количественное соотношение между характерными масштабами, определяющими возбуждение и распространение детонационной волны для случаев цилиндрической и сферической симметрии. Применялась методика дифракционного реинициирования многофронтной детонации и обнаружено влияние глубины канала на условия реинициирования. Предложена оценка малости потерь цилиндрической многофронтной детонации, которая согласуется с экспериментальными данными. В [8] представлена модель для расчета параметров ячейки газовой детонации. Показано соответствие результатов расчетов с использованием теоретической модели и экспериментальных данных по размерам детонационных ячеек. Согласование говорит об адекватности используемой модели и возможности ее применения для определения некоторых кинетических параметров детонирующих газообразных смесей.

Помимо поиска общих фундаментальных закономерностей, имеющих место при детонационном режиме горения, важным направлением исследований являются задачи об инициировании и стабилизации детонации, возникающей при обтекании сверхзвуковым потоком горючей газовой смеси различных объектов или генерируемой летящим с большой скоростью телом в покоящейся газовой смеси. Первые работы по этой тематике появились в середине прошлого века [9]. Эти исследования продолжаются вплоть до настоящего времени как теоретически [10], [11], [12], так и экспериментально [13], [14], [15].

В работах [16], [17] экспериментально исследовано формирование наклонных детонационных волн (НДВ) сферой, летящей с большой скоростью в стехиометрических водород-кислородных смесях, разбавленных аргоном. Установлено, что если давление ниже критического, то детонационная волна

отходит от сферы, и перед снарядом остается только головная ударная волна. При давлении выше критического снаряд генерирует устойчивую наклонную волну детонации. Показано, что стационарная детонационная волна стабилизируется вблизи снаряда, если эффективный радиус кривизны головной детонационной волны превышает размер детонационной ячейки более, чем в 8.6 раз.

В работе [18] численно исследовано формирование наклонной детонации при обтекании клина водородно-воздушными смесями при различных числах Маха потока и различных начальных условиях. Установлено, что уменьшение числа Маха и начального давления приводит к формированию нестационарной детонации в стехиометрической водородно-воздушной смеси. Выявлено, что нестационарные НДВ возникают только в том случае, когда скорость движения газа в зоне индукции превышает скорость детонации Чепмена-Жуге. Уменьшение коэффициента эквивалентности приводит к более продолжительной задержке инициирования. Предложен критерий формирования НДВ, основанный на устойчивости и быстром инициировании.

В работе [19] экспериментально исследовано инициирование наклонной детонации в изогнутых трубах. Показано, что стационарные наклонные детонационные волны устойчиво распространяются по изогнутым трубам прямоугольного сечения. Детонация стабилизировались в условиях высокого начального давления и большого радиуса кривизны внутренней стенки изогнутой трубы. Были рассчитаны геометрические формы стабилизированных НДВ, 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 установившиеся наклонные волны детонации устойчиво распространяются по изогнутым трубам.

В [20] численно исследована возможность стабилизации детонационной волны в стехиометрической водородно-воздушной смеси в плоском канале с симметричным препятствием при его обтекании потоком со скоростью, превышающей скорость детонации Чепмена-Жуге для данной смеси. При

моделировании использовалась детальная схема химической кинетики. Показан известный недостаток детальных схем, связанный с существенным занижением размера детонационной ячейки. Исследование структуры отошедшей волны детонации при $M = 5,5$, показало наличие во фронте волны поперечных ячеистых структур, движущихся вдоль фронта волны. Выявлено, что перед препятствием в окрестности плоскости симметрии отошедшая НДВ состоит из пересжатой детонационной волны, в которой поперечные волны отсутствуют. При смещении от плоскости симметрии появляются поперечные волны, которые распространяются вдоль детонационного фронта вверх по потоку. При дальнейшем удалении от плоскости симметрии канала вдоль фронта детонации распространяются поперечные волны противоположных направлений, при этом структура волны идентична плоской ячеистой детонации.

В статье [21] представлены результаты численного исследования влияния пограничного слоя на поверхности клина на инициирование и устойчивость НДВ. Установлен критерий воспламенения и образования НДВ 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 700-800 К образуется наклонная детонация. Установлено, что формирование НДВ зависит от степени усиления скачка уплотнения горящим пограничным слоем. Поток с температурой 700 К генерирует режим с отошедшей НДВ и повторным инициированием детонации. В [22] также показано, что влияние пограничного слоя на структуры НДВ следует классифицировать по типу перехода к детонации. При «плавном» переходе, реализующемся при больших числах Маха, влиянием пограничного слоя можно пренебречь. В случае «резкого» перехода при малых числах Маха выявлено значительное влияние пограничного слоя на структуру НДВ.

Исследования процессов инициирования и распространения газовой детонации начались в 19 веке и были инициированы катастрофическими взрывами в шахтах [23]. За почти 140 лет, прошедших с этого времени, теория горения и детонации получила существенное развитие, но различные

взрывоопасные явления происходят до сих пор. Водород имеет низкие пределы воспламенения и высокую диффузионную способность, что обуславливают возрастание возможных взрывоопасных ситуаций при его эксплуатации [24]. При этом у 86% инцидентов, связанных с воспламенением водорода, не определены источники воспламенения [25]. В связи с этим возрастает интерес к исследованиям, направленным на изучение вопросов взрыво- и пожаробезопасности при эксплуатации водорода и других высокоэффективных газообразных топлив.

Одним из направлений исследований в области взрыво-пожаробезопасности является поиск способов ослабления, срыва и подавления газовой детонации. На сегодняшний день существуют различные способы для реализации данной задачи, например установка поглощающих покрытий на стенках канала или использование пористых стенок каналов [26], [27]. Результаты таких исследований показывают, что состав, толщина и размер пор поглощающего материала, а также площадь покрытия канала и его ширина влияют на ослабление детонации. Также установлено, что даже после снижения скорости детонации ниже акустической скорости Чепмена-Жуге возможно повторное инициирование детонации. На ослабление детонации также влияет устойчивость распространяющейся детонации [28]. В [29] экспериментально исследовано распространение детонационной волны в стехиометрической смеси водорода с воздухом в канале с пористыми стенками при атмосферном давлении. В качестве пористого материала использовался пенополиуретан с размером пор от 0,3 мм до 2,5 мм. Результаты показывают, что покрытие 1/3 внутренней поверхности канала пористым материалом приводит к значительному ослаблению головной ударной волны. Наибольшее ослабление давления зафиксировано в канале шириной 10 мм при размере пор 2,5 мм. В работе [30] также представлены результаты экспериментального исследования ослабления детонационной волны в водородно-воздушной смеси в канале с поглощающим материалом из углеродного волокна. Исследовано влияние толщины и компоновки поглощающего материала на режимы распространения детонации. Показано, что

скорость распространения волны горения уменьшается с увеличением толщины материала. Выявлено, что использование секционной компоновки поглощающей поверхности повышает эффективность ослабления детонации. Аналогичные экспериментальные исследования ослабления детонации водородно-воздушных смесей в каналах с пористым покрытием представлены в работах [31], [32]. Для всех пористых материалов (стальная вата, пенополиуретан и пенополиуретан с полипропиленовой лентой) детонационная волна разделялась в пористой части канала на ударную волну и фронт пламени. Получены зависимости скорости ударной волны и фронта пламени от типа пористого материала. Выявлено, что наибольшее снижение пикового давления реализуется при использовании стальной ваты. При использовании пенополиуретана с полипропиленовой лентой наблюдалось увеличение импульса давления.

Помимо поглощающих покрытий, для ослабления детонации используются различные объекты, которые можно установить на пути распространения детонационной волны. Такими объектами могут служить, например, облака инертных частиц [33]. На основе таких задач получено много факторов и параметров, влияющих на ослабление детонации, которые также применимы и к другим объектам, имитирующим некоторую преграду. В [34] показали, что потери тепла от газовой фазы к частицам приводят к значительному дефициту скорости распространения детонации. С уменьшением диаметра частиц этот эффект усиливается. Сопротивление частиц и кривизна волны также положительно влияют на дефицит скорости детонации. Увеличение объемной доли и длины облака частиц приводит к монотонному уменьшению скорости детонационной волны вплоть до гашения детонации [35]. При этом влияние объемной концентрации инертных частиц гораздо значительнее, чем влияние диаметра частиц [36]. В работе [37] представлены результаты численного моделирования подавления газовой детонации в водород-кислородной смеси, разбавленной азотом. Исследования показывают, что при подавлении детонации инертными частицами пламя замедляется за счет обмена и передачи импульса и энергии между фазами. Увеличение зоны индукции приводит к ослаблению

головной ударной волны. Инертные частицы также поглощают энергию ударной волны, что в свою очередь приводит к уменьшению энергии зажигания. Совокупность этих двух факторов способствует подавлению детонации.

В работе [38] экспериментально продемонстрирована возможность полного гашения детонационной волны и горения с помощью пылевой завесы. Обсуждены возможные сценарии воспламенения и развития взрыва в шахтах. Даны рекомендации для более эффективного гашения очагов возгорания. В работах [39], [40], [41] представлены результаты физико-математического моделирования взаимодействия детонационных волн в смесях различных газов (водород–кислород, метан–кислород, силан–воздух, силан–водород, водород-воздух) с облаками инертных микро- и наночастиц. Выявлены различные режимы детонационных течений в газовых суспензиях реакционноспособных газов и инертных частиц. Установлено, что механизмы подавления детонации микро- и наночастицами заключаются в расщеплении детонации на замороженную ударную волну и волну зажигания и горения. Выявлено влияние термодинамических параметров частиц на эффективность подавления детонации. Получены объемные концентрации и соответствующие диаметры частиц, при которых происходит срыв детонации.

В [42] представлен анализ численных моделей для описания ударно-волновых и детонационных процессов в газовзвесьях инертных/реагирующих частиц. Выделены модели с внутренним давлением в фазе частиц, в том числе с описанием динамики столкновений частиц. Обсуждаются проблемы взаимодействия фаз и уравнения состояния. Рассмотрены численные алгоритмы, наиболее широко используемые при моделировании ударно-волновых процессов. Отмечены некоторые результаты численных исследований процессов инициирования и распространения детонации, взаимодействия ударных волн с облаками и слоями частиц. В работе [43] представлены результаты численного исследования процессов ослабления и подавления детонации в газовзвесьях алюминия облаками инертных частиц. Построены зависимости скорости распространения детонации от концентрации инертных частиц, определены

условия срыва детонации. Показано, что наличие поперечных волн ячеистой детонации, приводящих к ре-инициированию, обуславливает ограниченность одномерного подхода для определения критериев срыва. Определены условия подавления детонации для частиц размером 1 мкм.

Наряду с инертными частицами, в качестве гасителей детонации используются и химически активные вещества, например порох [44]. Результаты исследований показали, что химически активные частицы с малой плотностью имеют более сильный эффект подавления, чем инертные частицы с большой плотностью.

Кроме инертных частиц для ослабления газовой детонации могут быть использованы пробки инертного газа. В [45] проводились численные исследования подавления детонации в водородно-воздушной смеси с помощью облака инертного газа (аргон, азот, углекислый газ). Были получены различные режимы течения в зависимости от типа изолирующего газа и длины облака. Найдена минимальная длина облака инертного газа, приводящая к подавлению детонации с изоляцией зоны горения. Показано, что углекислый газ более эффективен для подавления волны детонации.

Существуют и комбинированные способы ослабления детонации. В работах [46], [47] показано, что добавление частиц приводит к более эффективному ослаблению детонации по сравнению с пробками инертного газа. Также выявлено, что помимо концентрации частиц, плотности их материала и их размера важным параметром подавления является время взаимодействия с инертной фазой.

Для срыва детонации могут быть использованы пористые вставки (пламегасители) [48], уменьшение пористости которых приводит к ослаблению и срыву детонации. Увеличение толщины пламегасителя приводит к снижению пикового давления детонационной волны и снижению температуры, тем самым оказывая ингибирующее действие на детонационную волну. В [49] также исследовано прохождение детонации через корпус и фильтры пламегасителя. Результаты показали, что ослабление детонации пропорционально толщине

фильтров. Были получены два режима срыва детонации: режим прохождения волны горения через фильтры пламегасителя для тонких фильтров и режим, при котором остаточное давление лидирующей волны было достаточно большим для ре-инициирования, даже если пламя было погашено фильтрами. В работе [50] были исследованы характеристики подавления пламени и взрыва пористыми заслонами с пятью видами апертуры. Результаты показывают, что заслоны с апертурой 60 PPI могут эффективно обеспечивать гашение пламени. По мере уменьшения апертуры ударная волна и скорость пламени уменьшались. Выявлено, что достаточно удаленные друг от друга заслоны могут эффективно предотвращать воздействие отраженной ударной волны и препятствовать распространению пламени по течению.

Помимо пламегасителей, для ослабления детонации могут быть использованы перфорированные пластины, перекрывающие канал [51], [52], [53], [54]. Выявлено, что перфорированные пластины могут способствовать как срыву детонации, так и переходу от дефлаграции к детонации. На режим распространения детонации влияют толщина пластин, форма и размер отверстий, а также расстояние между отверстиями.

В рамках настоящей работы будет изучено поведение детонационных волн при их взаимодействии с различными неподвижными твердыми объектами, установленными на пути распространения детонации [55]. Для таких объектов необходимо исследовать влияние пропускной способности или пористости (аналог объемной концентрации или удельного объема инертного вещества), и характерных размеров преграды. В [56] численно исследовано взаимодействие детонационной волны с затупленным клином. Установлено, что исходное регулярное отражение лидирующей волны от стенки может трансформироваться в маховское отражение на переходном участке для угла клина меньше 50° . Увеличение угла клина приводило к увеличению среднего пикового давления отражения при маховском отражении на прямом участке. Доказано, что наличие выпуклого участка задерживает установление маховского отражения на прямом участке. В работе [57] представлены результаты экспериментального и

численного исследования срыва и ре-инициирования детонации при взаимодействии детонационной волны с полуцилиндром. Для неустойчивых смесей был получен режим ре-инициирования, при котором развитие собственных неустойчивостей резонирует с отражением на нижней стенке. Критический предел срыва детонации характеризуется радиусом полуцилиндра и размером ячейки. Выявлено влияние масштаба длины перехода от регулярного к маховскому отражению на процесс ре-инициирования детонации.

В работе [58] экспериментально исследовано изменение скорости распространения детонации и её ячеистая структура в стехиометрической водород-кислородной смеси при наличии спиральных препятствий с различной шероховатостью. Результаты показывают, что при определенных начальных условиях увеличение шероховатости способствует гашению детонации. Уменьшение шероховатости наоборот, может привести к расширению пределов инициирования детонации. В [59] экспериментально исследовалось взаимодействие детонационных волн с цилиндрическими препятствиями. Показано влияние геометрических параметров препятствий, их взаимного расположения на режимы течения. Выявлена взаимозависимость геометрии препятствий и размера детонационной ячейки смеси, влияющая на ослабление детонационной волны. Продемонстрирована возможность срыва детонационной волны одним рядом цилиндрических препятствий при уменьшении вертикального расстояния между ними до половины поперечного размера детонационной ячейки смеси. В работе [60] изучались характеристики распространения детонации в круглой трубе, заполненной стехиометрической водородно-кислородной смесью, с повторяющимися перфорированными пластинами при различных начальных давлениях. Показано, что детонация Чепмена-Жуге возникает, когда отношение диаметра отверстий пластин к размеру детонационной ячейки лежит в диапазоне 12-14. Выявлено, что чем больше расстояние между отверстиями по отношению к их диаметру, тем выше скорость горения. Уменьшение начального давления приводит к увеличению расстояния повторного инициирования и размера детонационных ячеек. В [61] численно исследовалось распространение

детонационных волн в стехиометрической водород-кислородной смеси и их взаимодействие с различными объектами. Рассмотрены одиночные препятствия цилиндрической, квадратной и треугольной формы. Выявлено, что с ростом диаметра цилиндрического препятствия увеличивается расстояние повторного инициирования детонационной волны. Исследовано влияние структуры фронта детонации при ее взаимодействии с цилиндрическими препятствиями. Продемонстрировано подавление детонационных волн перевернутыми треугольными и квадратными препятствиями вследствие увеличения поверхности отражения головной волны.

В работе [62] численно исследовано распространение детонации в перекрытых плоских каналах, заполненных стехиометрической водородно-воздушной смесью при нормальных условиях. Исследовано влияние установленного в канале жесткого препятствия на распространение ячеистой детонации. Рассмотрено поведение ячеистой детонации при резком расширении поперечного сечения канала. В [63] численно исследовано детонационное течение в плоском канале с препятствиями в стехиометрической водородно-воздушной смеси с посредством разложения части молекулярных водорода и кислорода на атомарные газы. Обнаружено, что предварительное разложение приводит к существенному уменьшению размера детонационной ячейки. Показано, что критическая высота препятствий, (при которой гасится детонационное горение) в случае смеси с предварительным разложением существенно увеличивается.

При срыве детонации при ее взаимодействии с различными препятствиями возможно повторное инициирование. Поэтому следует обратить внимание на работы, посвященные вопросам инициирования детонации и переходу от дефлаграции к детонации (ПДД) в каналах различной конфигурации.

В работе [64] представлен обзор экспериментальных исследований перехода дефлаграции в детонацию. Описаны условия возникновения детонации, обсуждены возможности прогнозирования развития детонации с использованием методов вычислительной гидродинамики (CFD) в практических приложениях. В работе [65] была численно исследована связь между ударно-волновой динамикой

и кинетикой химических реакций для самоподдерживающейся детонации смеси H_2 -воздух. Результаты показывают, что время задержки воспламенения играет существенную роль в распространении детонации, поскольку оно непосредственно влияет на структуру фронта детонации. Чем больше время задержки воспламенения, тем больше размер ячейки, а период движения тройных точек практически равен времени задержки воспламенения. В [66] представлены результаты численного моделирования взаимодействия потока водород-воздушной смеси с препятствиями для исследования механизма инициирования детонации. Показано, что детонация наблюдается при наличии препятствий с острыми краями, на которых порождаются вихри, способствующие искажению пламени и его ускорению. Кроме этого, детонация наблюдалась при взаимодействии волн давления и отраженных волн в несгоревшем топливе.

Численные исследования перехода горения в детонацию [67], [68], [69] показали, что расположение препятствий в каналах и коэффициент блокировки оказывают существенное влияние на ускорение пламени и возникновение ПГД. Для препятствий, расположенных в шахматном порядке, столкновения волн пламени и волн давления с препятствиями приводят к максимально быстрому ускорению пламени и кратчайшему времени инициирования детонации. В случае линейного расположения препятствий пламя распространяется медленней, однако сильная фокусировка ударных волн в итоге приводит к ПДД. Повышение коэффициента блокировки препятствует возникновению ПДД. Также установлено, что механизм инициирования детонации зависит от конфигурации препятствий [70]. Для препятствий, расположенных в шахматном порядке, инициирование детонации происходит после каждого цилиндра, тогда как для последовательной установки препятствий, инициирование происходит через несколько цилиндров, что приводит к более низкой средней скорости распространения пламени. Форма препятствия также влияет на переход от горения к детонации. В [71] показано, что квадратные препятствия обеспечивают наибольшую скорость роста площади поверхности пламени на стадии разгона, что приводит к наиболее быстрому началу детонации. Круглые препятствия

вызывают самый слабый рост поверхности пламени и поэтому меньше всего влияют на ускорение пламени и его переход в детонацию. Острые углы треугольных препятствий способствуют большему расширению и сжатию пламени по сравнению с круглыми препятствиями и таким образом облегчают ускорение пламени и ПДД. Результаты также показывают, что влияние формы препятствия не коррелирует с площадью препятствия. Потери тепла могут значительно задержать начало детонации. Расстояние между препятствиями также является важным фактором [72], [73]. С одной стороны, чем больше препятствий на единицу длины, тем больше возмущений, которые быстрее увеличивают площадь поверхности пламени, а значит, скорость пламени растет быстрее. С другой стороны, для реализации ПДД необходимо достаточное расстояние между препятствиями. Для препятствий, размещенных на стенках канала, важными факторами являются также ширина канала, размеры препятствий, расстояние между ними, а также коэффициент загромождения (блокировки) канала [74], [75]. Для таких конфигураций наблюдается несколько различных механизмов ПДД в зависимости от коэффициента блокировки канала. При коэффициенте загромождения в диапазоне 0,5–0,35 [74] происходит дифракция ударных волн на препятствиях, а затем реализуется Маховское отражение на стенках канала. Интенсивность Маховского отражения увеличивается с каждым пройденным препятствием, что приводит к возникновению детонации. Для коэффициента блокировки вне этого диапазона ПДД может происходить либо за счет маховского отражения, либо за счет прямого инициирования при фокусировке ударных волн. Увеличение размера канала приводит к более позднему возникновению ПДД [75].

Также обнаружено, что инициирование детонации возможно при взаимодействии ударных волн с частицами. В работе [76] показано, что наличие одиночной частицы размером 160 микрон может привести к началу детонации. Результаты численного моделирования показали, что существуют пределы соотношения концентраций топлива и окислителя, при которых достаточно одной частицы для инициирования газовой детонации. В [77] исследовано

распространение пламени в газообразной горючей смеси при наличии инертных твердых микрочастиц. Рассмотрено влияние теплового излучения, переизлучаемое частицами. Тепловое излучение продуктов сгорания нагревает частицы, которые, в свою очередь, нагревают окружающий газ. В случае равномерного распределения частиц по пространству повышение температуры газа незначительно, что приводит к небольшому ускорению пламени. В случае неравномерного распределения частиц (слоистое пылевое облако) предварительный нагрев газа может привести к воспламенению.

Для узких каналов [78] исследования ускорения пламени и ПДД показывают, что ускорение пламени в основном определяется эффектами пограничного слоя. Установлено, что детонация возникает из-за контакта двух соседних фронтов пламени. Соприкосновение двух высокотемпературных фронтов реакции мгновенно вызывает очень высокую концентрацию теплового потока, вследствие чего в области контакта возникает детонационная волна. Распространение детонации после ДДТ зависит от ширины канала. Для достаточно широких каналов формируется квазистационарная детонация. Уменьшение ширины приводит к срыву детонации. При достаточно малой ширине канала может происходить ре-иницирование детонации с последующим срывом.

Иницирование детонации также возможно и в каналах переменного сечения. Так в работе [79] численно исследовано иницирование детонации слабой ударной волной в осесимметричной трубе с профилированными стенками в виде параболического сужения и конического расширения. Проведен анализ механизма иницирования детонации и выделены его основные стадии. Определена форма сужения и параметры расширения, необходимые для иницирования детонации в модельной пропано-воздушной смеси при числе Маха ударной волны равном 2.65.

При ударно-волновых взаимодействиях с пузырем горючего газа также возможно иницирование детонации [80]. Численные исследования такой задачи показали, что существуют различные режимы иницирования детонации.

Выявлено, что режим инициирования детонации существенно зависит как от интенсивности ударной волны, так и от плотности смеси в пузыре.

В настоящей работе в качестве гасителя детонации используется жесткая проницаемая преграда, состоящая из наборов препятствий, формирующих каналы малых размеров. Исследования [81], [82], [83] показали, что при резком сужении прямоугольного канала происходит укрупнение размеров детонационной ячейки из-за гашения части тройных точек. Уменьшение размеров канала приводит к еще большему укрупнению детонационной ячейки и дефициту скорости распространения детонации. Исследования, направленные на изучение геометрических пределов газовой детонации [84], [85], [86], также показали, что для плоских прямоугольных каналов, с размерами, близкими к критическим, структура детонационной волны (размер детонационной ячейки) будет определяться геометрическими характеристиками каналов. Для достаточно узких каналов, ширина которых меньше размера детонационной ячейки, возможно формирование граничного режима распространения (аналог спинового в круглых трубах), а также галопирующего режима распространения детонации. При исследовании перехода детонационной волны, распространяющейся по круглой трубе в трубу меньшего диаметра, установлено [87], что при начальном давлении выше критического, скорость распространения детонации остается постоянной по всей длине трубы, а дефицит скорости зависит от диаметра трубы. При начальном давлении, близком к критическому, возникает спиновая детонация, для которой дефицит скорости составляет порядка 15% от теоретического значения скорости детонации Чепмена-Жуге. Для неустойчивых детонаций установлено, что после спинового режима детонационная волна продолжает распространяться в виде галопирующей детонации. Показано, что дефицит скорости резко возрастает вблизи критического значения отношения диаметра трубы к размеру детонационной ячейки, которое по экспериментальным данным равно примерно 0,3.

Для узких кольцевых каналов [88] регулирующим параметром является отношение гидравлического диаметра канала (удвоенная толщина) к размеру

детонационной ячейки. Показано, что для стабильных смесей минимальная установившаяся скорость в кольцевом канале составляет около 80% от теоретического значения скорости детонации Чепмена-Жуге, а для неустойчивых смесей - около 70%. При этом отношение гидравлического диаметра канала к размеру детонационной ячейки смеси, при котором происходит резкое уменьшение скорости распространения детонации, находится в диапазоне от 0.008 до 0.028.

Как показано выше, большое количество работ посвящено исследованиям, направленным на выявление способов и закономерностей ослабления детонации. Такой интерес обусловлен актуальностью вопросов взрыво- и пожаробезопасности. Однако, несмотря на большое количество исследований, сведения о степени влияния отдельных геометрических параметров преграды на дефицит скорости детонации недостаточно полны. Обобщение известных критериев затухания детонационных волн также неполно и требует дополнительных исследований, основанных на аналитических, численных и особенно экспериментальных данных. Однако проведение экспериментов осложняется опасностью возникновения взрывоопасных ситуаций, а современные измерительные приборы не всегда позволяют исследователям в полной мере получить все характеристики изучаемых явлений. В связи с этим целью данной работы является разработка математической технологии расчета задачи взаимодействия ячеистой детонационной волны с жесткой проницаемой преградой. Решение рассматриваемой задачи в предлагаемой постановке позволит выявить степень влияния различных геометрических параметров преграды на затухание детонации в водородно-воздушных смесях. Эти данные позволят получить и обобщить закономерности о влиянии различных параметров на интенсивность детонационных волн и разработать способы снижения интенсивности и подавления детонационных волн.

Тем самым, представляется **актуальным:**

- адаптировать физико-математическую модель, созданную на основе пакета ANSYS Fluent с использованием упрощенного кинетического механизма

горения водорода в воздухе, на задачи инициирования, ослабления и реципициирования газовой детонации;

- получить зависимости характеристик детонационной волны, распространяющейся по открытым областям и в каналах, от геометрических параметров различных препятствий;

- оценить влияние геометрических параметров препятствий на степень ослабления детонации.

Целью работы является анализ влияния присутствия твердых тел на возбуждение, распространение и ослабление детонации в газовых средах.

Задачами настоящей работы являются:

- Тестирование расчетного алгоритма по экспериментальным данным и по теоретическим критериям оценки энергии инициирования детонации, необходимое для дальнейших расчетов задач о взаимодействии детонационных волн с различными объектами.

- Численное моделирование взаимодействия ячеистой детонационной волны с жесткой проницаемой преградой, состоящей из наборов жестко закрепленных твердых объектов, равномерно распределенных в расчетной области.

- Получение зависимостей интенсивности детонационных волн при взаимодействии с различными преградами от их геометрических параметров.

- Оценка степени влияния геометрических параметров преграды на эффективность ослабления детонации.

Научная новизна заключается в следующем.

1. Показано, что достаточно простой одностадийный механизм химических реакций, отлаженный на экспериментальных данных о времени задержки воспламенения, скорости детонационной волны и размере детонационной ячейки, позволяет достаточно точно воспроизводить режимы сложных детонационных течений, наблюдаемые в экспериментах, а также получить значение энергии инициирования детонации, хорошо коррелирующее с теоретической оценкой.

2. Показано, что несмотря на трехмерную природу детонационной ячейки, двумерное моделирование позволяет адекватно воспроизводить особенности

детонационных течений, о чем свидетельствует корреляция режимов наклонных детонационных волн, получаемых в расчетах, с теоретической моделью и экспериментальными данными.

3. Показано, что при прохождении детонационной волны по каналу потери тепла на изотермических и теплопроводных стенках близки, а максимальный тепловой поток наблюдается вблизи фронта детонационной волны. Поскольку время прохождения детонационной волны значительно меньше характерного времени нагрева стенок, температура стенок меняется слабо, и режимы течения, реализующиеся при указанных температурных условиях на стенке, близки. В случае адиабатических граничных условий на стенках скорость детонационной волны заметно выше из-за отсутствия теплотерь.

5. Подтверждены и конкретизированы закономерности ослабления детонации, наблюдаемые экспериментально и полученные численно другими авторами.

6. Оценен вклад геометрических параметров преграды в виде зависимостей скорости распространения детонации по длине канала на степень ослабления детонации. Показано, что уменьшение вертикального расстояния между препятствиями оказывает более сильный эффект на ослабление детонации, чем уменьшение горизонтального расстояния. Количество рядов препятствий также оказывает более сильное влияние на ослабление детонации по сравнению с изменением удельного объема препятствий.

7. Показано, что горизонтальное расстояние между объектами преграды и их диаметр не являются самостоятельными параметрами, влияющими на интенсивность детонации. Их изменение при фиксированной длине преграды приводит к изменению удельного объема препятствий, изменению количества рядов препятствий и коэффициента блокировки канала, что уже в свою очередь оказывает влияние на ослабление детонации.

Теоретическая и практическая ценность работы заключается в адаптации физико-математической модели, разработанной на основе пакета ANSYS Fluent с использованием упрощенных кинетических механизмов

химических реакций для горения водорода в воздухе, для задач инициирования, ослабления и ре-инициирования газовой детонации; дополнении, обобщении, конкретизации и оценке степени влияния различных геометрических параметров преграды на ослабление детонационной волны; а также в выявлении косвенных факторов, влияющих на интенсивность распространения детонации при ее взаимодействии с жесткой проницаемой преградой.

Достоверность полученных **результатов** подтверждается тестированием физико-математической модели и расчетного алгоритма по экспериментальным данным и теоретической модели, соответствием результатов известным экспериментальным данным и расчетным данным других авторов, сходимостью результатов на различных расчетных сетках.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Результаты тестирования и отладки физико-математической модели и кинетического механизма химических реакций для описания процессов инициирования, распространения и ослабления газовой детонации в водородно-воздушной смеси.

2. Результаты расчетов распространения детонации в стехиометрической топливно-воздушной смеси в канале с жесткой проницаемой преградой: картины течения, режимы распространения, зависимости скорости детонации от различных геометрических параметров преграды.

3. Результаты анализа степени влияния параметров на интенсивность распространения детонации, сравнение полученных результатов с известными численными и экспериментальными данными, выявление косвенных факторов, влияющих на интенсивность детонации.

Апробация результатов исследования. Результаты, полученные в рамках настоящей работы, представлялись и обсуждались на семинарах под руководством академика РАН Фомина В.М., профессора Федорова А.В. (ИТПМ СО РАН), а также на:

- XV, XVI и XVII Всероссийском семинаре "Динамика Многофазных Сред" (Новосибирск, 2017, 2019 и 2021гг.);

- XI Всероссийской научной конференции молодых ученых «Наука. Технологии. Инновации» (Новосибирск, 2017г.);
- XII, XIII, XIV, XVI и XVII Всероссийских конференциях молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии» (Новосибирск - Шерегеш, 2018, 2019, 2020, 2021, 2022, 2023гг.);
- VIII и X Всероссийской научной конференции с международным участием «Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики» (Томск, 2019 и 2020гг.);
 - XX и XXI Международной конференции по методам аэрофизических исследований, ISMAR (Новосибирск, 2020 и 2022гг.);
 - X Международный симпозиум «Неравновесные процессы, плазма, горение и атмосферные явления» (NEPCAP-2022) (Сочи, 2022г.);
 - Всероссийский научный симпозиум по проблемам аэромеханики и газовой динамики, посвященный 100-летию со дня рождения академика Горимира Горимировича Чёрного (Москва, 2023г.).

Публикации по теме диссертации. Общее число публикаций по материалам диссертации – 24, в том числе 3 статьи в журналах из списка ВАК, 3 статьи в рецензируемых научных журналах (Web of Science и Scopus), 3 статьи в сборниках трудов конференций (Web of Science, Scopus) и 15 публикаций в тезисах конференций различного уровня (РИНЦ). Большинство работ выполнено в соавторстве с научным руководителем и другими исследователями.

Статьи в рецензируемых журналах из списка ВАК

1. 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.
2. И.А. Бедарев, В.М. Темербеков, Двумерное моделирование ослабления детонационной волны при ее прохождении через область с круговыми препятствиями // Письма в ЖТФ, 2021, Т. 47, № 14. С. 8-10.

3. Бедарев И.А., Сыроватень А.А., Темербеков В.М. Численное моделирование формирования наклонной детонации быстролетящим телом в водород-воздушной смеси // Физика горения и взрыва. DOI: 10.15372/FGV2022.9237

Статьи в рецензируемых журналах (Scopus, WoS)

4. Bedarev I and Temerbekov V. Estimation of the energy of detonation initiation in a hydrogen-oxygen mixture by a high-velocity projectile // Thermal Science, 2021, Vol. 25, No. 5, P. 3889-3897.

5. Tropin D.A., Temerbekov V.M. Numerical simulation of detonation wave propagation through a rigid permeable barrier // International Journal of Hydrogen Energy. 2022. Vol. 47, No. 87. P. 37106-37124.

6. Bedarev I. A., Temerbekov V. M. Modeling of attenuation and suppression of cellular detonation in the hydrogen-air mixture by circular obstacles // International Journal of Hydrogen Energy. 2022. Vol. 47, No. 90. P. 38455-38467.

Статьи в сборниках конференций (Scopus, WoS)

7. Bedarev I.A., Temerbekov V.M., Fedorov A.V. Calculation of detonation initiation in a hydrogen/oxygen/argon mixture in by a small-diameter spherical projectile // "XV All-Russian Seminar "Dynamics of Multiphase Media", DMM 2017" 2018. С. 020003. AIP Conference Proceedings 15.

8. Temerbekov V.M. Calculation of the shock waves interaction with various diameter spheres in hydrogen-air mixture // IOP Journal of Physics: Conf. Series 1214 (2019) 012022 IOP Publishing doi:10.1088/1742-6596/1214/1/012022

9. Bedarev I.A., Temerbekov V.M. Estimation of the initiation energy of detonation excited by a fast moving body // Journal of Physics: Conference Series : XVI All-Russian Seminar with international participation "Dynamics of Multiphase Media" (Novosibirsk, 30 Sept. - 5 Oct. 2019). –S.l.: IOP Publishing, 2019. Vol. 1404. P. 012054(5).

Тезисы конференций (РИНЦ)

10. Бедарев И.А., Темербеков В.М., Федоров А.В. Расчет инициирования детонации в водородо-воздушной смеси сферическим снарядом малого диаметра.

// Тезисы XV Всероссийского семинара "Динамика Многофазных Сред" с участием иностранных ученых. Под редакцией А.В. Федорова, В.М. Фомина. 2017. С. 11-12.

11. Темербеков В.М. Моделирование инициирования детонации в смеси водород/кислород/аргон сферическим снарядом // В сборнике: НАУКА. ТЕХНОЛОГИИ. ИННОВАЦИИ в 10 частях. 2017. С. 30-32.

12. Темербеков В.М. Расчет инициирования детонации сферическим снарядом в водород-кислородной смеси на основе пакета ANSYS fluent. // Тезисы докладов XII Всероссийской конференции молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии». Под редакцией В.В. Козлова. 2018. С. 138-139.

13. Темербеков В.М. Моделирование воспламенения водородо-воздушной смеси через взаимодействие ударной волны со сферами Тезисы докладов XIII Всероссийской конференции молодых ученых «Проблемы механики : теория, эксперимент и новые технологии» под ред. В.В. Козлова. – Новосибирск: 2019. С. 154-155.

14. Бедарев И.А., Темербеков В.М. Оценка энергии инициирования детонации возбуждаемой быстролетящим телом // тезисы XVI Всероссийского семинара с участием иностранных ученых «Динамика Многофазных Сред» Новосибирск, 2019. С. 8-9.

15. Темербеков В.М. Расчет взаимодействия ударных волн со сферами различного диаметра в водородо-воздушной смеси // VIII всероссийская молодежная научная конференция "актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики - 2018" Материалы конференции. Под редакцией М.Ю. Орлова. 2019. С. 109-111.

16. Темербеков В.М. Расчет энергии инициирования газовой детонации возбуждаемой сверхзвуковым снарядом // Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии: тезисы докладов XIV Всероссийской школы-конференции молодых ученых (Новосибирск – Шерегеш, 28 февраля – 6 марта 2020 г.). Новосибирск: Параллель, 2020. С. 180–181.

17. Bedarev I.A., Temerbekov V.M. Calculation of a detonation wave interaction with a rigid permeable barrier in a hydrogen-air mixture // XX International conference on the methods of aerophysical research (ICMAR 2020). Abstracts. Russian National Committee on Theoretical and Applied Mechanics, Russian National Committee for IFToMM (International Federation for the Promotion of Mechanism and Machine Science), Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences and etc., 2020. С. 23.

18. Темербеков В.М. Численное моделирование прохождения детонационной волны через цилиндрическую решётку в водородо-воздушной смеси // Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии: Тезисы докладов XV Всероссийской школы-конференции молодых ученых 25 февраля – 5 марта 2021 г., Новосибирск – Шерегеш. Под редакцией А.Н. Шиплюка. 2021. С. 218-219.

19. Темербеков В.М. Расчет подавления газовой детонации многорядной цилиндрической решеткой в водородо-воздушной смеси // X Всероссийская научная конференция с международным участием «Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики -2020» Материалы конференции. Под редакцией М.Ю. Орлова. Томск, 2021. С. 37-40.

20. Бедарев И.А., Темербеков В.М. Численное исследование взаимодействия детонационной волны с многорядной решеткой в водородо-воздушной смеси // Тезисы XVII Всероссийского семинара с международным участием ДИНАМИКА МНОГОФАЗНЫХ СРЕД (ДМС-2021), Новосибирск, 2021. С. 71.

21. Темербеков В.М. Численное исследование ослабления детонационной волны в канале с круговыми препятствиями в водородовоздушной смеси // Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии. тезисы докладов XVI Всероссийской школы-конференции молодых ученых. Новосибирск, 2022. С. 130-131.

22. Temerbekov V.M., Tropin D.A. Numerical study of the attenuation of gas detonation in a channel separated by walls // XXI International Conference on the

Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2022). Abstracts . Novosibirsk, 2022. С. 188-189.

23. Bedarev I.A., Temerbekov V.M. Numerical study of oblique detonation formation by a fast-moving body in a hydrogen-air mixture // XXI International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2022). Abstracts . Novosibirsk, 2022. С. 21.

24. Темербеков В.М., Тропин Д.А. Численное моделирование взаимодействия газовой детонации с твердой проницаемой преградой // Неравновесные процессы: плазма, горение, атмосфера. Москва, 2022. С. 148-150.

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы, включающего 91 наименований. Материал изложен на 119 страницах, включает 6 таблиц, 66 рисунков и схем.

Во **введении** дан обзор литературы, посвященной вопросам инициирования, ре-инициирования, распространения и ослабления газовой детонации. На основе имеющихся литературных данных проведено обобщение различных параметров гасителей детонации и их влияния на интенсивность распространения ДВ. Обоснована актуальность темы диссертации, сформулирована цель диссертации и дано краткое изложение полученных результатов.

Первая глава посвящена описанию и тестированию математической модели и кинетической схемы химических реакций, используемых в работе.

В П. 1.1. дано описание системы уравнений, решаемых в рамках математической модели, уравнений химической кинетики, деталей численного алгоритма.

В П. 1.2. представлены результаты тестирования математической модели и численного алгоритма по экспериментальным данным о формировании режимов наклонной детонации быстролетящим телом (БЛТ) в водород-кислородной смеси, разбавленной аргоном. Представлена постановка задачи, приведены результаты тестирования расчетной сетки и сопоставления полученных в расчетах режимов наклонной детонации с экспериментальными данными. Показано, что

используемая математическая модель достаточно адекватно воспроизводит все режимы, наблюдаемые в эксперименте, а кинетическая схема химических реакций позволяет получить достаточно точное изменение размеров детонационной ячейки смеси в зависимости от начального давления. Показано, что исследуемую задачу, даже для установившихся режимов наклонной детонации следует решать в нестационарной постановке. Представлены результаты собственных расчетов инициирования различных режимов детонации в зависимости от размеров БЛТ, нанесенные на карту режимов для сопоставления с экспериментальными данными. Получено хорошее количественное согласование расчетных и экспериментальных данных.

В П. 1.3. представлены результаты оценки энергии инициирования детонации быстролетящим телом в водород-кислородной смеси. Показано соответствие полученных в расчетах и экспериментах режимов с теоретически предсказанными.

В П.1.4. представлены результаты оценки энергии инициирования детонации быстролетящим телом в водородо-воздушной смеси. На основании проведенной оценки сделан вывод о необходимом начальном давлении и диаметре тела для инициирования того или иного режима горения и детонации. Представлены результаты расчетов, подтверждающие взаимосвязь между значениями подводимой энергии и режимами течения, полученными численно.

Во **второй главе** представлены результаты численного моделирования взаимодействия детонационной волны, распространяющейся по водород-воздушной смеси, с жесткой проницаемой преградой. Преграда представляет собой набор сплошных пластин, разбивающий исходный канал на несколько малых каналов или набор конечноразмерных пластин, регулярно установленных по длине и ширине канала.

В П. 2.1. представлена постановка задачи, описаны начальные и граничные условия. Приведены результаты тестирования расчетной сетки, обоснован выбор размеров сеточного элемента и параметров динамической адаптации для дальнейших расчетов.

В П. 2.2. представлены результаты исследования влияния граничных условий на стенках канала на режим распространения детонации. Показано, что для условий постоянной температуры на стенках и теплопроводных стенок (для которых решалась сопряженная задача теплопроводности) скорость распространения детонации практически не отличаются. Использование стенок с отсутствием теплового потока (адиабатические стенки) приводит к завышенным значениям скорости распространения детонации. Дано объяснения сходства и различий в режимах течения. Обоснован выбор граничных условий на стенках для дальнейших расчетов.

В П. 2.3. приведены результаты расчета задачи о взаимодействии ячеистой детонации с жесткой проницаемой преградой представляющей собой набор сплошных пластин, разбивающий исходный канал на несколько малых каналов. Исследования проведены для ширины малых каналов в диапазоне от 3.75 мм до 25 мм. Построены траектории движения тройных точек, выявлены режимы распространения детонации в ячеистом режиме при ширине малых каналов большей, чем поперечный размер детонационной ячейки ($\lambda = 12.5$ мм) и с изменением ячеистой структуры детонационной волны при ширине малых каналов меньшей чем поперечный размер детонационной ячейки, что коррелирует с известными экспериментальными данными. Построены зависимости скорости распространения детонации по длине канала для различной ширины малых каналов. Показано, что изменение ширины малых каналов в рассматриваемом диапазоне приводит к реализации режимов распространения детонации с постоянной скоростью, меньшей чем скорость распространения детонации Чепмена-Жуге. Уменьшение ширины малых каналов слабо влияет на результирующую скорость.

В П. 2.4. представлены результаты численного моделирования взаимодействия детонационной волны с жесткой проницаемой преградой представляющей собой набор конечноразмерных пластин, регулярно установленных по длине и ширине канала. Расчеты проводились для пластин фиксированной толщины. Изменялся зазор между пластин по вертикали,

горизонтальное расстояние между пластинами и их длина. Показано, что такая постановка задачи приводит к вырождению детонационной ячейки смеси. Уменьшение расстояния между пластинами в совокупности с уменьшением их длины приводит к более раннему вырождению детонационной ячейки. Построены зависимости скорости распространения детонации для различных геометрических параметров пластин. Показано, что увеличение удельного объема пластин и увеличение количества рядов пластин приводит к уменьшению скорости распространения детонации. Уменьшение зазора между пластинами меньше размера детонационной ячейки смеси усиливает этот эффект. Получены режимы распространения устойчивой детонации, режимы с расщеплением фронта детонационной волны и режим распространения схожий с галопирующей детонацией, а также режим срыва детонации. Оценено влияние удельного объема пластин и их количества в канале на дефицит скорости распространения детонации.

В **третьей главе** представлены результаты численного моделирования взаимодействия детонационной волны, распространяющейся по водород-воздушной смеси, с жесткой проницаемой преградой, представляющей собой набор круговых препятствий, регулярно установленных в расчетной области в шахматном порядке.

В П. 3.1. представлена постановка задачи, описаны начальные и граничные условия. Приведены результаты исследования сходимости решения по расчетной сетке, обоснован выбор размеров сеточного элемента и параметров динамической адаптации для дальнейших расчетов.

В П. 3.2. приведены результаты исследования влияния количества рядов препятствий при фиксированных геометрических параметрах. Обоснован критерий остановки расчета. Показано, что для реализации режима срыва детонации без дальнейшего ре-инициирования достаточно 15 рядов круговых препятствий диаметром 10 мм и расстоянием между препятствиями 10 мм. Показано, что математическая модель и кинетическая схема адекватно

воспроизводят изменение кинетики водорода в воздухе вблизи третьего предела самовоспламенения.

В П. 3.3. представлены результаты исследования влияния масштабных эффектов на ослабление детонации. Показано, что пропорциональное увеличение расчетной области и геометрических параметров преграды в два раза приводит к реализации режима распространения детонации без срыва.

В П. 3.4. исследовано влияние расстояния между объектами преграды, отнесенного к размеру детонационной ячейки смеси (l/λ и h/λ), на степень ослабления детонации. Построены зависимости скорости распространения детонации. Показано, что уменьшение горизонтального расстояния между препятствиями (l/λ), приводит к увеличению удельного объема препятствий и увеличения количества рядов препятствий на единицу длины, что влияет на сокращение критической величины длины преграды и способствует ослаблению детонации. Выявлено, что уменьшение вертикального расстояния между препятствиями (h/λ) приводит к более интенсивному ослаблению детонации. Исследовано влияние диаметра круговых препятствий, отнесенного к размеру детонационной ячейки смеси (d/λ) на ослабление детонации. Построена карта режимов срыва и распространения детонации. Представлен анализ полученных результатов.

В **заключении** сформулированы основные выводы диссертационной работы.

Благодарности. Автор работы выражает искреннюю благодарность научному руководителю Бедареву Игорю Александровичу, с.н.с лаборатории №12 к.ф.-м.н., Тропину Дмитрию Анатольевичу, а также сотрудникам лаборатории №12 ИТПМ СО РАН им. С.А. Христиановича за ценные советы, помощь и рекомендации при обсуждении результатов работы на лабораторных семинарах.

Исследования проведены при поддержке грантов:

1. Проект РФФИ № 17-08-00634 А «Моделирование локальных характеристик сопротивления, теплообмена и воспламенения микро- и наночастиц в потоке за проходящими ударными волнами» (2017 – 2019 гг.)

2. Проект РФФИ № 20-38-90178 Аспиранты «Математическое моделирование взаимодействия ударных и детонационных волн с жесткой проницаемой преградой» (2020 – 2022 гг.)

3. Проект РФФИ № 21-79-10083 «Исследование управления гомогенными, гетерогенными и гибридными детонационными процессами твердыми инертными компонентами» (2021 – 2024 гг.)

4. Проект РФФИ № 22-29-00861 «Исследование прямого инициирования детонации и перехода дефлаграции в детонацию при взаимодействии горючих смесей с быстролетающими телами» (2022 – 2023 гг.)

Глава 1. Математическая модель горения и детонации в высокоскоростном потоке реагирующей газовой смеси

В данной главе представлено описание и приведены результаты тестирования математической модели и кинетических схем химических реакций, используемых в работе.

1.1. Описание математической модели, вычислительной технологии и кинетических механизмов химических реакций в водородных и углеводородных смесях

Рассматриваемые в рамках настоящего исследования задачи решались в двумерной постановке в расчетном пакете ANSYS Fluent. Математическая модель, описывающая формирование детонации, а также взаимодействие детонационных волн с преградой, представляет собой законы сохранения массы импульса и энергии, записанные для газовой фазы:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p + \eta \Delta \vec{v} + \eta \frac{2}{3} \nabla(\nabla \cdot \vec{v}) \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v}(\rho E + p)) = \nabla \cdot (k_{\text{eff}} \nabla T - \sum_i h_i \vec{J}_i) + S_h \quad (1.3)$$

где ρ – плотность; \vec{v} – вектор скорости; p – статическое давление; k_{eff} – эффективная теплопроводность; \vec{J}_i – диффузионный поток i -го компонента смеси; S_h – источниковый член, включающий тепло химических реакций; η – динамическая вязкость. Полная энергия реагирующей газовой смеси E определяется как:

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

где энтальпия $h = \sum_i \xi_i h_i$, $i = 1 \dots 4$. Здесь ξ_i и h_i - массовая концентрация и энтальпия i -ой компоненты смеси.

Для случая твердых теплопроводных стенок закон сохранения энергии имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s h_s) = \nabla \cdot (k_s \nabla T_s) \quad (1.4)$$

где ρ_s , k_s , T_s , h_s — плотность, теплопроводность, температура и энтальпия материала стенок соответственно. Энтальпия материала стенок определяется как:

$$h_s = \int_{T_{ref}}^{T_s} C_{p_s} dT_s$$

где T_{ref} – начальная температура стенок; C_{p_s} – теплоемкость материала стенок.

Система уравнений (1.1)-(1.4) дополнялась уравнением состояния многокомпонентного идеального газа:

$$p = \rho T \frac{R}{M_w} \quad (1.5)$$

Здесь R – универсальная газовая постоянная, M_w – молярная масса смеси газов.

В рамках используемой модели, динамическая вязкость многокомпонентной газовой смеси рассчитывается как:

$$\eta = \frac{\sum_i X_i \eta_i}{\sum_j X_j \phi_{ij}},$$

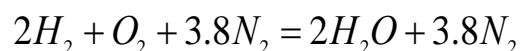
$$\phi_{ij} = \left[1 + \left(\frac{\eta_i}{\eta_j} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{wi}}{M_{wj}} \right)^{\frac{1}{4}} \right]^2 / \left[8 \left(1 + \frac{M_{wi}}{M_{wj}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

Здесь X_i и M_{wi} – молярная концентрация и молярная масса i -го компонента смеси соответственно. Аналогичным образом определяется эффективная теплопроводность смеси газов.

Для получения диффузионного потока массы используются уравнения Максвелла-Стефана [89]. Коэффициенты диффузии определяются из обобщенного закона Фика [90].

Система уравнений (1.1) – (1.5) дополнялась SST-модификацией $k-\omega$ модели турбулентности [91], а также кинетической схемой химических реакций.

Химические превращения описывались с помощью приведенной кинетической схемы горения водорода в воздухе. Одностадийная Аррениусова кинетика описывалась одной брутто-реакцией для 4 компонент: H_2 , O_2 , H_2O и N_2 или Ar. Для смеси водород-воздух уравнение реакции записывается в следующем виде:



Уравнения химической кинетики можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\xi_i}{dt} = \chi_i, i = 1, 2, 3 \quad (1.6)$$

$$\chi_i = -v_i M_{w_i} \chi, \quad \chi_1 = -v_1 M_{w_1} k_f \left(\frac{\rho \xi_1}{M_{w_1} \cdot 10^3} \right)^m \left(\frac{\rho \xi_2}{M_{w_2} \cdot 10^3} \right)^n k_f = k T^w e^{-\frac{E_a}{RT}},$$

где χ – скорость химической реакции, зависящая от плотности, концентрации и температуры смеси; k_f – коэффициент скорости химической реакции. Константами, которые определялись для этой модели, являются: k, E_i, m, n, w, q , где k – предэкспоненциальный множитель, E_a – энергия активации, m, n, w – показатели степени, q – теплота химической реакции. Данная кинетическая схема была верифицирована по времени задержки воспламенения, скорости детонации и размеру детонационной ячейки [92], [41].

Для аппроксимации по времени использовалась неявная схема второго порядка, для пространственной аппроксимации – противопотоковая схема второго порядка, метод расщепления вектора потока – AUSM.

1.2. Расчет задачи о формировании режимов наклонной детонации быстролетающим телом

1.2.1. Постановка задачи

Математическое моделирование, результаты которого представлены в данном разделе, основывается на экспериментальной работе [93]. На рисунке 1.1. представлена схема моделирования. На вход в расчетную область подавалась предварительно перемешанная стехиометрическая водород-кислородная смесь, разбавленная аргоном ($2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$), со следующими параметрами: скорость $V = 1.24 \pm 0.03 D_{CJ}$, статическая температура $T_{cm} = 295 \text{ K}$, начальное давление $P_{cm} = 121\text{-}141 \text{ кПа}$. В работе [93] использовался сферический снаряд диаметром $d = 3.18 \text{ мм}$. В данной работе, кроме расчетов по экспериментальным данным, была произведена серия симуляций при $P_{cm} = 121 \text{ кПа}$ и $P_{cm} = 141 \text{ кПа}$ с меняющимся диаметром снаряда. Задача решалась в двумерной осесимметричной постановке.

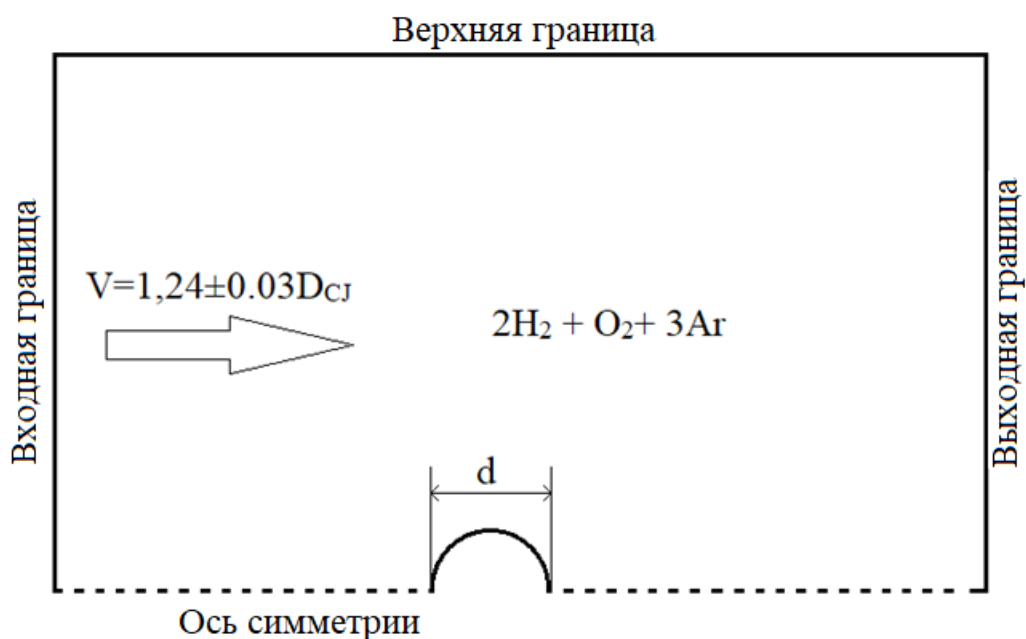


Рисунок 1.1. Схема моделируемой области.

1.2.2. Тестирование расчетной сетки

Для расчетов была построена структурированная расчетная сетка, состоящая из элементов четырехугольной формы (рисунок 1.2а). Затем непосредственно в ходе расчетов применялась динамическая адаптация исходной сетки по градиенту плотности, что позволяет значительно увеличить ее разрешающую способность (рисунок 1.2б).

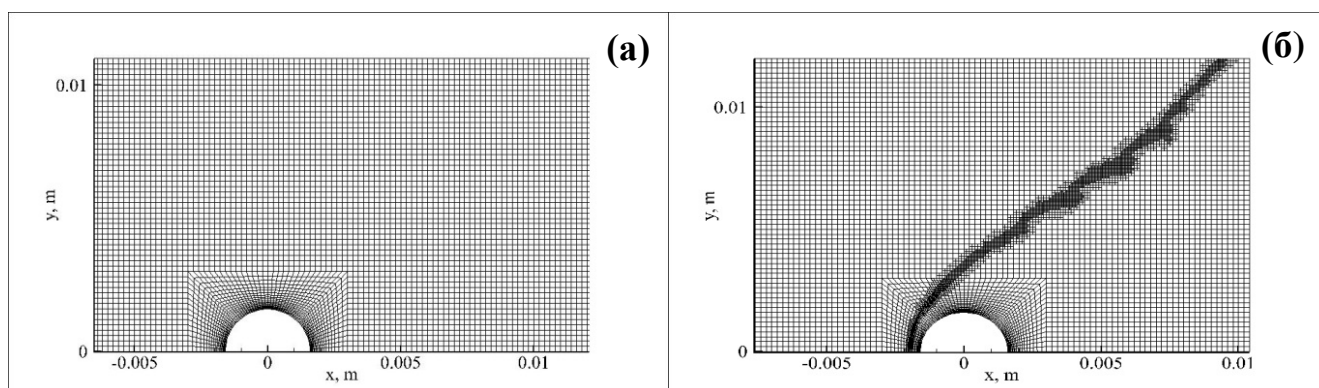


Рисунок 1.2. Фрагменты расчетной сетки.

Условные обозначения: (а) – изначальная сетка. (б) – адаптированная сетка.

Суть такой адаптации состоит в увеличении количества элементов сетки в местах повышенных градиентов плотности. Такое увеличение достигается путем дробления ячейки расчетной сетки. Так при коэффициенте адаптации $k_a = 1$, в местах повышенного градиента плотности, шаг сетки уменьшается в два раза, что приводит к дроблению сеточного элемента на четыре части. При коэффициенте адаптации $k_a = 2$ шаг сетки уменьшается в четыре раза и элемент расчетной сетки разбивается на шестнадцать частей. Для $k_a = 3$ сеточный элемент дробится на шестьдесят четыре части, для $k_a = 4$ на двести пятьдесят шесть частей, то есть увеличение коэффициента адаптации приводит к увеличению количества дроблений в четыре раза. На рисунке 1.3. Представлены результаты проверки сходимости решения по сетке для коэффициента адаптации $k_a = 1-4$.

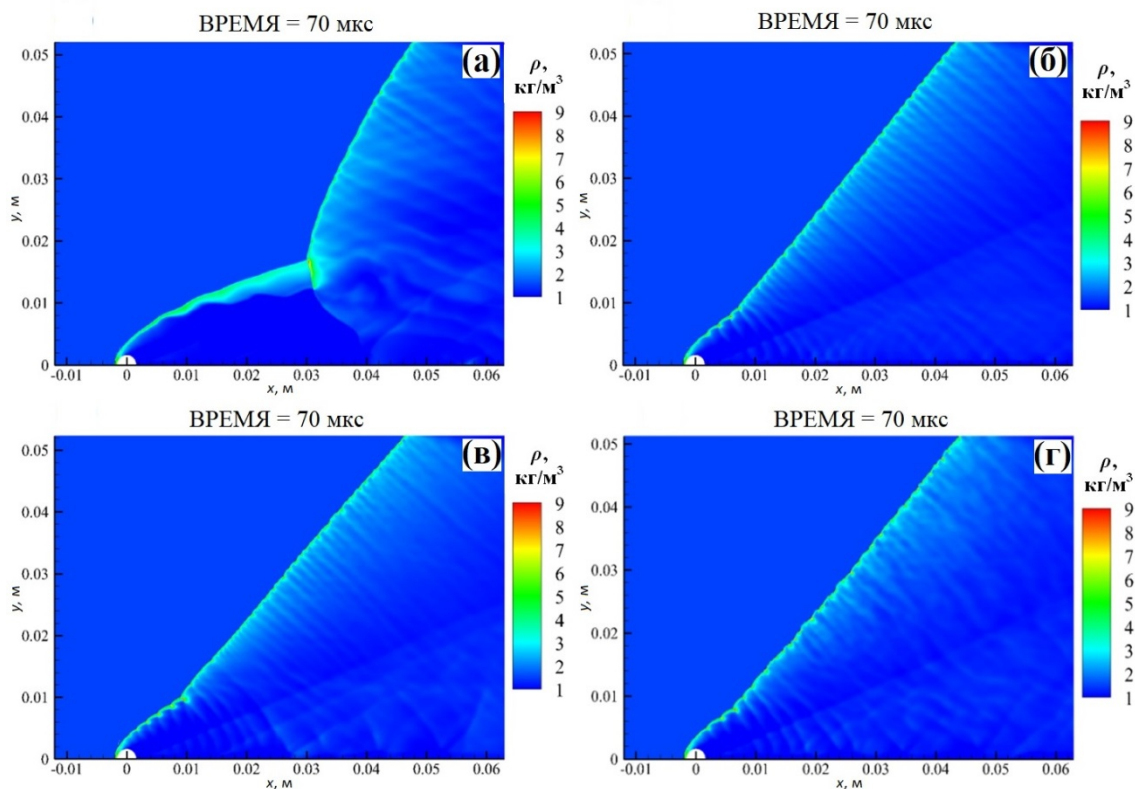


Рисунок 1.3. Расчетные поля плотности при $P_{cm} = 141$ кПа и $d = 3.18$ мм. Условные обозначения: (а) – $k_a = 1$; (б) – $k_a = 2$; (в) – $k_a = 3$; (г) – $k_a = 4$.

Результаты моделирования показывают, что при коэффициенте адаптации $k_a = 1$ не удается воспроизвести режим стабилизированной наклонной детонации. Детонационная волна оказывается неустойчивой, постепенно отходит и покидает границы расчетной области. В итоге формируется режим, не соответствующий экспериментально полученному при $P_{cm} = 141$ кПа. При $k_a = 2$ удается добиться картины течения, схожей с экспериментальной, и получить адекватное согласование размеров детонационной ячейки смеси с известными экспериментальными данными. При $k_a = 3$ картина течения не претерпевает значительных изменений, наблюдается незначительное уменьшение среднего размера детонационной ячейки. Дальнейшее увеличение коэффициента адаптации не приводит к уменьшению размера детонационной ячейки, при этом ячейка становится менее регулярной.

1.2.3. Результаты расчетов, сравнение с экспериментом

Первоначально расчеты инициирования детонации проведены в стационарной постановке. На рисунке 1.4 представлены расчетные поля статической температуры и теневая экспериментальная фотография из работы [93] для статического давления набегающего потока $P_{cm} = 141$ кПа. Как видно из сравнения, расчетная и экспериментальная картины течений для режима с наклонной детонационной волной совпадают, однако стационарный расчет не позволяет разрешить нестационарную ячеистую структуру детонационной волны, и фронт волны получается плоским.

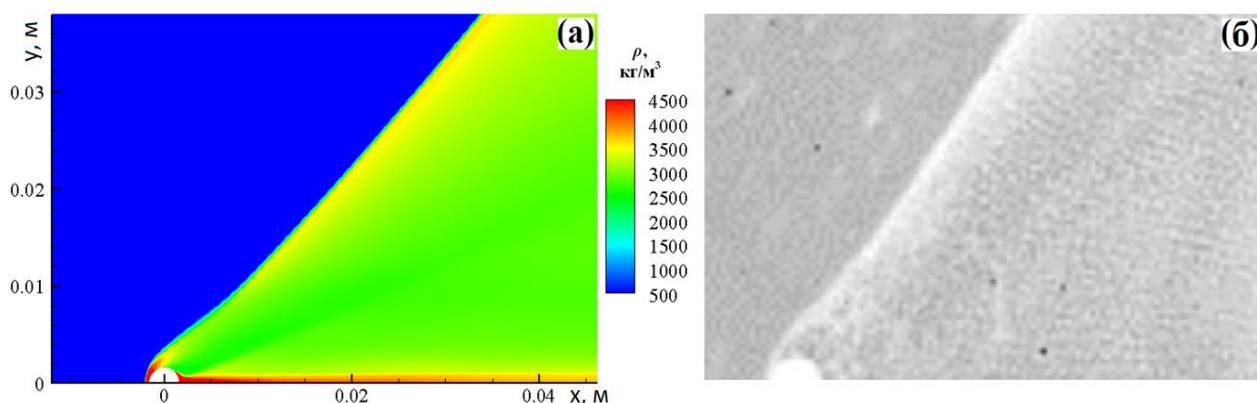


Рисунок 1.4. Наклонная детонационная волна при $P_{cm} = 141$ кПа.

Условные обозначения: (a) – поле статической температуры; (b) – экспериментальная теневая фотография из [93].

Далее моделирование выполнялось в нестационарной постановке. В этом случае проводилась динамическая адаптация расчетной сетки по градиенту плотности, суть и параметры которой описаны выше. На рисунке 1.5 представлено сравнение режимов горения и детонации, полученных как численно (поля плотности сверху), так и экспериментально (теневые фотографии снизу). На рисунке 1.5а (сверху) показано поле плотности, воспроизводящее наклонную детонационную волну при $P_{cm} = 141$ кПа. Нестационарная постановка задачи позволяет получить ячеистую структуру детонации. Размер детонационной ячейки, который в данных условиях в расчете составляет $1 \div 1.5$ мм, согласуется с

данными, известными из экспериментов. В эксперименте ячеистая структура разрешается слабо, а расчет позволяет уловить детальную структуру.

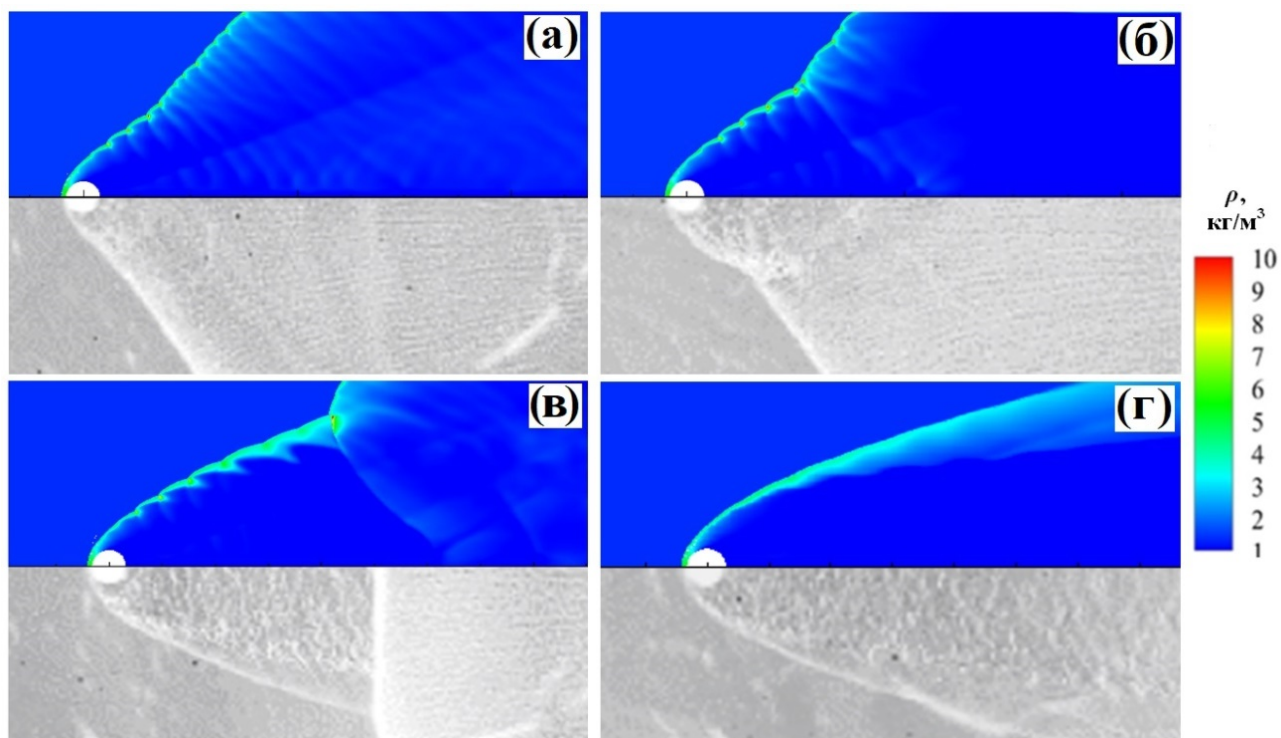


Рисунок 1.5. Расчетные поля плотности (сверху). Экспериментальные теневые фотографии (снизу).

Условные обозначения:

- (а) – наклонная детонационная волна (НДВ) при $P_{см} = 141$ кПа;
- (б) – тип «Соломенная шляпа» со стабилизированной НДВ при $P_{см} = 136$ кПа;
- (в) – тип «Соломенная шляпа» с отходящей НДВ при $P_{см} = 131$ кПа;
- (г) – ударно-инициированное горение при $P_{см} = 121$ кПа.

Для $P_{см} = 136$ кПа (рисунок 1.5б) удалось получить структуру детонационной волны, которая в эксперименте из-за ее характерной формы названа «соломенная шляпа». При снижении статического давления набегающего потока увеличивается время задержки воспламенения смеси и вследствие этого начинает происходить отставание детонационной волны от тела и ее разделение на головную волну в непосредственной близости от тела и наклонную детонационную волну вдали от него.

Режим течения при $P_{см} = 131$ кПа (рисунок 1.5в) в работе [93] назван «соломенная шляпа» с ослабленной/отходящей детонационной волной.

Наклонная детонационная волна в данном случае неустойчива, и с течением времени перемещается вниз по потоку. Данный режим является переходным между так режимом «соломенная шляпа» при $P_{cm} = 136$ кПа и режимом ударно-инициированного горения при $P_{cm} = 121$ кПа.

На рисунке 1.5г представлены результаты расчета и эксперимента для режима ударно-инициированного горения при $P_{cm} = 121$ кПа. Некоторая нестационарность потока наблюдается только вблизи снаряда и не оказывает влияния на структуру течения в целом. Для данных параметров набегающего потока характерно укрупнение размера детонационной ячейки до некоторого критического. При этом формирования наклонной детонационной волны не происходит. Данный режим горения можно получить в стационарной постановке, так как детонационная волна не формируется и необходимость разрешать ее нестационарную ячеистую структуру отсутствует. Горение инициируется за ударной волной, и режим получается установившимся во времени.

В результате моделирования удалось добиться хорошего качественного согласования расчетных и экспериментальных данных. Помимо сходства картин течения, для каждого начального давления удалось получить значения размеров детонационной ячейки, близкие к экспериментальным. На рисунке 1.6 представлены фрагменты фронта детонационной волны для различных режимов при $P_{cm} = 131-141$ кПа.

Рисунок 1.6 наглядно демонстрирует увеличение размера детонационной ячейки при уменьшении начального давления. Аналогичную тенденцию демонстрирует карта режимов численных и экспериментальных данных (рисунок 1.7) в зависимости от отношения диаметра снаряда к размеру детонационной ячейки и отношения скорости полета к скорости детонации Чепмена-Жуге.

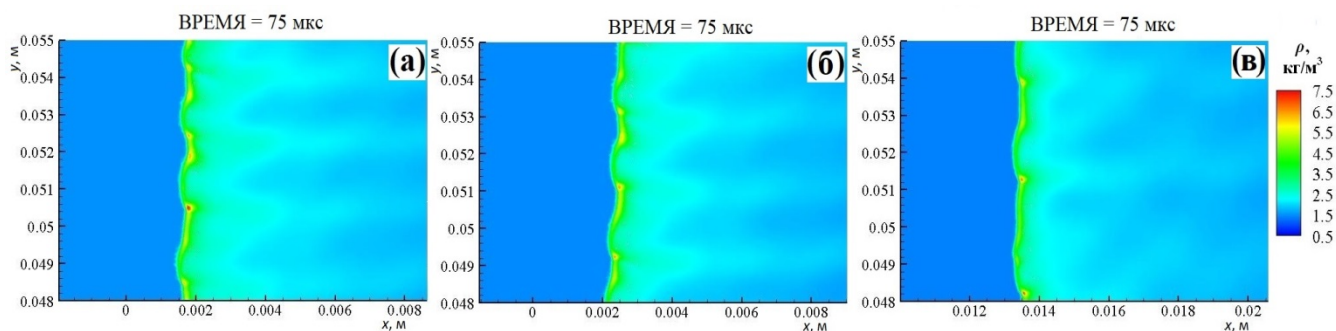


Рисунок 1.6. Фрагменты фронта детонационной волны. Поля плотности.

Условные обозначения:

- (а) – наклонная детонационная волна (НДВ) при $P_{cm} = 141$ кПа;
- (б) – тип «Соломенная шляпа» со стабилизированной НДВ при $P_{cm} = 136$ кПа;
- (в) – тип «Соломенная шляпа» с отходящей НДВ при $P_{cm} = 131$ кПа.

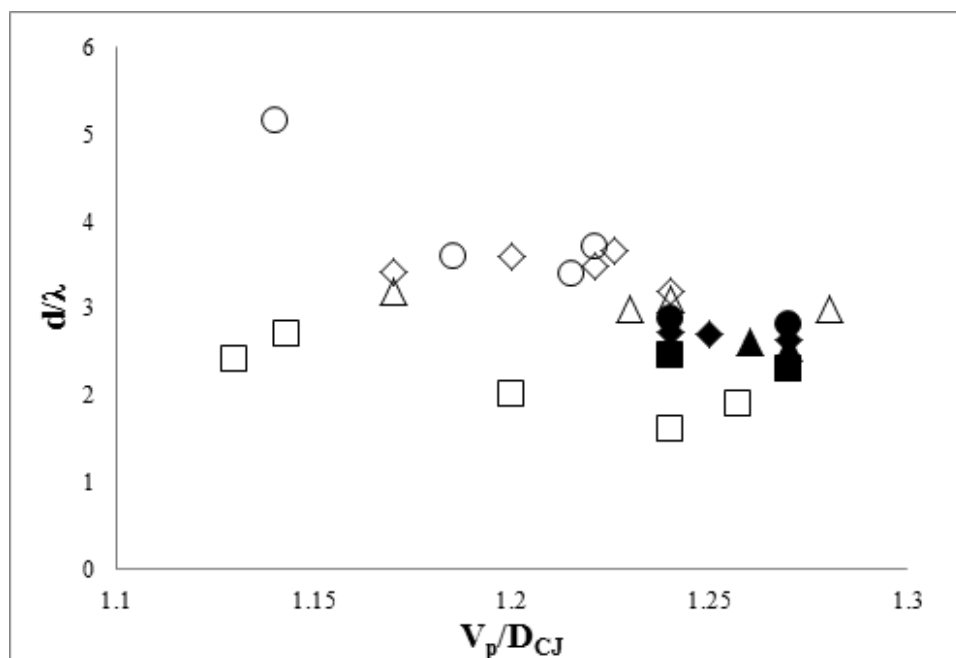


Рисунок 1.7. Карта режимов наклонных детонационных волн.

Условные обозначения:

- темные символы – результаты расчетов;
- светлые символы – экспериментальные данные;
- (○●) – наклонная детонационная волна (НДВ);
- (◇◆) – тип «Соломенная шляпа» со стабилизированной НДВ;
- (Δ▲) – тип «Соломенная шляпа» с отходящей НДВ;
- (□■) – ударно-инициированное горение.

1.3. Оценка энергии инициирования детонации

1.3.1. Методика оценки энергии инициирования детонации

В настоящей работе имеет место случай цилиндрического возбуждения детонации при помощи быстролетящего тела. В работе [94] был сформулирован критерий для данного случая: работа сил аэродинамического сопротивления на единице длины при движении быстролетящего тела по взрывчатой смеси должна превышать минимальную энергию цилиндрического инициирования многофронтной детонации.

$$c_x \pi d^2 \rho_0 V^2 / 8 \geq \beta E_{2*} \quad (1.7)$$

Здесь c_x - коэффициент аэродинамического сопротивления; d - диаметр миделева сечения тела; ρ_0 - начальная плотность смеси; V - скорость полета тела; E_{2*} - критическая энергия инициирования цилиндрической детонации; β - коэффициент эквивалентности между точечным и неточечным инициаторами.

Критическую энергию инициирования цилиндрической детонации можно определить следующим образом:

$$E_{2*} = A_2 \rho_0 D_0^2 b^2, \quad (1.8)$$

где D_0^2 - скорость идеальной детонации Чепмена – Жуге; b - продольный размер детонационной ячейки; A_2 - безразмерный коэффициент, зависящий от вида горючей смеси.

Для определения коэффициента A_2 следует обратиться к работе [95]. Энергия инициирования детонации в определенное число раз превышает энергию соударения поперечных волн, имеющую смысл энергии инициирования элементарной ячейки. Следовательно, можно предположить, что энергия инициирования детонации во столько раз превышает энергию инициирования элементарной ячейки E_1 , во сколько раз площадь круга критического диаметра (цилиндрический случай) превышает площадь элементарной ячейки.

$$E_{2*} = E_1 \frac{\pi d_*^2}{2ab} \quad (1.9)$$

Здесь d_* - критический диаметр; a - поперечный размер детонационной ячейки; b - продольный размер детонационной ячейки.

Энергию инициирования элементарной ячейки E_1 можно определить как:

$$E_1 = 4\varepsilon\alpha\rho_0 D_0^2 b^2 \quad (1.10)$$

где ε - безразмерная энергия инициирования в ячейке; α - коэффициент, определяемый из закона сохранения энергии в автомодельной задаче о сильном точечном взрыве в инертной среде. Коэффициенты α и ε зависят от газовой смеси и слабо изменяются.

Следует отметить, что авторы работ [94], [95] говорят о применимости данной методологии только для оценочных расчетов. Однако, учитывая постановку задачи в настоящей работе, именно такая методология является наиболее оправданной и для количественного сравнения.

Для представления результатов рассчитывалось отклонение подводимой энергии (левая часть неравенства (1.7)) от критической энергии, необходимой для инициирования детонации (правая часть неравенства (1.7)):

$$\delta = \frac{c_x \pi d^2 \rho_0 \omega^2 - \beta E_{2*}}{\beta E_{2*}} \cdot 100\% \quad (1.11.)$$

1.3.2. Результаты оценки энергии инициирования детонации

Для представленных расчетных данных была произведена оценка энергии инициирования детонации для каждого из режимов по формулам (1.7) – (1.11). На рисунке 1.8 представлено отклонение подводимой энергии от критической по формуле (1.11) для каждого начального давления при диаметре снаряда $d = 3.18$ мм.

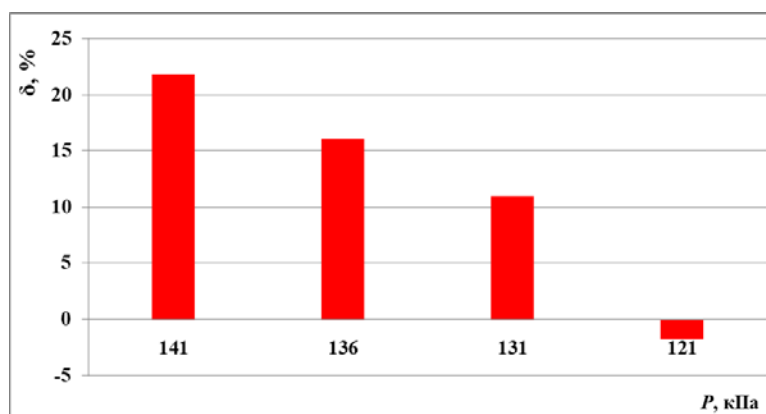


Рисунок 1.8. Отклонение подводимой энергии от критической для $d = 3.18$ мм и $P_{cm} = 121 - 141$ кПа.

Анализ отклонения подводимой энергии от критической позволяет сделать вывод о том, что для инициирования стабилизированной наклонной детонации (рисунок 1.5а) подводимая энергия должна значительно превышать критическую примерно на 20%. Уменьшение начального давления приводит к уменьшению размера детонационной ячейки, что наблюдается как численно, так и экспериментально. Уменьшение размера ячейки приводит к уменьшению энергии инициирования этой ячейки (формула 1.10) и уменьшению энергии инициирования цилиндрической детонации (формула 1.9). В результате для начального давления $P_{cm} = 136$ кПа отклонение подводимой энергии от критической составляет примерно 16 %, а в расчетах и эксперименте наблюдается деформирование детонационной волны (тип «Соломенная шляпа» со стабилизированной НДВ, рисунок 1.5б). Для начального давления $P_{cm} = 131$ кПа отклонение подводимой энергии от критической составляет 11 %, однако этого недостаточно для инициирования устойчивой детонации. В результате наблюдается переходный режим - «Соломенная шляпа» с отходящей НДВ (рисунок 1.5в). Для наименьшего давления $P_{cm} = 121$ кПа подводимая энергия меньше критической примерно на 2 %. Недостаток подводимой энергии приводит к режиму ударно-инициированного горения (рисунок 1.5г).

Для начального давления $P_{cm} = 141$ кПа была проведена серия расчетов для тел диаметром $d = 3.18 - 3.8$ мм. Помимо режима ударно-инициированного горения, полученного ранее для $d = 3.18$ мм, были получены все режимы,

наблюдаемые в эксперименте. На рисунке 1.9 представлено отклонение подводимой энергии от критической для расчетных данных.

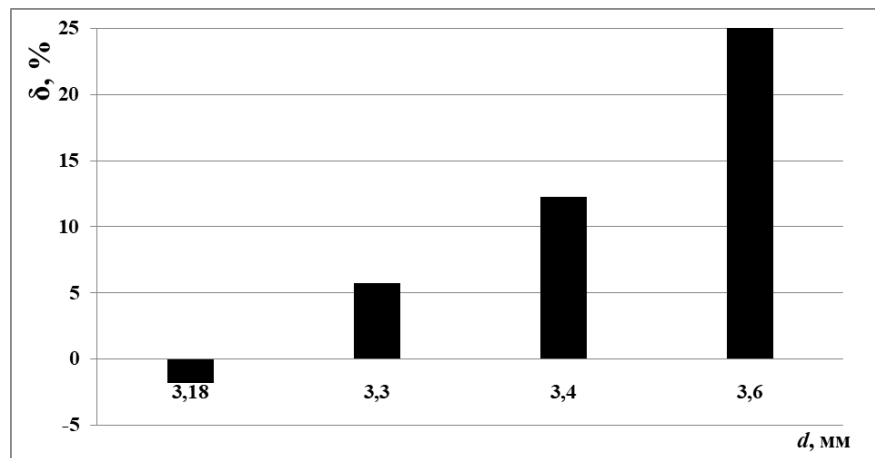


Рисунок 1.9. Отклонение подводимой энергии от критической для $d = 3.18 - 3.6$ мм и $P_{cm} = 121$ кПа.

В данном случае критическая энергия оставалась постоянной, так как не менялось начальное давление. Увеличивалась подводимая энергия (работа сил аэродинамического сопротивления) путем увеличения диаметра тела. Для перехода от режима ударно-иницированного горения к режиму «Соломенная шляпа» с отходящей НДВ достаточно увеличить диаметр сферы до 3.3 мм. При таком диаметре подводимая энергия превышает критическую примерно на 6%. Дальнейшее увеличение диаметра приводит к установлению режима «Соломенная шляпа» со стабилизированной НДВ, при этом отклонение подводимой энергии от критической составляет 12%. Затем при увеличении диаметра детонационная волна выравнивается и при $d = 3.6$ мм наблюдается режим стабилизированной наклонной детонации.

Далее для начального давления $P_{cm} = 141$ кПа была проведена серия расчетов для диаметров тела $d = 3.1$ мм и $d = 3$ мм. На рисунке 1.10 представлено отклонение подводимой энергии от критической для постоянного начального давления $P_{cm} = 141$ кПа и диаметров тела $d = 3 - 3.18$ мм. В результате для $d = 3.1$ мм наблюдается режим, аналогичный режиму «Соломенная шляпа» с

отходящей НДВ. Для $d = 3$ мм наблюдается режим ударно-иницированного горения.

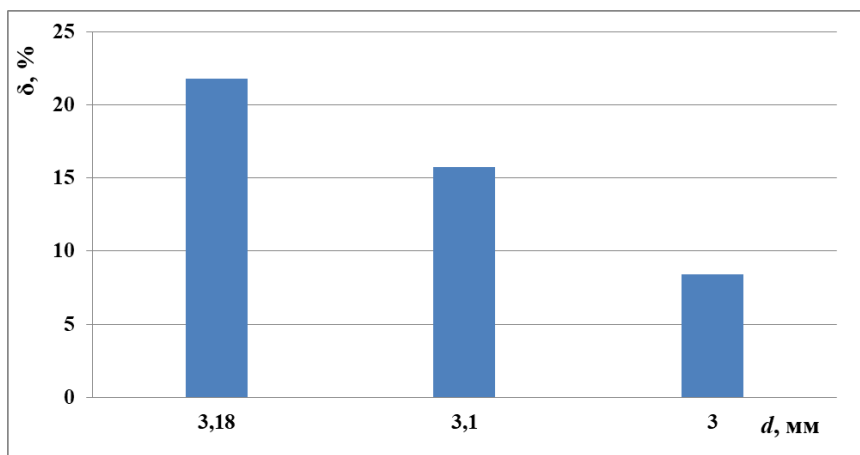


Рисунок 1. 10. Отклонение подводимой энергии от критической для $d = 3 - 3.18$ мм и $P_{cm} = 141$ кПа.

Критическая энергия, как и в предыдущих расчетах, оставалась постоянной, так как не менялось начальное давление. Подводимая энергия уменьшалась с уменьшением диаметра тела. В данном случае превышение подводимой энергии на 16 % для диаметра $d = 3.1$ мм не приводит к формированию устойчивой детонации. В этом случае наблюдается режим «Соломенная шляпа» с отходящей НДВ. Для диаметра $d = 3$ мм подводимая энергия превышает критическую на 8 %, однако в результате получен режим ударно-иницированного горения. Следует отметить, что такое различие в режимах при одинаковом соотношении подводимой энергии и критической наблюдается и в эксперименте. На рисунке 1.5 можно наблюдать различные режимы детонации при очень близких значениях размеров детонационной ячейки и скорости полета БЛТ.

1.4. Режимы наклонных детонационных волн в водород-воздушной смеси

По аналогии с расчетами для водород-кислородной смеси, разбавленной аргоном, были проведены расчеты для стехиометрической водород-воздушной смеси. Скорость тела также составляла $V_p = 1.24D_{CJ}$, статическая температура $T_{cm} = 295$ К, статическое давление варьировалось в диапазоне $P_{cm} = 100 \div 250$ кПа. Скорость Чепмена-Жуге при данных условиях составляет $D_{CJ} \approx 1930$ м/с. Размер детонационной ячейки в водород-воздушной смеси уменьшается с 10 мм до 7 мм при изменении давления от 100 до 250 кПа. Расчеты показали, что для получения наклонной детонационной волны минимальный диаметр быстролетящего тела должен составлять 25 мм.

Для этих начальных и геометрических условий была также проведена оценка энергии инициирования детонации, результаты которой представлены на рисунке 1.11. На рисунке 1.12 представлены режимы течения, полученные в результате моделирования. При инициировании стабилизированной наклонной детонации при давлении $P_{cm} = 250$ кПа (рисунок 1.12а) подводимая энергия на 27 % превышает критическое значение (рисунок 1.11). Уменьшение начального давления до $P_{cm} = 200$ кПа приводит к увеличению размера детонационной ячейки смеси, в результате чего возрастает и критическая энергия инициирования детонации. В результате реализуется режим «соломенная шляпа» со стабилизированной НДВ (рисунок 1.12б), при котором отклонение подводимой энергии от критического значения составляет около 19 % (рисунок 1.11). При начальном давлении $P_{cm} = 125$ кПа работа сил аэродинамического сопротивления незначительно превышает критическую энергию инициирования детонации (рисунок 1.11), и в результате наблюдается нестационарный режим с отходящей НДВ (рисунок 1.12в). Когда подводимая энергия заметно меньше критической (при $P_{cm} = 100$ кПа), инициировать детонацию невозможно, и реализуется режим ударно-инициированного горения (рисунок 1.12г).

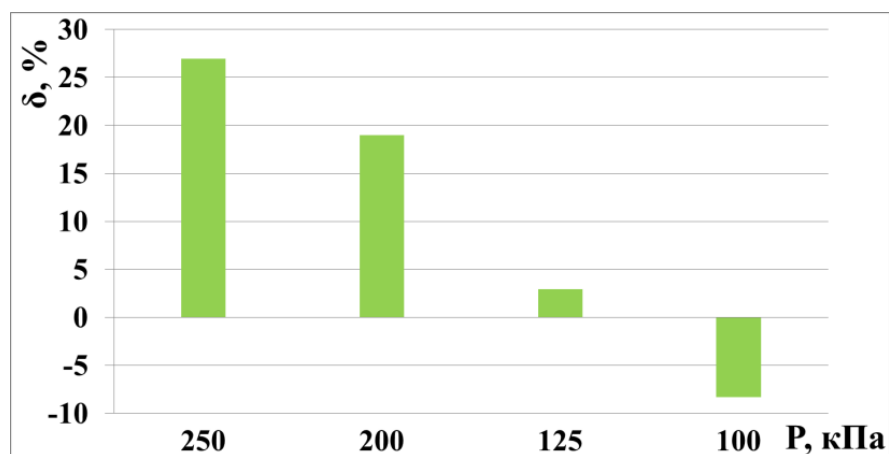


Рисунок 1.11. Отклонение подводимой энергии от критической для водородо-воздушной смеси при $d = 25$ мм и $P_{cm} = 100 \div 250$ кПа.

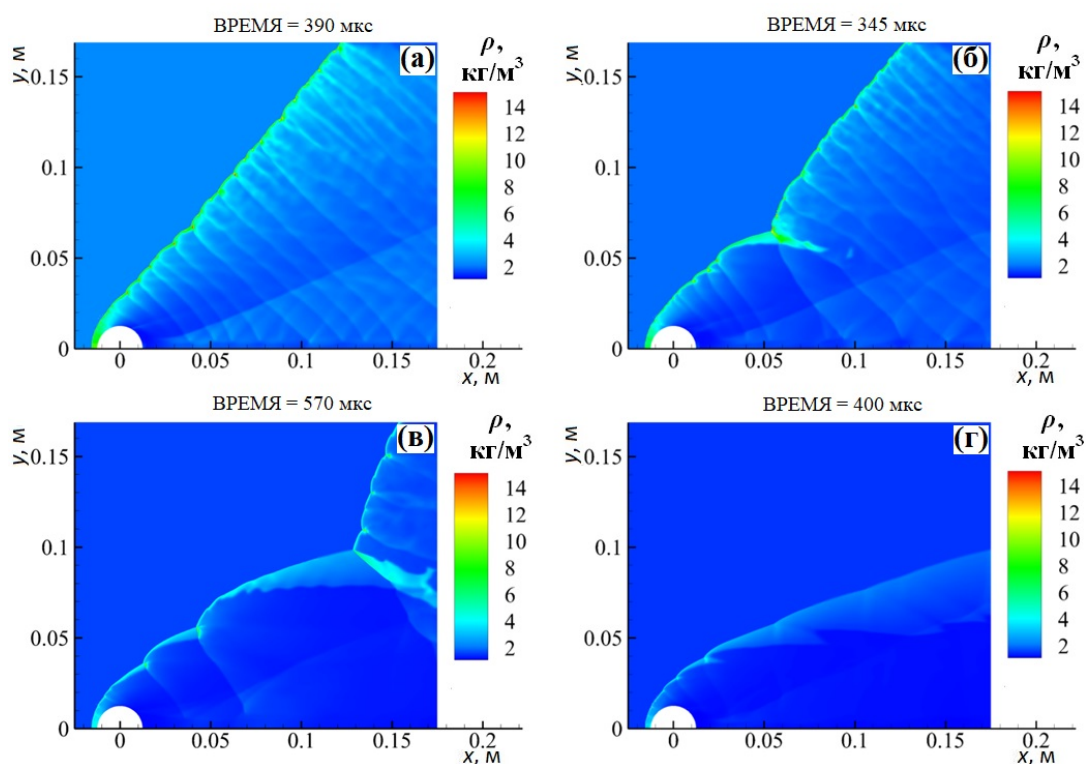


Рисунок 1.12. Поля плотности для водородо-воздушной смеси.

Условные обозначения:

(а) - НДВ при $P_{cm} = 250$ кПа;

(б) - режим «соломенная шляпа» со стабилизированной НДВ при $P_{cm} = 200$ кПа;

(в) - отходящая НДВ при $P_{cm} = 125$ кПа;

(г) - ударно-иницированное горение при $P_{cm} = 100$ кПа.

Выводы по главе 1

Разработана численная методика расчета инициирования и стабилизации детонации при помощи быстролетящего тела на основе пакета ANSYS Fluent.

Проведено сравнение расчётных и экспериментальных данных, которое показало, что выбранная математическая модель достаточно точно воспроизводит режимы горения и детонации, полученные в эксперименте. Также получено соответствие расчетных и экспериментальных размеров детонационной ячейки.

Проведена оценка энергии инициирования детонации в зависимости от начального давления и диаметра тела. Показано, что несмотря на трехмерную природу детонационной ячейки, двумерное моделирование позволяет адекватно воспроизводить особенности детонационных течений, о чем свидетельствует корреляция режимов наклонных детонационных волн, получаемых в расчетах, с теоретической моделью и экспериментальными данными.

Проведены расчеты инициирования горения и детонации быстролетящими телами различных диаметров при фиксированном (для водородно-кислородной смеси) и переменном (для водородно-воздушной смеси) начальном давлении. Проведена оценка энергии инициирования детонации. Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о возможности предсказания получаемых в двумерных расчетах режимов течения с помощью теоретической модели до проведения этих расчетов.

Глава 2. Численное исследование ослабления газовой детонации в разделенном стенками канале

В данной главе представлены результаты численного моделирования взаимодействия детонационной волны с жесткой проницаемой преградой, представляющей собой набор сплошных стенок, разбивающий исходный канал на несколько малых каналов или набор конечноразмерных пластин, равномерно распределенных по длине и ширине канала.

2.1. Постановка задачи

2.1.1. Схема моделируемой области, начальные и граничные условия

Расчетная область задачи представляет плоский прямоугольный канал с жесткой проницаемой преградой, продольные стенки которых разделяют канал на несколько малых каналов (рисунок 2.1). Вся расчетная область заполнялась предварительно перемешанной стехиометрической неподвижной смесью водорода с воздухом при начальном давлении $p = 100$ кПа и температуре $T = 300$ К. При таких начальных условиях поперечный размер детонационной ячейки смеси составляет $\lambda = 12.5$ мм. Скорость фронта ДВ составляет $D_{CJ} = 1937$ м/с. Ширина малых каналов (l_1) варьировалась от $0,15\lambda$ до 2λ , а их длина составляла $L_2 = 1000$ мм (80λ), ширина канала составляла $H = 100$ мм (8λ). Толщина стенок малых каналов составляла $w = 2$ мм. В части расчетной области перед препятствиями задавались параметры, полученные в предварительно рассчитанной задаче с ячеистой ДВ. Препятствия отстояли от левой стенки канала на расстоянии $L_1 = 500$ мм (40λ), а их начало совпадало с началом координат. Такое расположение ДВ необходимо для учета всего импульса газа, движущегося за ее фронтом.

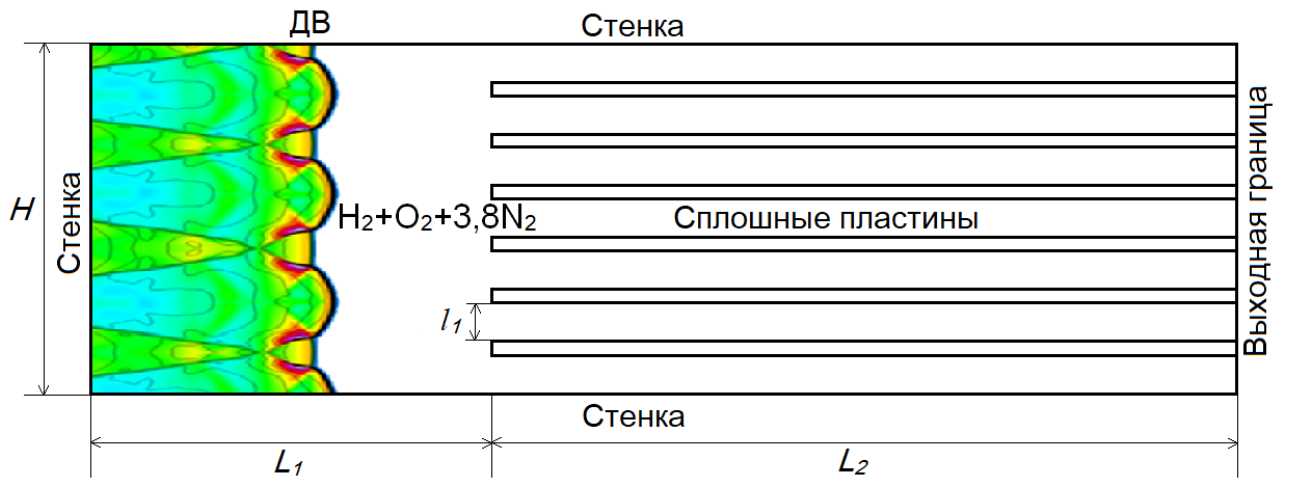


Рисунок 2.1. Схема моделируемой области. Сплошные пластины.

Для расстояний между стенками $l_1 = 0.15 \div 1.0\lambda$ также решалась задача о взаимодействии детонационной волны с продольными конечноразмерными пластинами длиной $l_2 = 0.4 \div 1.0\lambda$, отстоящими друг от друга на расстояниях $l_3 = 0.4 \div 1.6\lambda$ (рисунок 2.2). Толщина пластин составляла $w = 2$ мм.

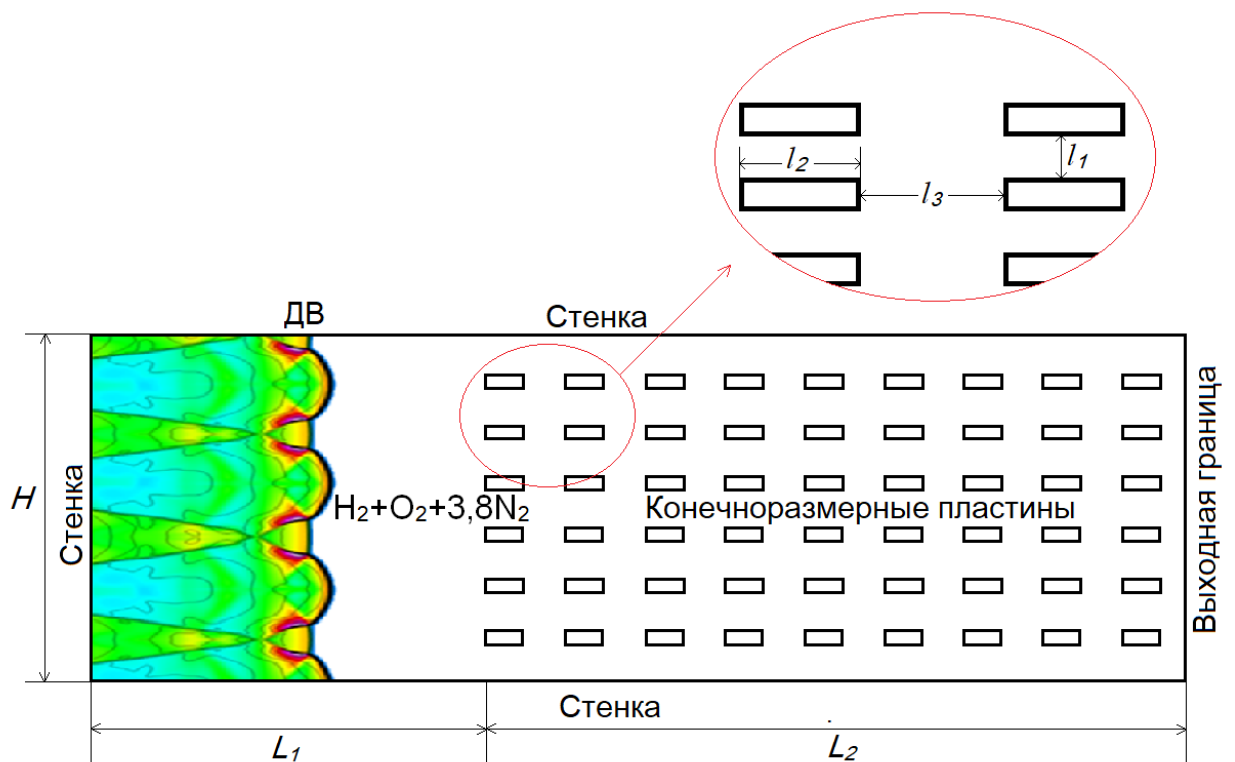


Рисунок 2.2. Схема моделируемой области. Конечноразмерные пластины.

2.1.2. Тестирование расчетной сетки

В расчетах использовалась динамическая адаптация расчетной сетки по градиенту плотности, которая описана в главе 1. Сначала проведено исследование сходимости решения при измельчении расчетной сетки. Размер элемента сетки уменьшался до тех пор, пока результаты расчета не переставали изменяться. Для дальнейших расчетов выбиралась сетка с достаточным разрешением и наименьшим временем расчета. Были использованы четыре сетки с шагами 1 мм, 0.5 мм, 0.25 мм и 0.1 мм, соответственно. Как видно из распределения плотностей газа в канале (рисунок 2.3), первая сетка позволяет выявить ячеистую структуру детонации (рисунок 2.3а), однако фронт волны сильно размыт, что не позволяет отследить положение тройных точек и оценить размер детонационной ячейки. Использование второй сетки (рисунок 2.3б) позволяет добиться лучшего разрешения ячеистой структуры волны. В третьем случае (рисунок 2.3в) удастся добиться более детальной картины течения по сравнению с двумя предыдущими сетками. Заметно отличие в структуре фронта детонации, а именно, в распределении тройных точек по ширине канала. При уменьшении шага сетки до 0.1 мм решение практически не меняется (рисунок 2.3г). На рисунке 2.3д показаны поля плотности для первой сетки с использованием динамической адаптации по градиенту плотности. Коэффициент адаптации для этого случая был равен $k_a = 4$, что соответствует разбиению исходной расчетной ячейки на 256 малых ячеек в областях больших градиентов плотности (рисунок 2.4). Такая сетка позволяет адекватно отображать структуру фронта детонационной волны. Распределение тройных точек по ширине канала достаточно близко к таковому для третьей и четвертой сеток. Картины течения за фронтом детонации для всех используемых сеток имеют некоторые отличия. Однако одинаковое положение фронта детонации в одно и то же время для всех сеток свидетельствует об одинаковой скорости распространения детонационной волны. Поэтому каждая сетка позволяет получить достаточно хорошее описание газодинамических

параметров детонации. Для детализированной сетки с шагом 0.1 мм вычислительные затраты в среднем составляют 13 с на итерацию, для сетки с шагом 0.25 мм — 4.05 с на итерацию, для сетки с шагом 0.5 мм — 2.38 с на итерацию, для сетки с шагом 1 мм составляет 1.4 с на итерацию. Для сетки с шагом 1 мм с использованием динамической адаптации усредненные вычислительные затраты составляют 2.25 секунды на итерацию. Таким образом, использование динамической адаптации позволяет добиться требуемого разрешения волнового фронта, получить правильный размер детонационной ячейки и, в то же время, значительно сократить время расчета по сравнению с мелкой сеткой. Эта сетка будет использоваться во всех дальнейших расчетах.

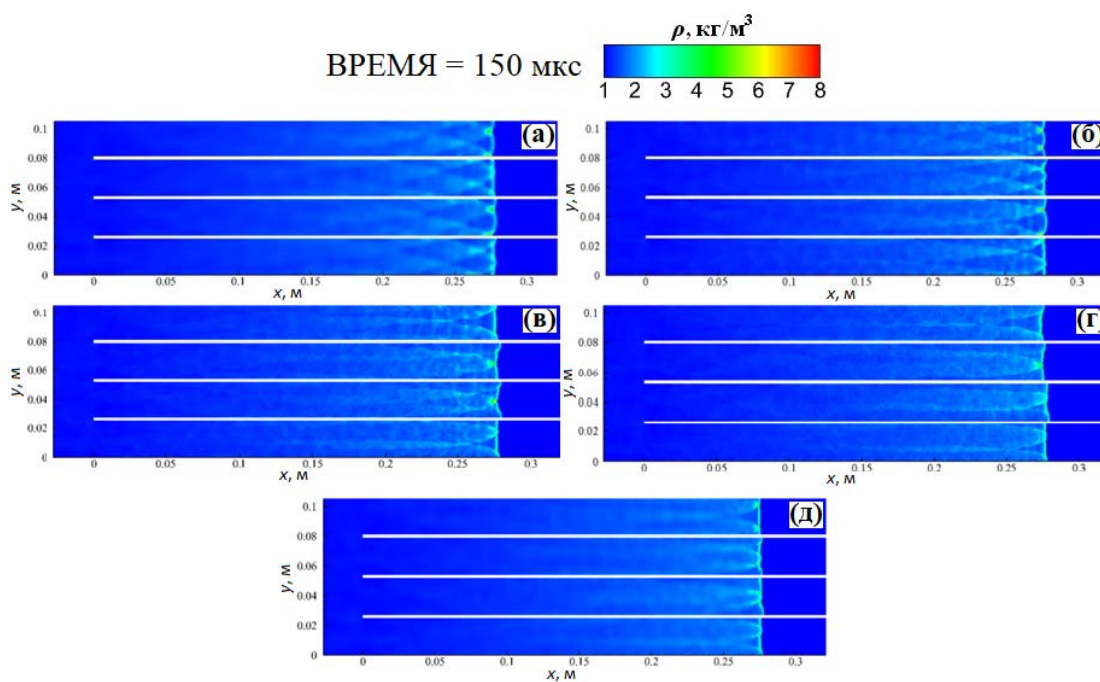


Рисунок 2.3. Поля плотности для различных сеток при $l_1 = 2\lambda$.

Условные обозначения:

(а) – первая сетка с шагом 1 мм,

(б) – вторая сетка с шагом 0,5 мм,

(в) – третья сетка с шагом 0,25 мм,

(г) – четвертая сетка с шагом 0,1 мм,

(д) – первая сетка с динамической адаптацией по градиенту плотности при $k_a = 4$.

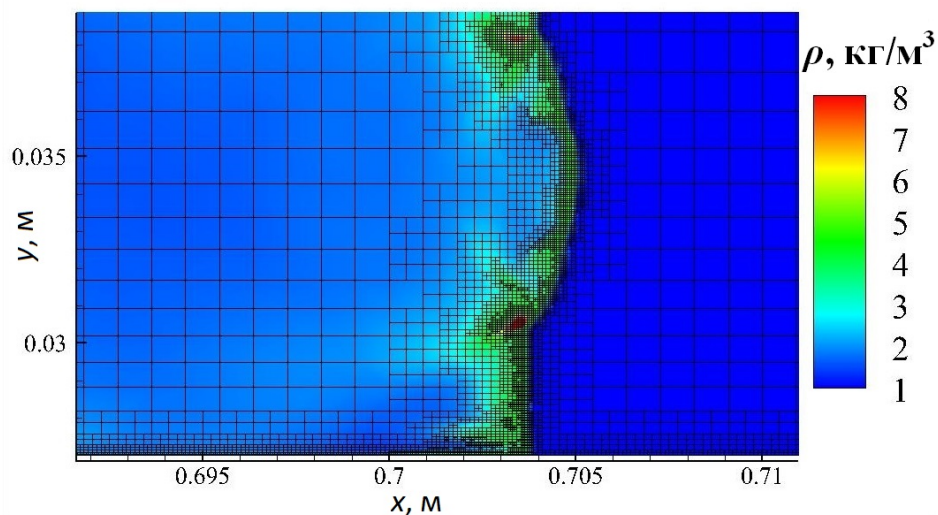


Рисунок 2.4. Адаптация расчетной сетки, поле плотности. Грубая сетка при $k_a = 4$.

2.2. Влияния учета теплофизических параметров стенок каналов на процесс распространения детонации

Для $l_1 = \lambda$ произведена серия расчетов с различными тепловыми граничными условиями на стенках каналов. В первом случае решалась сопряженная задача теплопроводности для стенок малых каналов. В качестве материала этих стенок была выбрана диносовая керамика со следующими параметрами теплопроводности, теплоемкости и плотности $k_s = 3$ ват/м К, $C_{p_s} = 1100$ Дж/кг К, $\rho_s = 2000$ кг/м³. Во втором случае на стенках каналов ставились условия постоянной температуры ($T_s = 300$ К). В третьем случае на стенках каналов ставились условия отсутствия теплового потока через границу между твердой стенкой и газом (адиабатические стенки). На рисунке 2.5 представлены нормированные скорости распространения фронта детонационной волны D/D_{CJ} , где D – скорость распространения детонационной волны по области с преградой, D_{CJ} – скорость распространения детонационной волны в свободном канале, для различных граничных условий. Сравнительный анализ скорости распространения детонации показал, что для случаев постоянной

температуры и теплопроводных стенок скорости ДВ практически не отличаются друг от друга. При отсутствии теплового потока между стенками и газом скорость распространения детонации по малым каналам заметно выше, чем для двух предыдущих случаев, что связано с отсутствием теплопотерь от газа в твердое тело. На рисунке 2.6 показаны потоки тепла от газа к твердой стенке для теплопроводных стенок и стенок с постоянной температурой. Как видно из рисунка 2.6, потери тепла для газа при постоянной температуре на стенках и для теплопроводных стенок отличаются незначительно. Максимальный тепловой поток наблюдается вблизи фронта детонационной волны. Время прохождения детонационной волны значительно меньше характерного времени нагрева стенок. Таким образом, стенки не успевают прогреться, чем и объясняется сходство режимов распространения для теплопроводных стен и стен с постоянной температурой. Наблюдается небольшое различие структуры фронта детонации для этих двух случаев (рисунок 2.7а-б). Это различие усиливается для случая адиабатических стенок (рисунок 2.7в).

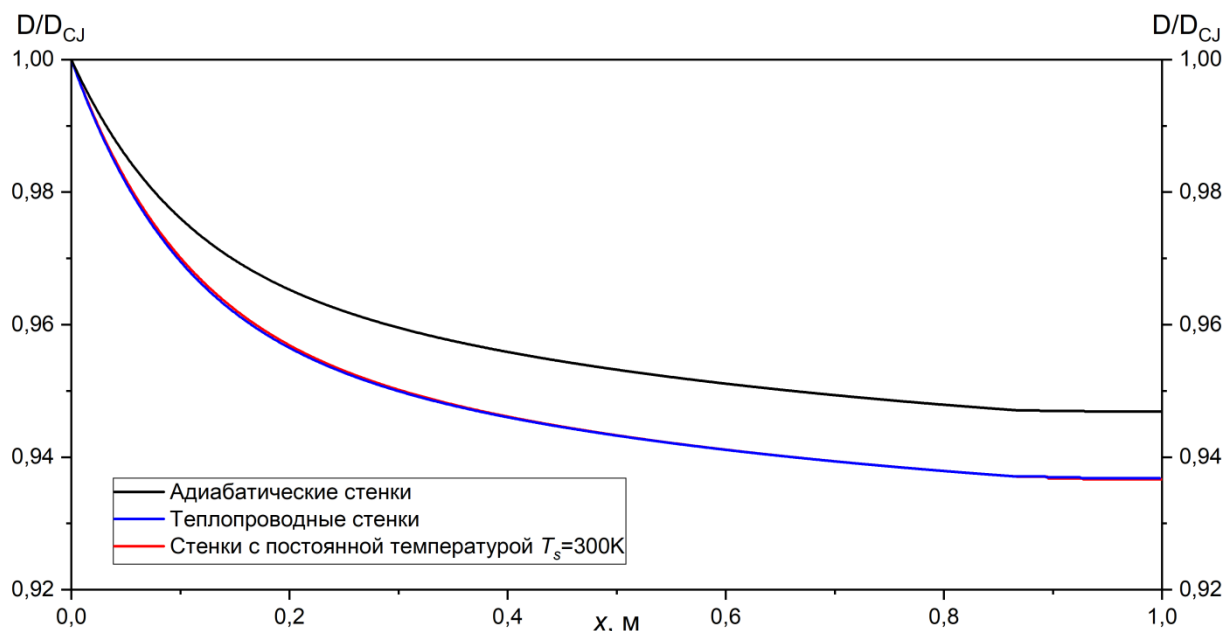


Рисунок 2.5. Сравнение скоростей распространения ДВ для различных граничных условий на стенках каналов.

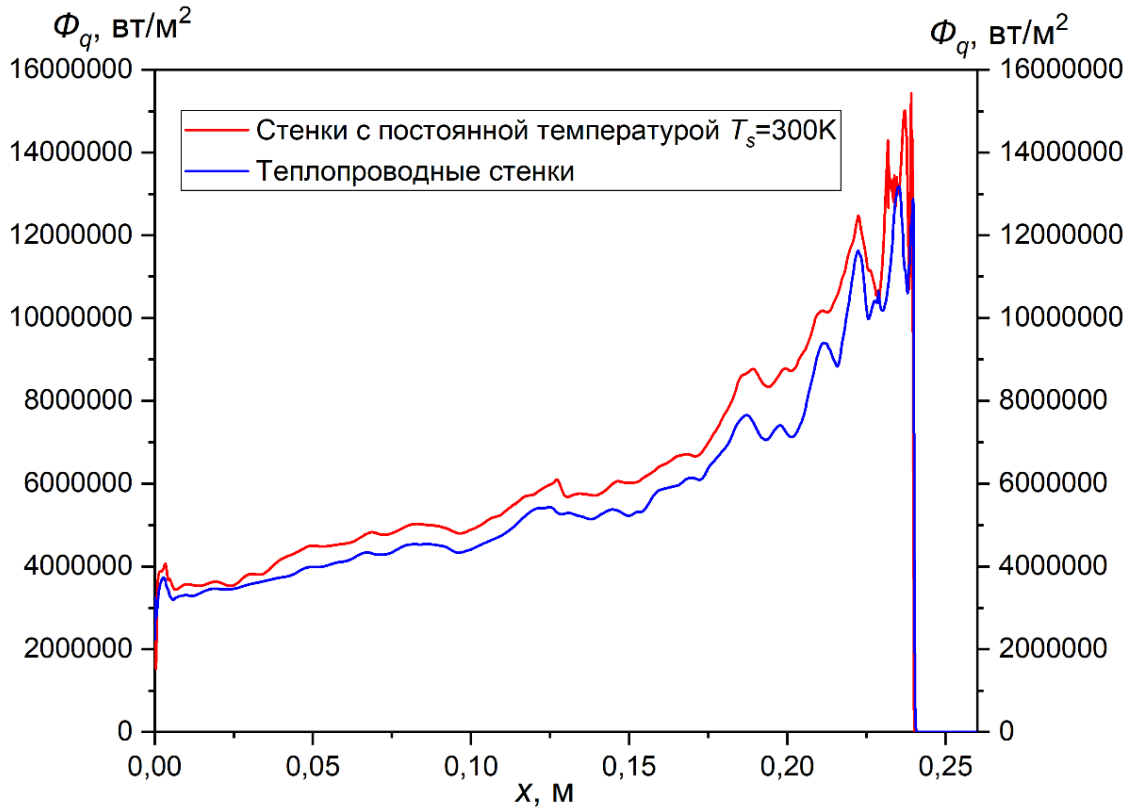


Рисунок 2.6. Сравнение тепловых потоков при различных граничных условиях на стенках канала.

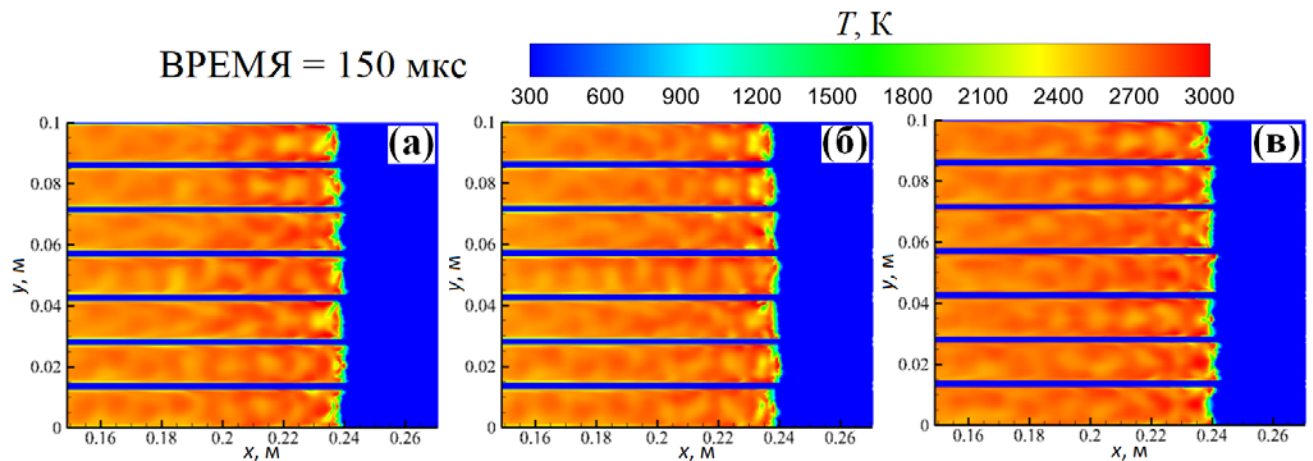


Рисунок 2.7. Поля температур для различных граничных условий на стенках каналов.

Условные обозначения: (а) – теплопроводные стенки; (б) – постоянная температура стенок; (в) – адиабатические стенки.

2.3. Результаты расчета: сплошные пластины.

Первоначально был рассчитан вариант геометрии, при котором исходный канал дробился на 4 малых канала шириной, равной двум размерам детонационной ячейки смеси ($l_1 = 2\lambda = 25$ мм). При таких геометрических характеристиках канала, детонационная волна проходит через область препятствий, продолжая распространяться в ячеистом режиме (рисунок 2.8). Видно, что в двух средних каналах укладываются две регулярные детонационные ячейки. В нижнем канале распространяются только три тройные точки, и в итоге на ширине канала укладываются полторы укрупненные ячейки. В верхнем канале сначала формируются две ячейки, затем структура волны начинает перестраиваться и, начиная с $x = 0.3$ м, по ширине канала укладывается одна детонационная ячейка.

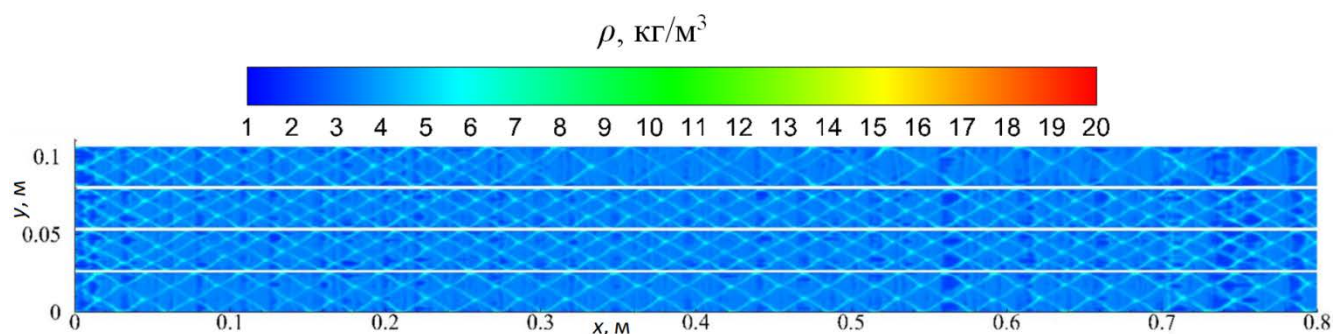


Рисунок 2.8. Поле плотности для сплошных пластин при $l_1 = 2\lambda$

На рисунке 2.9 приведены поля статического давления на разные моменты времени для верхнего канала в области перехода от двух ячеек к одной. Сначала в канале отслеживаются четыре тройные точки, формирующие две детонационные ячейки, однако из-за некоторой нерегулярности структуры фронта детонации все тройные точки начинают двигаться к центру канала (рисунок 2.9а-б). Встретившись и оттолкнувшись поочередно друг от друга, тройные точки попарно начинают двигаться к стенкам (рисунок 2.9в-г). Следующие столкновения происходят возле стенок, и одни тройные точки идут к центру

канала, другие начинают распространяться вдоль холодных стенок, замедляясь и вырождаясь (рисунок 2.9д). В результате остаются лишь две тройные точки, формирующие одну детонационную ячейку (рисунок 2.9е). Из полей максимумов плотности (рисунок 2.8) видно, что через некоторое время происходит генерация новой слабой тройной точки. На ширину канала приходится две ячейки, далее эта тройная точка вновь сталкивается с другой тройной точкой возле стенки и в конечном итоге вырождается.

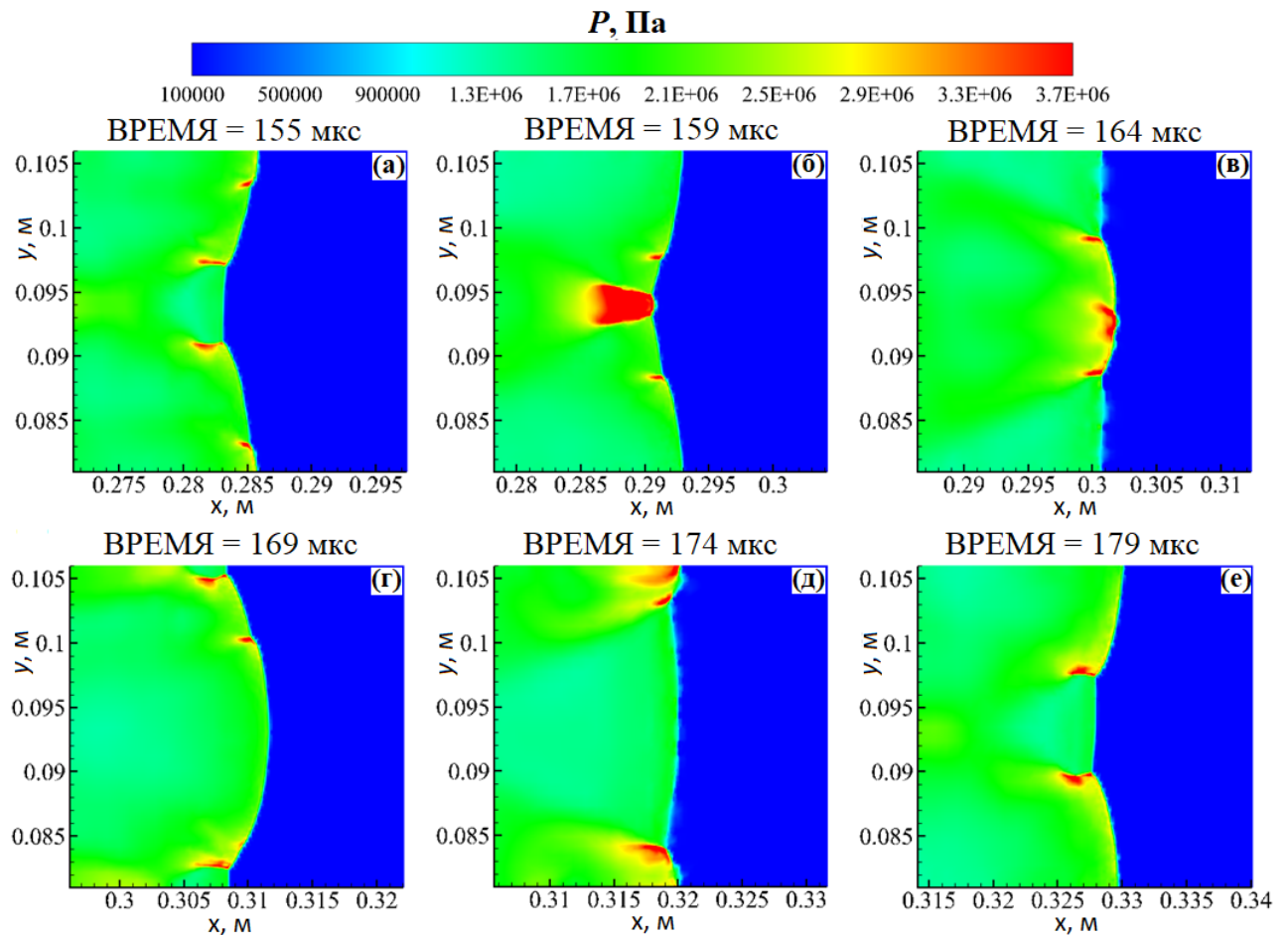


Рисунок 2.9. Перестроение ячеистой структуры для верхнего канала. Поля статического давления.

Уменьшение величины l_1 до размеров, близких к размеру детонационной ячейки смеси, не приводит к значительным изменениям в характере распространения ДВ. При $l_1 = \lambda = 12.5$ мм исходный канал дробился на 7 малых каналов (6 сплошных пластин), в большинстве из которых ДВ также продолжает

распространяться в стационарном ячеистом режиме. Приближение ширины каналов к $l_1 = \lambda$ приводит к формированию одной единственной детонационной ячейки в большинстве каналов. Размер ячейки в этих каналах определяется их геометрическими характеристиками [81], [82], [83], [84], [85], [86]. В средних каналах близость к геометрическому пределу приводит к разрушению ячеистой структуры волны. В этих каналах наблюдается распространение только одной тройной точки, бегущей вниз по потоку и отражающейся от стенок (рисунок 2.10).

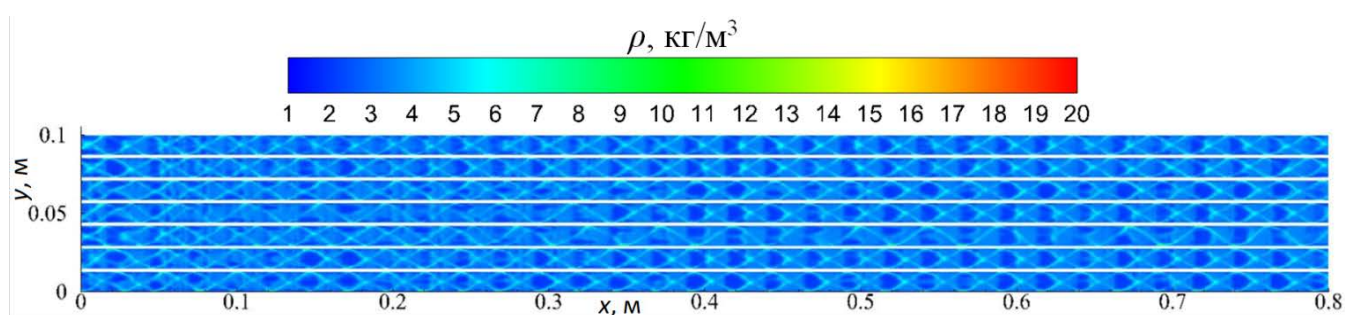


Рисунок 2.10. Поля максимумов плотности для сплошных пластин $l_1 = \lambda$.

Для $0.3\lambda \leq l_1 < \lambda$ на ширину исходного канала укладывается большее количество сплошных пластин (от 7 до 17). В этих случаях, как и в предыдущих расчетах, детонационная волна продолжила свое распространение в малых каналах. Когда ширина малых каналов становится меньше геометрического предела существования детонационной ячейки, происходит разрушение ячеистой структуры. В каждом малом канале наблюдается распространение только одной тройной точки, бегущей вниз по потоку и отражающейся от стенок малого канала (рисунок 2.11a). Аналогичные результаты были получены в плоских каналах экспериментально [81], [82], [83], [84], [85], [86]. При этом в большинстве каналов разрушение ячеистой структуры происходит не сразу. Видно (рисунок 2.11a), как происходит деформация и перестроение ячеек до их полного разрушения. В результате во всех каналах распространяется только одна тройная точка. Дальнейшее уменьшение ширины малых каналов приводит более раннему

вырождению детонационной ячейки (рисунок 2.11б). При этом характер распространения детонационной волны меняется слабо.

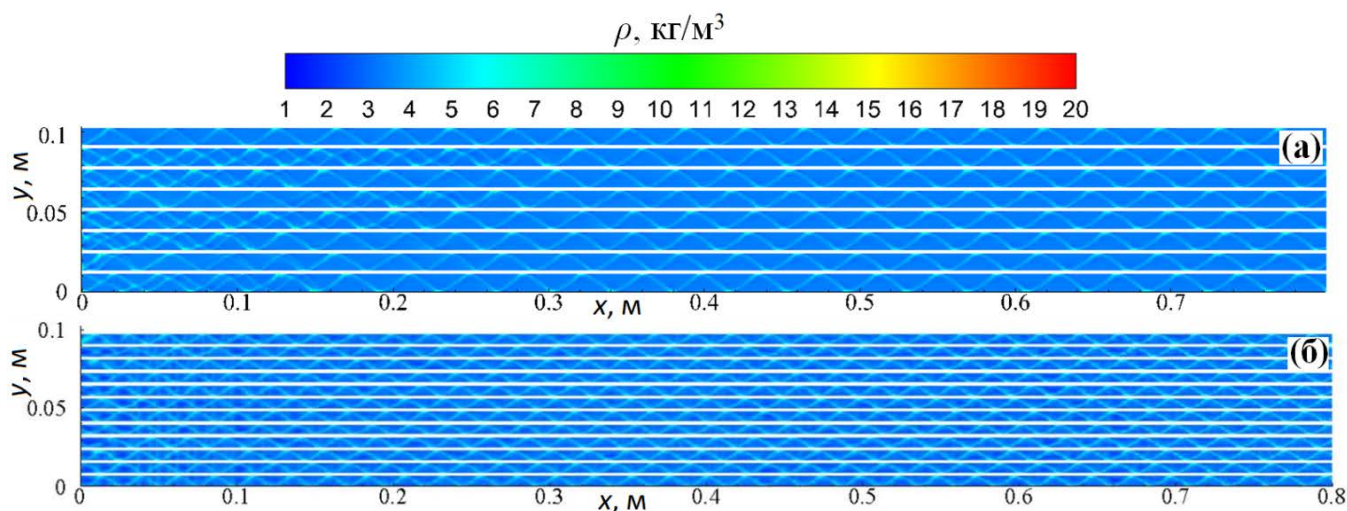


Рисунок 2.11. Поля максимумов плотности для сплошных пластин.

Условные обозначения: (а) - $l_1 = 0.9\lambda$. (б) - $l_1 = 0.5\lambda$.

Уменьшение ширины малых каналов в рассматриваемом диапазоне ($0.3\lambda \leq l_1 \leq 2\lambda$) приводит к регуляризации, укрупнению и разрушению ($l_1 < \lambda$) ячеистой структуры детонационной волны. При этом происходит некоторое уменьшение скорости распространения детонации. Так, на рисунке 2.12 представлены зависимости нормированной скорости распространения фронта детонационной волны для малых каналов различной ширины. Видно, что скорость распространения детонационной волны уменьшается по мере распространения по каналу примерно на 6–7 % по сравнению со скоростью в одном широком канале и выходит на асимптотическое значение, соответствующее стационарному режиму распространения. Значения нормированных скоростей распространения детонации в стационарном режиме в малых каналах и нормированный дефицит скорости $\Delta D = 1 - D/D_{CJ}$, где D – скорость распространения детонационной волны по области с преградой, D_{CJ} – скорость распространения детонационной волны в свободном канале приведены в таблице 2.1.

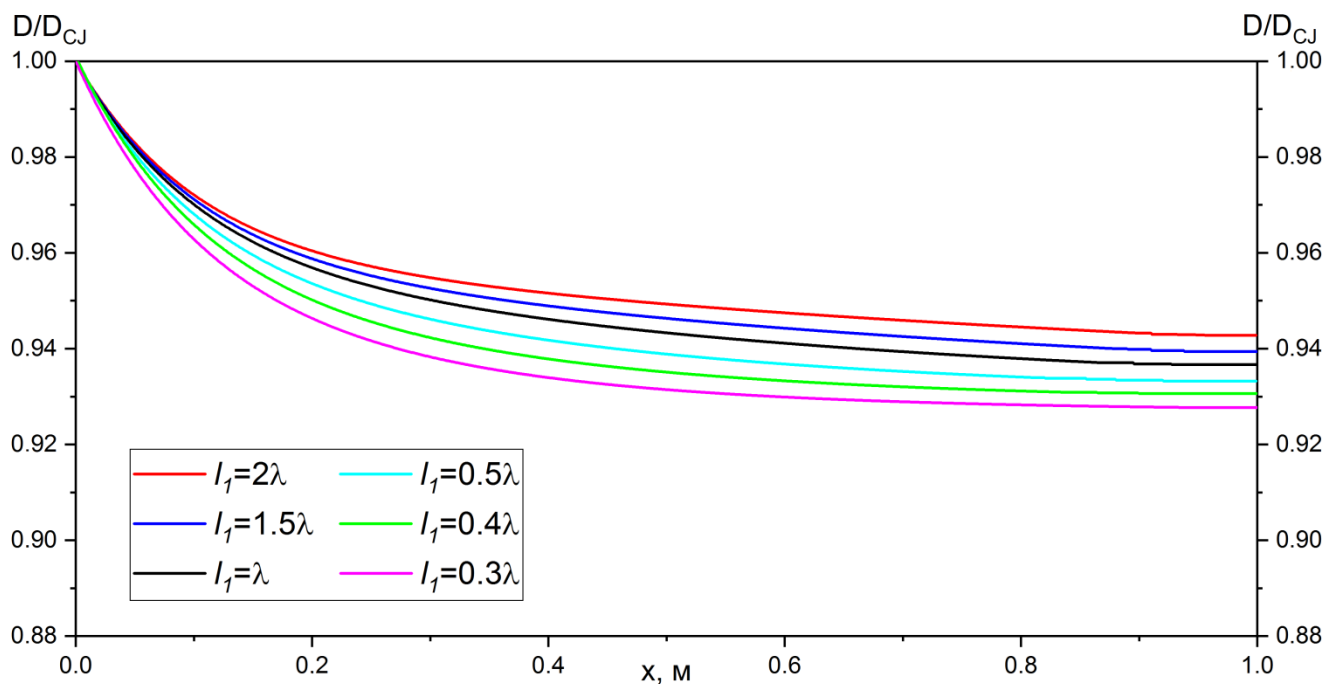


Рисунок 2.12. Сравнение скоростей распространения ДВ для различной ширины малых каналов.

Таблица 2.1. Итоговые скорости распространения ДВ в малых каналах.

l_1	D / D_{CJ}	ΔD
2λ	0.943	0.057
1.5λ	0.939	0.061
λ	0.937	0.063
0.5λ	0.933	0.067
0.4λ	0.93	0.07
0.3λ	0.927	0.073

2.4. Результаты расчета: конечноразмерные пластины.

Рассмотрим процесс взаимодействия детонационной волны с конечноразмерными пластинами. На рисунке 2.13 представлены поля статического давления для конечноразмерных пластин при $l_2 = 10 \text{ мм} = 0.8\lambda$ и $l_3 = 10 \text{ мм} = 0.8\lambda$ на моменты времени 4, 7, 11 и 16 мкс. Видно, что при

взаимодействии детонационной волны с торцевой поверхностью пластин происходит отражение лидирующей волны и части тройных точек (рисунок 2.13а), детонационная волна ослабляется. Затем отдельные части волны входят в зазоры между пластинами (рисунок 2.13б), в этих зазорах режим распространения схож с таковым для малых каналов соответствующей ширины. Детонационная волна пытается восстановиться и разогнаться до скорости распространения, которая реализуется в сплошных каналах при $l_I = \lambda$. На выходе из зазоров в свободный от пластин пространство (рисунок 2.13в), происходит расширение и искривление лидирующих фронтов, приводящее к ослаблению и замедлению детонационных волн. После непродолжительного расширения лидирующих фронтов в свободном от пластин пространстве происходит взаимодействие детонационных волн, и ячеистая структура начинает восстанавливаться. Детонационная волна пытается выйти на режим распространения, соответствующий свободному каналу со скоростью $D_{сн}$. Однако, не успев полностью восстановиться, ДВ вновь взаимодействует с торцевой поверхностью пластин, происходит ее частичное отражение, и волна вновь оказывается в зазоре между пластинами (рисунок 2.13г). Такая картина течения повторяется регулярно, и интенсивность лидирующей ударной волны сначала падает, потом возрастает до некоторого значения, меньшего, чем в свободном канале и в канале с полубесконечными пластинами. Это приводит к реализации режима распространения детонации, при котором скорость ДВ осциллирует около некоторого значения, которое оказывается меньше, чем для случаев свободного канала и сплошных малых каналов соответствующей ширины.

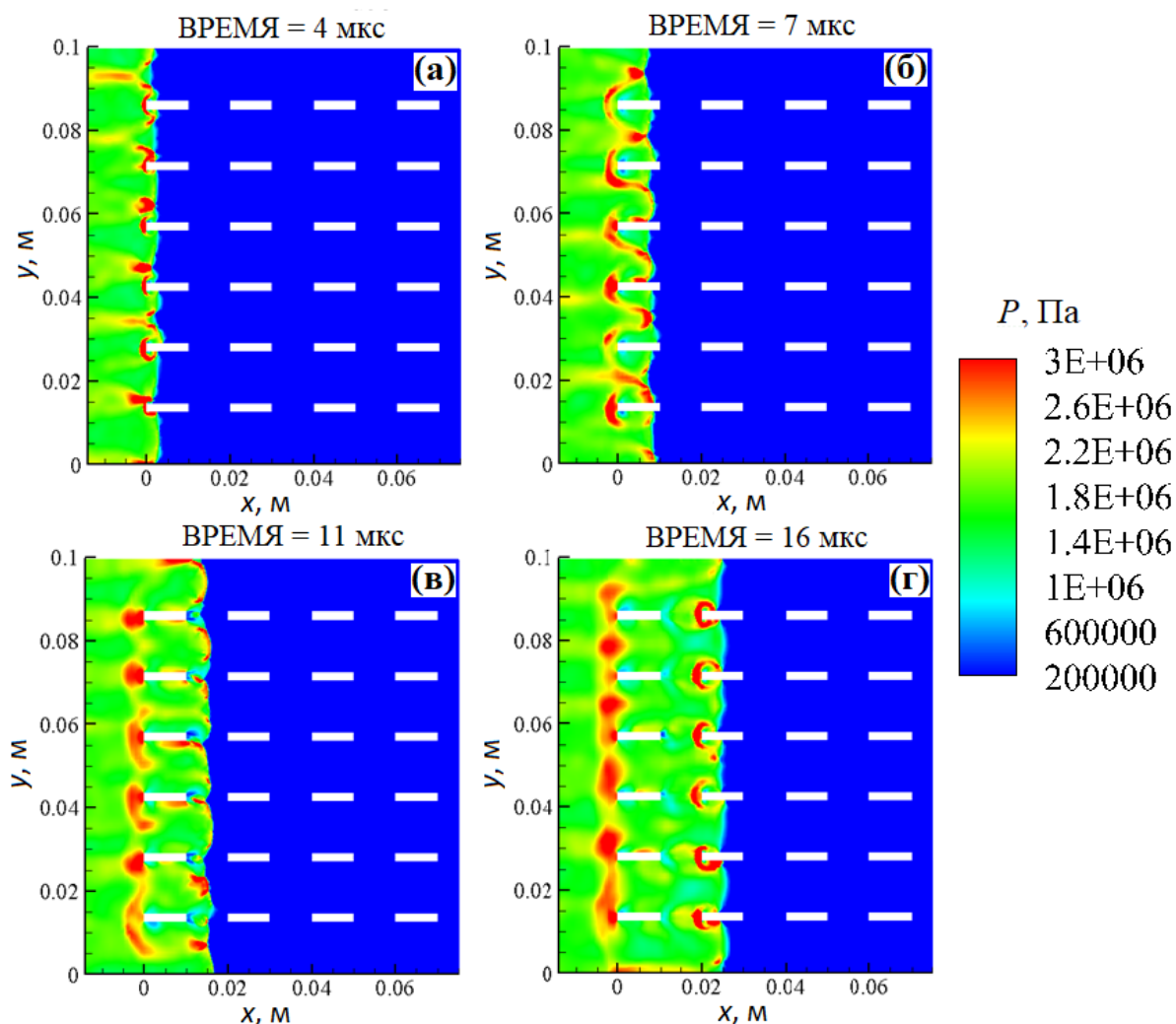


Рисунок. 2.13. Поля статического давления для конечноразмерных пластин при $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$.

На рисунке 2.14 представлены поля максимумов плотности при прохождении детонационной волны по каналу с пластинами для $l_2 = 10 - 20$ мм ($0.8 - 1.6\lambda$) и $l_3 = 10 - 20$ мм ($0.8 - 1.6\lambda$). Анализ траекторий тройных точек показывает вырождение детонационной ячейки в каждом из приведенных случаев. При этом увеличение длины пластин и расстояния между ними приводит к более позднему разрушению ячеистой структуры. Для достаточно большого расстояния между пластинами ($l_3 = 1.6\lambda$) наблюдается соударение тройных точек в свободном от пластин канале и локальное кратковременное восстановление ячеистой структуры детонационной волны (рисунок 2.14в-г).

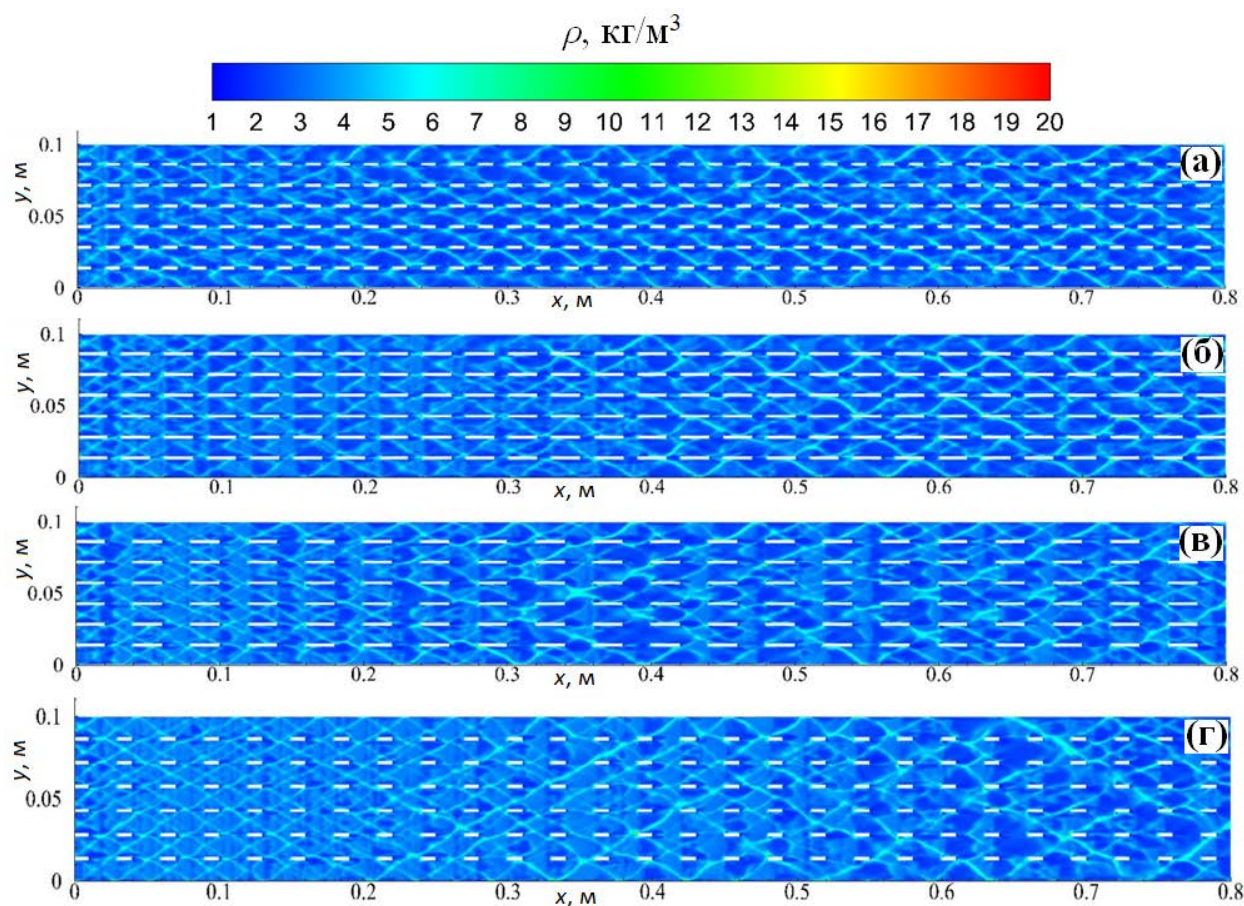


Рисунок 2.14. Поля максимумов плотности для конечноразмерных пластин. Условные обозначения: (а) – $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$; (б) – $l_2 = 1.6\lambda$ и $l_3 = 0.8\lambda$; (в) – $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$; (г) – $l_2 = 0.8\lambda$ и $l_3 = 1.6\lambda$.

Использование конечноразмерных пластин позволяет уменьшить скорость распространения волны по сравнению со сплошными каналами. Как было показано выше, такой эффект обусловлен наличием регулярно повторяющихся отражений на протяжении всей протяженности преграды. При отражении детонационной волны от торцевых стенок пластин ДВ теряет часть энергии, ослабевает и замедляется до $D / D_{CJ} = 0.82 - 0.9$.

Одним из параметров, влияющих на дефицит скорости распространения детонации, является удельный объем, занимаемый пластинами, т.е. отношение суммарного объема (площади) пластин к объему (площади) всего канала:

$$\nu = \frac{l_2 \cdot w \cdot N \cdot n}{H \cdot L_2},$$

где n – количество рядов пластин (в горизонтальном направлении), N – количество пластин в одном ряду (укладывающихся по ширине канала).

Для $l_1 = \lambda$ на ширину канала укладывается $N = 6$ пластин, а их удельный объем уменьшился до $\nu = 0.04 - 0.1$ по сравнению удельным объемом для сплошных пластин ($\nu = 0.12$). На рисунке 2.15 представлены распределения нормированной скорости распространения фронта детонационной волны D/D_{CJ} вдоль преграды для различных удельных объемов и количества пластин преграды.

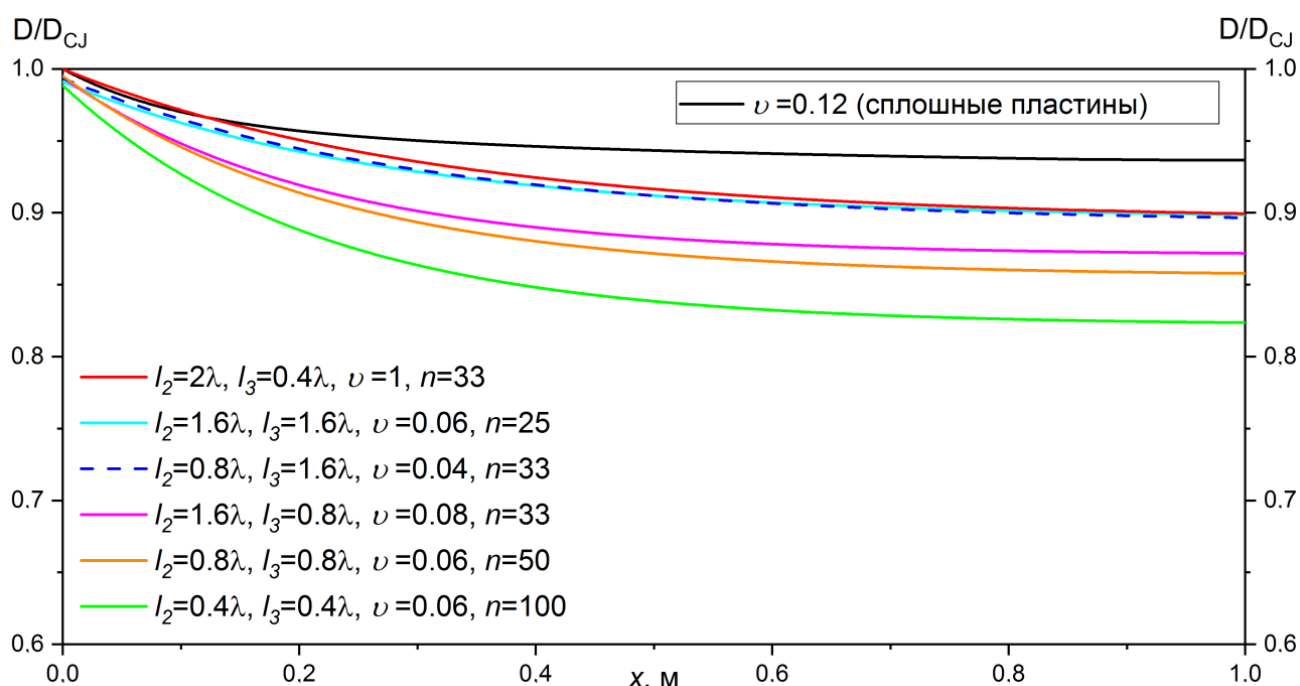


Рисунок 2.15. Сравнение скоростей распространения ДВ для различных конфигураций при $l_1 = \lambda$.

Для случая сплошных пластин при $l_1 = \lambda$ заметно снижение скорости на $6 \div 7\%$, при этом волна выходит на стационарный режим распространения, несмотря на локальное разрушение ячеистой структуры фронта ДВ. Для конечноразмерных пластин при $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$ нормированная скорость детонации уменьшается до $D/D_{CJ} = 0.9$, а количество рядов пластин и их удельный объем составляет $n = 25$ и $\nu = 0.06$ соответственно. Уменьшение параметров преграды до $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ приводит к уменьшению нормированной скорости до $D/D_{CJ} = 0.86$, при этом удельный объем остается неизменным ($\nu = 0.06$). Такой

эффект достигается увеличением количества рядов пластин в канале в два раза до $n = 50$, что приводит к возрастанию количества отражений в два раза, и тем самым к увеличению потерь энергии детонационной волны. Для $l_2 = 1.6\lambda$ и $l_3 = 0.8\lambda$ удельный объем пластин вырос в 1.33 раза до $\nu = 0.08$, что должно приводить к уменьшению скорости ДВ. Однако количество рядов пластин также уменьшилось в полтора раза $n = 33$, при этом скорость распространения ДВ возросла до $D / D_{CJ} = 0.875$. Для $l_2 = 0.8\lambda$ и $l_3 = 1.6\lambda$ количество пластин осталось таким же, как и для предыдущего случая, при этом удельный объем пластин уменьшился до $\nu = 0.06$, что привело к возрастанию скорости распространения детонационной волны. Увеличение длины пластин до $l_2 = 2\lambda$ и сокращение расстояния между ними до $l_3 = 0.4\lambda$ приводит к увеличению удельного объема до $\nu = 0.1$, при этом количество рядов пластин остается таким же, как и в двух предыдущих случаях ($n = 33$). Однако скорость распространения детонации остается такой же, как и при $l_2 = 0.8\lambda$ и $l_3 = 1.6\lambda$ ($\nu = 0.06, n = 33$). Увеличение длины пластин в совокупности с уменьшением расстояния между ними приводит к режиму распространения схожему с течением в сплошных каналах для $l_1 = \lambda$. Из рисунка 2.16 видно, что до $x = 0.2$ м детонационная волна распространяется в ячеистом режиме, а ее скорость изменяется в режиме характерном для сплошных каналов (рисунок 2.15). Затем из-за наличия отражений происходит вырождение детонационной ячейки, а скорость ДВ уменьшается до $D / D_{CJ} = 0.9$.

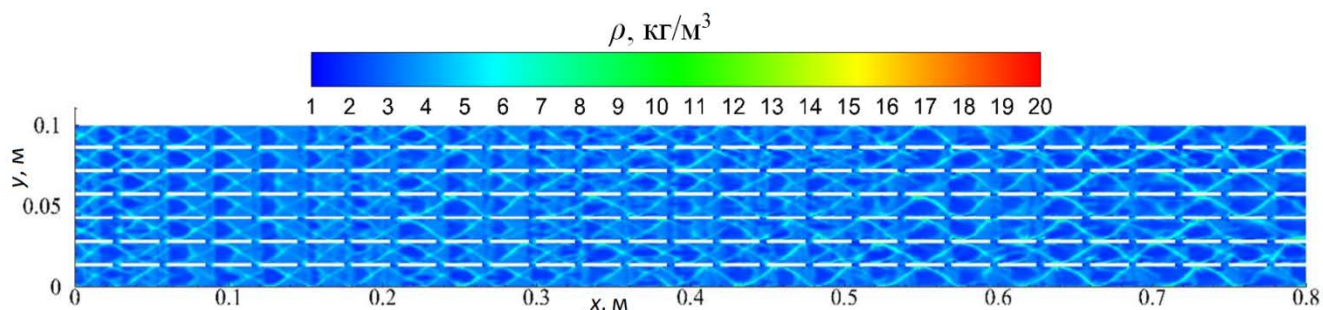


Рисунок 2.16. Поля максимумов плотности для конечноразмерных пластин при $l_2 = 2\lambda$ и $l_3 = 0.4\lambda$.

Уменьшение длины пластин до $l_2 = 0.4\lambda$ и сокращение расстояния между ними до $l_3 = 0.4\lambda$ приводит к уменьшению удельного объема до $\nu = 0.06$, при этом

количество рядов пластин увеличивается до $n = 100$, что гораздо больше, чем во всех предыдущих случаях. Такое изменение конфигурации преграды приводит к наиболее значительному уменьшению скорости распространения детонационной волны (рисунок 2.15). Увеличение количества рядов пластин приводит к увеличению потерь интенсивности детонационной волны и к более раннему разрушению ее ячеистой структуры (рисунок 2.17).

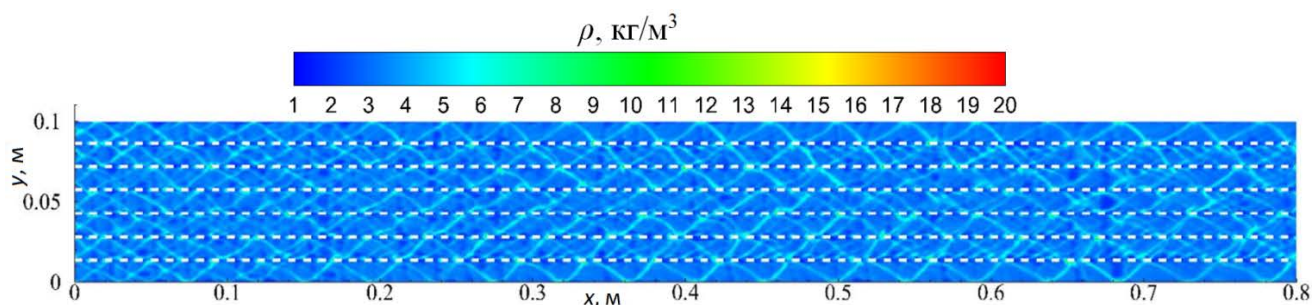


Рисунок 2.17. Поля максимумов плотности для конечноразмерных пластин при $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$.

В таблице 2.2 приведены значения удельного объема пластин, количество их рядов и величина результирующей скорости распространения детонации для всех рассматриваемых конфигураций. Анализируя полученные результаты, видим, что для $l_2 = 1.6\lambda$, $l_3 = 0.8\lambda$ и $l_2 = 0.8\lambda$, $l_3 = 1.6\lambda$ при одинаковом количестве рядов пластин ($n = 33$) удельный объем, занимаемый пластинами, отличается в два раза. При этом разница в дефиците скорости распространения детонации составляет $\Delta D = 0.114$ для $l_2 = 0.8\lambda$, $l_3 = 1.6\lambda$ и $\Delta D = 0.128$ для $l_2 = 1.6\lambda$, $l_3 = 0.8\lambda$. С другой стороны, для $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$ и $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ при одинаковом удельном объеме пластин ($\nu = 0,06$) количество их рядов различается в два раза. При этом разница в результирующих скоростях составляет $\Delta D = 0.112$ для $l_2 = l_3 = 1.6$ и $\Delta D = 0.142$ для $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$. Таким образом, можно сделать вывод, что увеличение количество рядов пластин влияет на дефицит скорости значительно, чем увеличение удельного объема пластин.

Таблица 2.2. Результирующие скорости распространения ДВ для сплошных пластин.

$l_2, \text{мм}$	$l_3, \text{мм}$	v	n	$D / D_{ср}$	ΔD
2λ	0.4λ	0.1	33	0.899	0.111
1.6λ	1.6λ	0.06	25	0.898	0.112
0.8λ	1.6λ	0.04	33	0.896	0.114
1.6λ	0.8λ	0.08	33	0.872	0.128
0.8λ	0.8λ	0.06	50	0.858	0.142
0.4λ	0.4λ	0.06	100	0.823	0.177

Дальнейшие расчеты проводились для величины зазора между пластин l_1 меньшей, чем поперечный размер детонационной ячейки смеси. Так, на рисунке 2.18 представлены поля максимумов плотности для $l_1 = 0.5\lambda$ ($N = 12$), при $l_2 = l_3 = 0.4-1.6\lambda$.

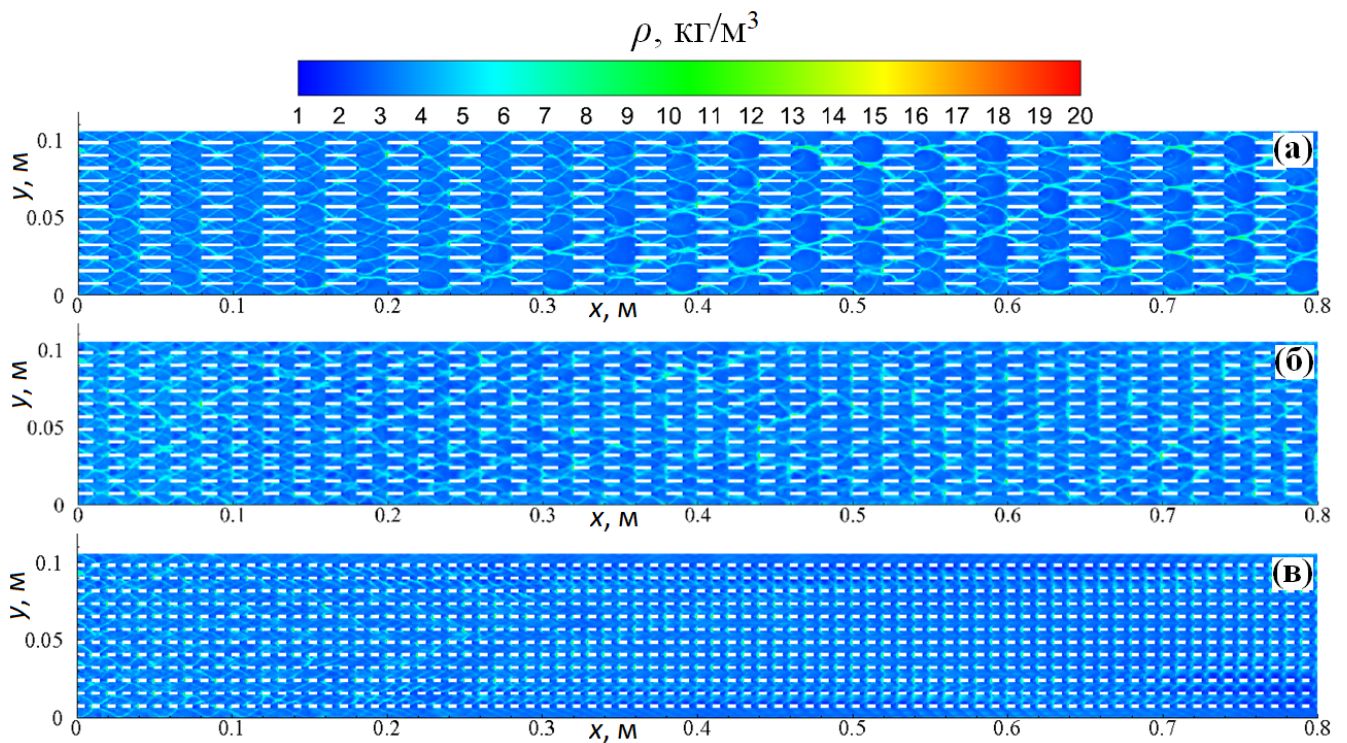


Рисунок 2.18. Поля максимумов плотности для конечноразмерных пластин для $l_1 = 0.5\lambda$.

Условные обозначения: (а) – $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$; (б) – $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$; (в) – $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$.

Во всех рассматриваемых случаях наблюдается разрушение ячеистой структуры детонационной волны и распространение отдельных тройных точек. Также заметно, что пропорциональное уменьшение длины пластин и горизонтального расстояния между ними приводит к более раннему разрушению детонационной ячейки, вплоть до вырождения тройных точек в случае $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$.

Для $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$ ($\nu = 0.12, n = 25$) на рисунке 2.19а-в представлены поля статического давления, статической температуры и массовой концентрации H_2O на один и тот же момент времени. Из представленных результатов расчета также видно, что на некоторых участках канала ($y = 0.0 - 0.01$ м; $y = 0.023 - 0.028$ м; $y = 0.032 - 0.051$ м; $y = 0.056 - 0.066$ м; $y = 0.083 - 0.092$ м и $y = 0.095 - 0.1$ м) наблюдается локальное расщепление детонационной волны. На рисунке 2.19 снизу представлены распределения параметров потока (статического давления, статической температуры и массовой концентрации H_2O) для фрагмента детонационной волны на участке канала $y = 0.056 - 0.066$ м, где видно, что волна горения отстает от лидирующей ударной волны. Однако такое расщепление оказывается непродолжительным, и волна горения вскоре вновь догоняет лидирующий фронт. Данная картина течения повторяется регулярно, и на отдельных участках скорость распространения детонации падает, приводя к расщеплению волны, или возрастает до значений, сопоставимых со скоростью распространения детонационной волны в свободном канале. В результате средняя скорость распространения детонации составляет $D / D_{CJ} = 0.812$.

ВРЕМЯ = 333 мкс

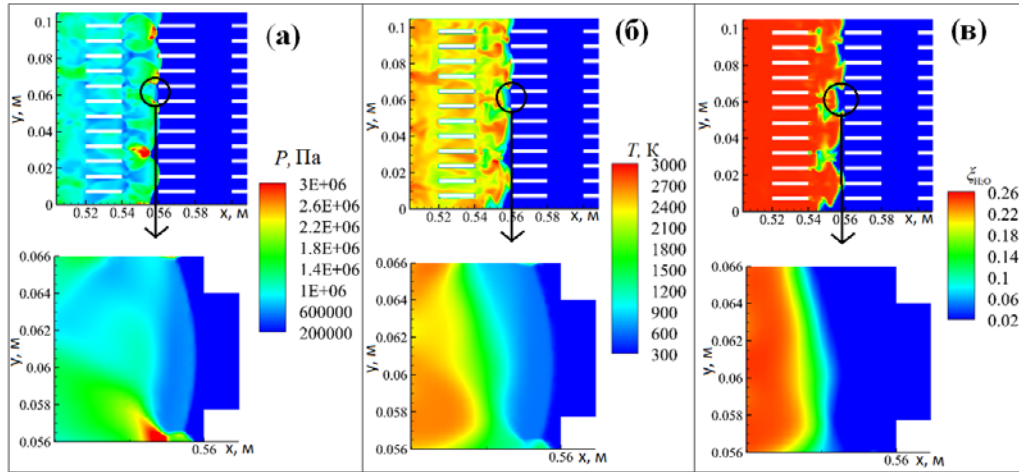


Рисунок 2.19. Результаты расчета для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.5\lambda$, $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$.

Условные обозначения: (а)- поля статического давления; (б) - поля статической температуры; (в) – поля массовой концентрации H_2O .

Для $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ ($\nu = 0.12$, $n = 50$) также наблюдается разделение фронтов, которое в данном случае происходит практически по всей ширине канала (рисунок 2.20). Однако в некоторых областях ($y = 0.0151 - 0.0212$ м; $y = 0.0322 - 0.0383$ м; $y = 0.0534 - 0.0569$ м и $y = 0.089 - 0.105$ м) фронт горения догоняет лидирующую волну. На рисунке 2.20 снизу представлены распределения параметров потока (статического давления, статической температуры и массовой концентрации H_2O) для фрагмента детонационной волны на участке канала $y = 0.0151 - 0.0325$ м. Видно, что волна горения отстает от лидирующей ударной волны при $y = 0.0212 - 0.0325$ м, а при $y = 0.0151 - 0.0212$ м фронт горения догоняет лидирующую волну. В результате ДВ распространяется со средней скоростью $D / D_{ср} = 0.76$.

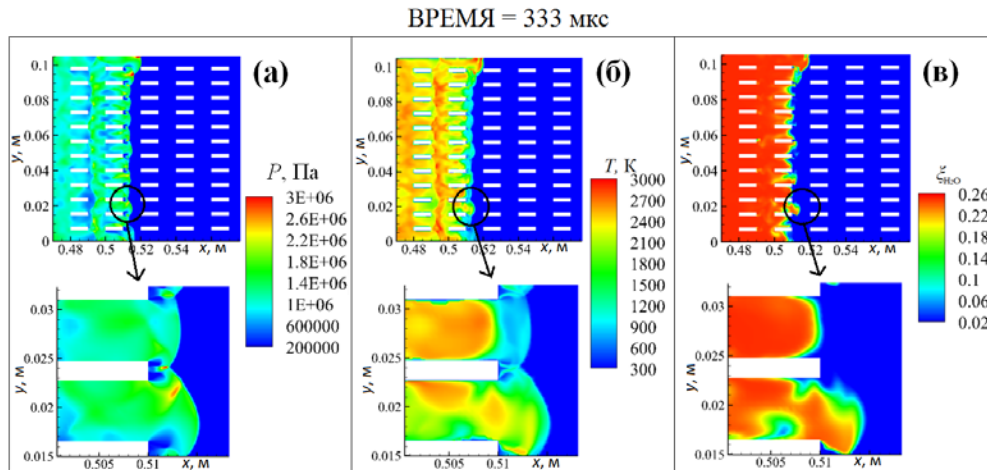


Рисунок 2.20. Результаты расчета для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.5\lambda$, $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$.

Условные обозначения: (а)- поля статического давления; (б) - поля статической температуры; (в) – поля массовой концентрации H_2O .

Для $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$ ($\nu = 0.12$, $n = 100$) также наблюдается некоторое отставание волны горения от лидирующей ударной волны, что заметно по распределению статического давления, статической температуры и массовой концентрации H_2O (рисунок 2.21а-в). На рисунке 2.21г-е видно, что в верхней части канала ($y = 0.087 - 0.102$ м) волна горения догоняет лидирующую волну. Также из рисунка 2.23г-е видно, что при $y = 0.0252 - 0.0306$ м наблюдается более интенсивное ослабление лидирующей волны и отдаление фронта горения от лидирующей ударной волны. Таким образом, для данного случая детонация распространяется в периодическом режиме, при котором происходит срыв детонации и распространением затухающей УВ и последующим реиницированием детонации, которое может происходить за счет воспламенения топливно-воздушной смеси в горячих точках за фронтом лидирующей ударной волны или в результате ее отражения от торцевой поверхности пластин [61], [67], [68]. Такой режим распространения характерен для галолирующей детонации [96]. В смесях горючего газа с частицами такой режим распространения ослабленной ДВ может реализовываться вплоть до $D/D_{cr} = 0.45$ [97]. В рассматриваемом случае ($l_2 = l_3 = 0.4\lambda$) удается добиться монотонного ослабления детонационной волны и снизить скорость распространения лидирующей ударной

волны до $D/D_{cr} = 0.588$. На рисунке 2.22 представлено поле максимумов плотности для $l_1 = 0.5\lambda$ и $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$ при $x = 0.8 - 1$ м. В верхней части канала видна генерация тройных точек и их последующее вырождение, что также является индикатором ре-инициирования детонации с последующим ее ослаблением.

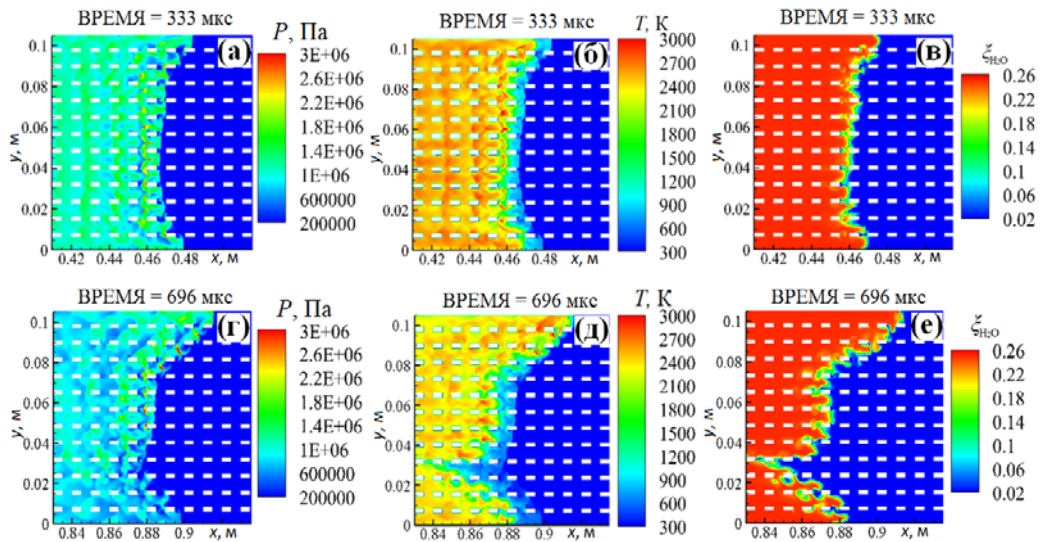


Рисунок 2.21. Результаты расчета для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.5\lambda$, $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$.

Условные обозначения: (а, г) – поля статического давления; (б, д) – поля статической температуры; (в, е) – поля массовой концентрации H_2O .

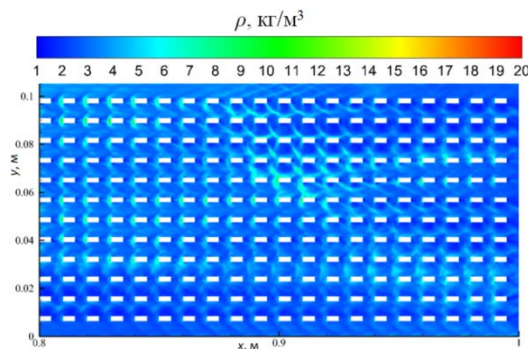


Рисунок 2.22. Поля максимумов плотности для конечноразмерных пластин для $l_1 = 0.5\lambda$, $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$, $x = 0.8 - 1$ м.

На рисунке 2.23 представлены распределения нормированной скорости распространения фронта детонационной волны вдоль преграды для различного удельного объема и количества пластин преграды. Уменьшение ширины зазора

между пластин в два раза приводит к значительному снижению скорости распространения детонации.

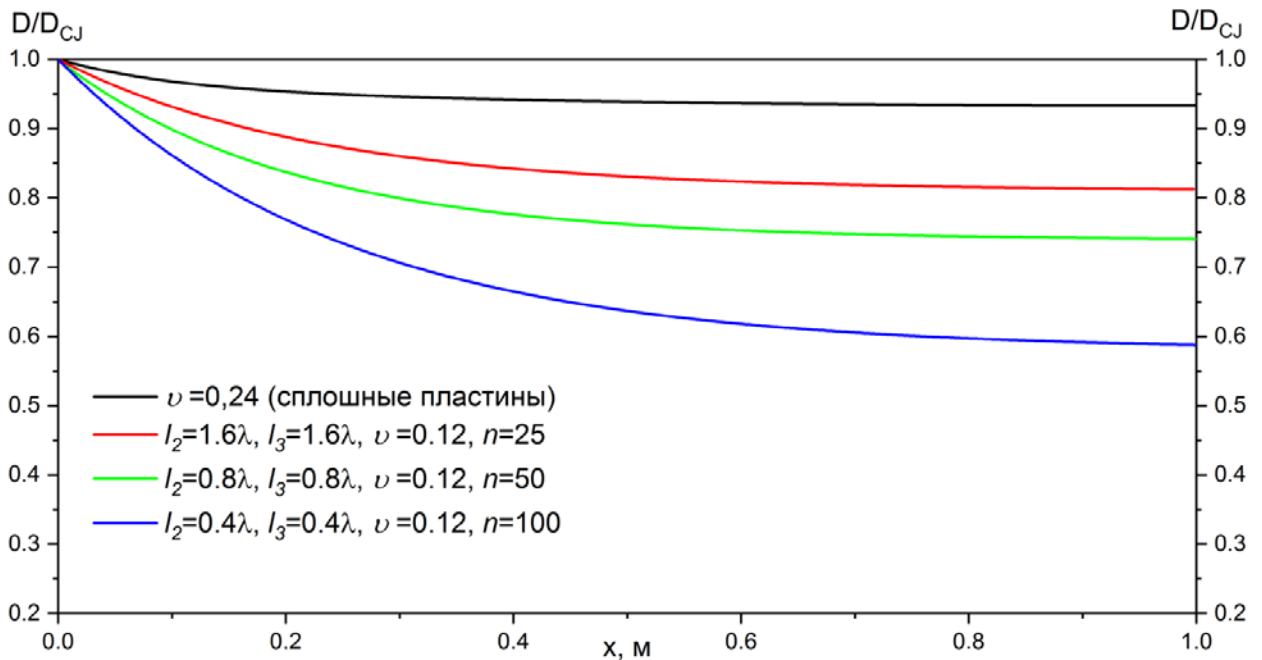


Рисунок 2.23. Сравнение скоростей распространения ДВ для различных конфигураций при $l_1 = 0.5\lambda$.

На рисунке 2.24 представлены траектории движения лидирующего фронта и фронта горения, построенные в сечении $y = 0.0525$ м, которое достаточно удалено от стенок основного канала. Для $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$ видно, что фронт горения практически не отстает от лидирующей волны, при этом заметны некоторые осцилляции траекторий, свидетельствующие о наличии торможения волны. При $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ анализ траекторий движения лидирующего фронта и фронта горения подтверждает наличие локального расщепления фронтов. Для $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$ расхождение траекторий движения лидирующего фронта и фронта горения наиболее значительное по сравнению с предыдущими случаями.

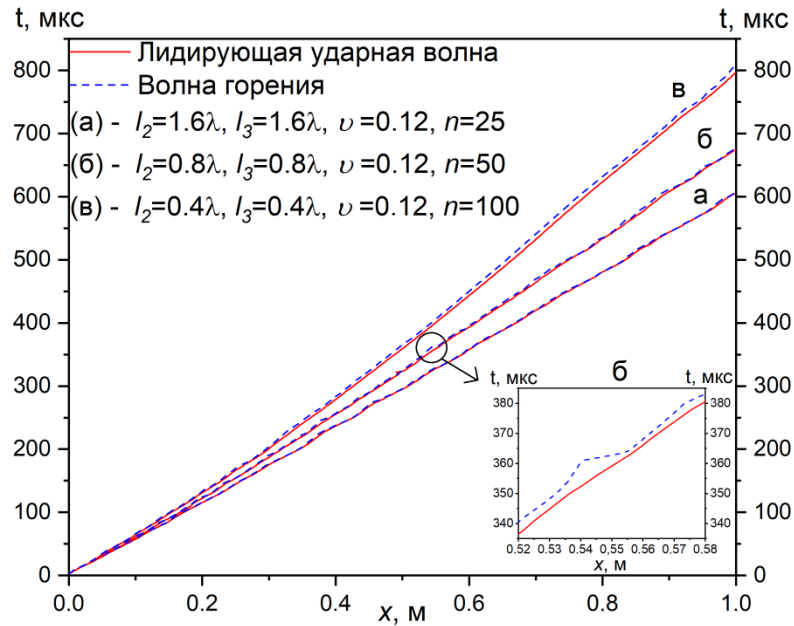


Рисунок 2.24. Траектории фронта лидирующей волны и фронта продуктов реакции для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.5\lambda$.

В таблице 2.3 представлены результирующие скорости распространения ДВ для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.5\lambda$. Для всех рассматриваемых случаев удельный объем, занимаемый пластинами, и количество пластин в одном ряду оставались постоянными и составляли $\nu = 0.12$ и $N = 12$, соответственно. Такие значения ν и N в два раза превышают аналогичные для $l_1 = \lambda$ при прочих равных условиях. Для $l_1 = 0.5\lambda$ увеличение количества рядов пластин приводит к более существенному изменению скорости по сравнению со случаем для $l_1 = \lambda$. Так, для $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$ и $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ количество рядов пластин отличается в два раза, при этом дефицит скорости распространения детонации составляет $\Delta D = 0.188$ и $\Delta D = 0.24$ м/с соответственно. Для $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$ количество рядов пластин в два раза больше, чем для $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$, при этом дефицит скорости увеличился до $\Delta D = 0.412$. Таким образом, увеличение удельного объема пластин и их количества в одном ряду в два раза по сравнению со случаем для $l_1 = \lambda$, в совокупности с уменьшением зазора между пластинами ниже геометрического предела существования детонационной ячейки приводит к более существенному снижению скорости распространения детонационной волны с увеличением количества рядов пластин.

Таблица 2.3. Результирующие скорости распространения ДВ для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.5\lambda$.

$l_2, \text{мм}$	$l_3, \text{мм}$	v	n	D / D_{CJ}	ΔD
1.6λ	1.6λ	0.12	25	0.812	0.188
0.8λ	0.8λ	0.12	50	0.76	0.24
0.4λ	0.4λ	0.12	100	0.588	0.412

Для $l_1 = 0.3\lambda$ ($N = 17$) также наблюдается разрушение ячеистой структуры детонации и распространение отдельных тройных точек, отражающихся от пластин и периодически сталкивающихся друг с другом (рис. 2.25).

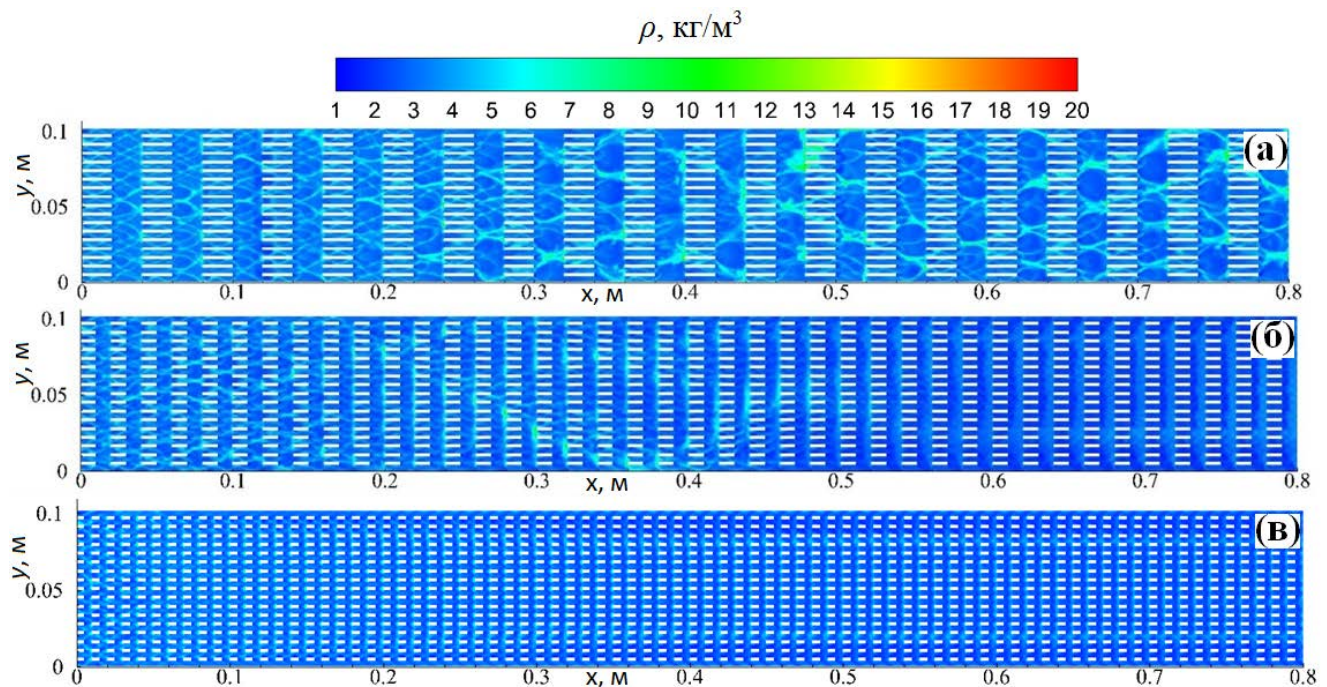


Рисунок 2.25. Поля максимумов плотности для конечноразмерных пластин для $l_1 = 0.3\lambda$.

Условные обозначения: (а) - $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$; (б) - $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$; (в) - $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$.

При этом пропорциональное уменьшение длины пластин и горизонтального расстояния между ними приводит не только к более раннему разрушению детонационной ячейки, но и к ослаблению и вырождению тройных точек как для $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ (рисунок 2.25б), так и для $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$ (рисунок 2.25в).

Для всех параметров пластин наблюдается наличие расщепления детонационной волны на ударную волну и волну горения (рисунки 2.26 – 2.28).

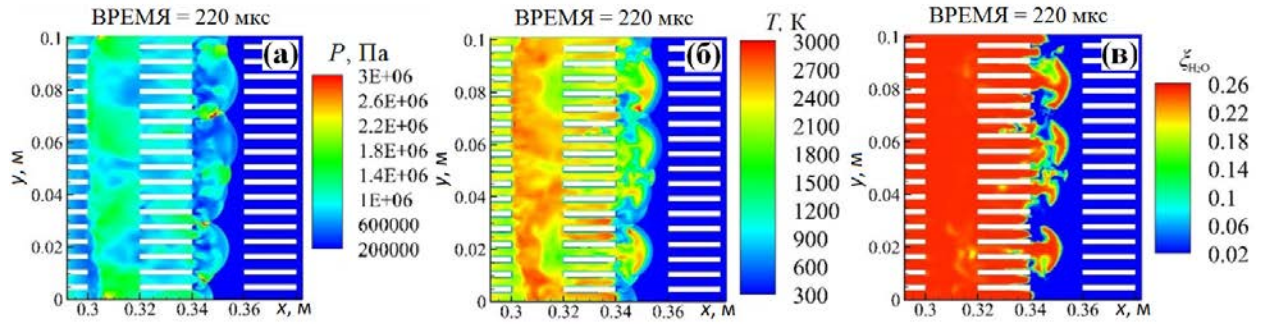


Рисунок 2.26. Результаты расчета для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.3\lambda$, $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$.

Условные обозначения: (а)- поля статического давления; (б) - поля статической температуры; (в) – поля массовой концентрации H_2O .

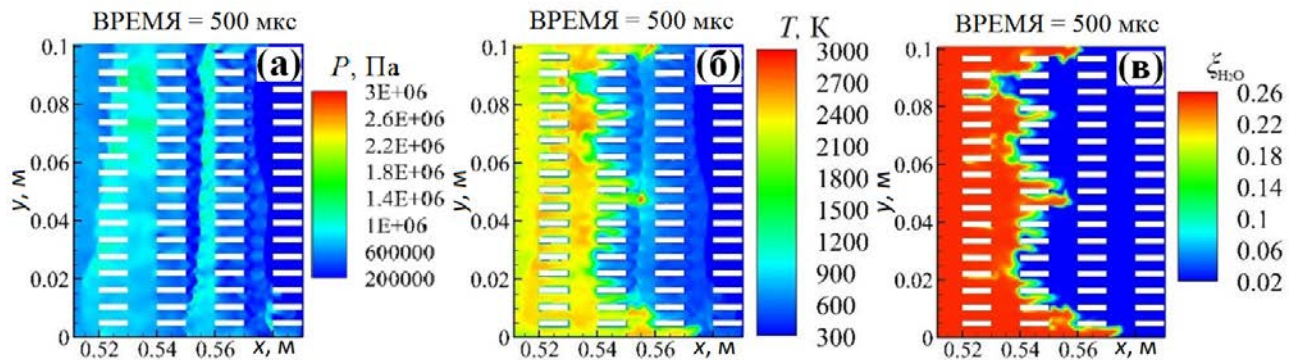


Рисунок 2.27. Результаты расчета для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.3\lambda$, $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$.

Условные обозначения: (а)- поля статического давления; (б) - поля статической температуры; (в) – поля массовой концентрации H_2O .

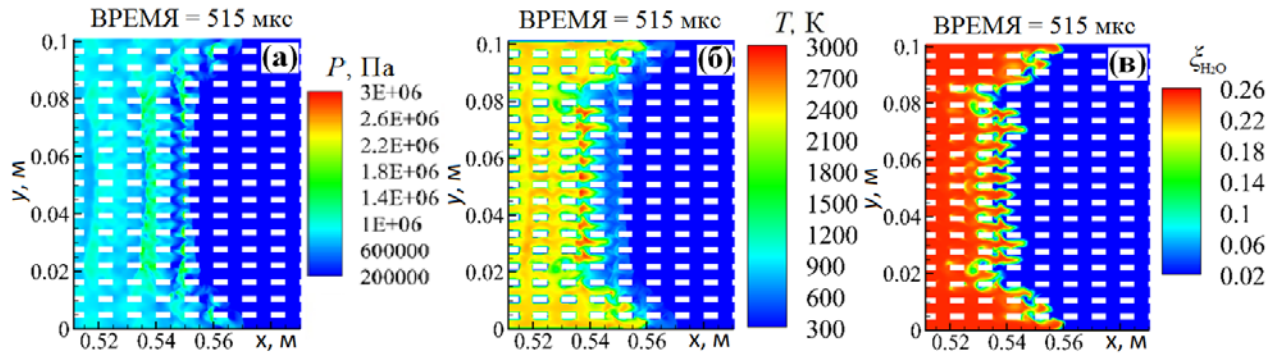


Рисунок 2.28. Результаты расчета для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.3\lambda$, $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$.

Условные обозначения: (а) - поля статического давления; (б) - поля статической температуры; (с) - поля массовой концентрации H_2O .

Для $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$ ($\nu = 0.17, n = 25$) нормированная скорость распространения детонационной волны падает до значения $D/D_{CJ} = 0.76$ (рисунок 2.29), что

сопоставимо с результирующей скоростью ДВ для случая при $l_1 = 0.5\lambda$, $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$ ($N = 12$, $\nu = 0.17$, $n = 25$). Анализ траекторий движения фронта лидирующей ударной волны и волны горения (рисунок 2.30) также показывает наличие расхождения кривых, что свидетельствует о наличии локального расщепления детонационной волны.

Для $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ ($\nu = 0.12$, $n = 50$) заметно значительное расхождение траекторий движения лидирующего фронта и фронта горения (рисунок 2.30б). В результате скорость распространения фронта лидирующей ударной волны падает до $D/D_{CJ} = 0.4$ (рисунок 2.29). Сопоставления полей течения для различных параметров потока (рисунок 2.27) также свидетельствует о наличии значительного отставания волны горения от ударной волны. Однако это расстояние изменяется слабо с течением времени. Такой эффект объясняется наличием отражения лидирующей УВ от торцевых стенок пластин. С одной стороны, взаимодействие отраженных волн с волной горения замедляет последнюю. С другой стороны, это взаимодействие приводит к воспламенению топливно-воздушной смеси за фронтом отраженной волны. Также наблюдается наличие самовоспламенения газовой смеси при отражении лидирующей УВ от пластин.

Уменьшение длины пластин и расстояния между ними до $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$ приводит к падению скорости распространения лидирующей ударной волны до $D/D_{CJ} = 0.43$, что сопоставимо с предыдущим случаем (рисунок 2.29). Анализ полей течения также показывает наличие расщепления ДВ (рисунок 2.38). Однако, несмотря на наличие расщепления и значительного ослабления лидирующей ударной волны, отставание волны горения от ударной волны не столь значительное, о чем свидетельствует расхождение траекторий лидирующей УВ и волны горения (рисунок 2.30в). Такой эффект, как и в предыдущем случае, объясняется наличием воспламенения топливно-воздушной смеси за отраженными волнами. Уменьшение длины пластин и расстояния между ними, а

также увеличение количества пластин, в сравнении с предыдущим случаем, приводит к уменьшению расстояния между волной горения и ударной волной.

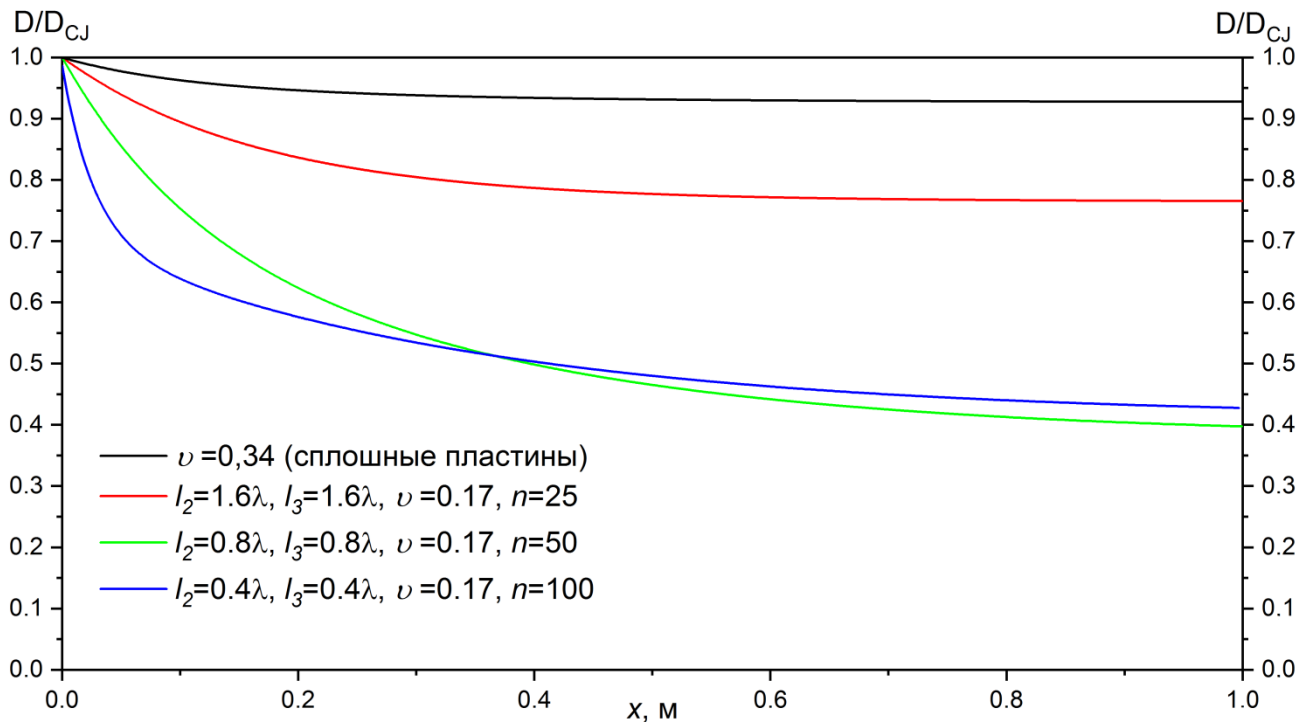


Рисунок 2.29. Сравнение скоростей распространения ДВ для различных конфигураций при $l_1 = 0.3\lambda$.

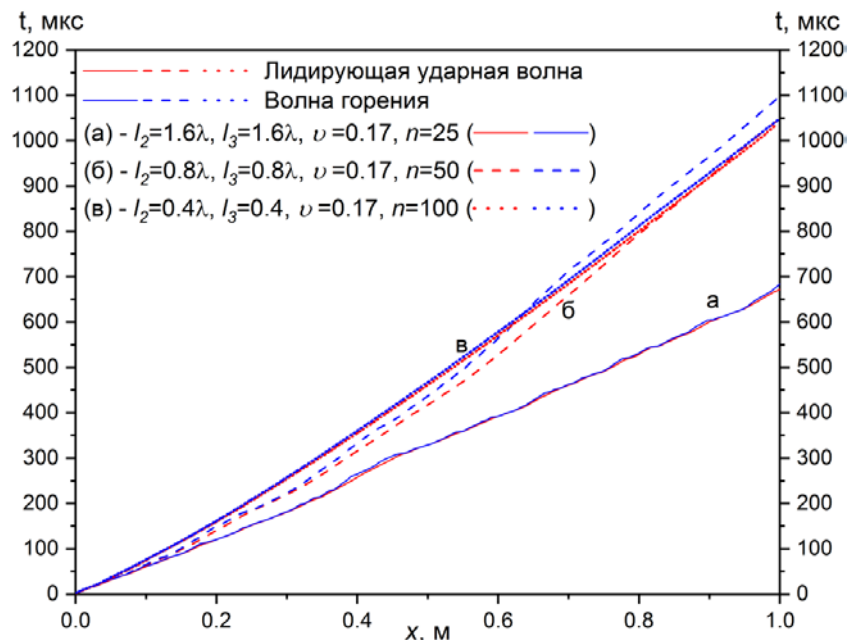


Рисунок 2.30. Траектории фронта лидирующей волны и фронта продуктов реакции для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.3\lambda$.

Сравнив результаты для $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ и для $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$ (таблица 2.4), можно сделать вывод о том, что несмотря на увеличение количества пластин и сохранение величины удельного объема, занимаемого пластинами, детонация ослабляется до практически одинаковых значений. В предыдущих расчетах ($l_1 = 0.5\lambda$ и $l_1 = \lambda$), увеличение количества рядов пластин приводило к значительному снижению скорости распространения детонации.

Таблица 2.4. Результирующие скорости распространения ДВ для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.3\lambda$.

l_2	l_3	ν	n	$D / D_{сг}$	ΔD
1.6λ	1.6λ	0.17	25	0.76	0.24
0.8λ	0.8λ	0.17	50	0.4	0.6
0.4λ	0.4λ	0.17	100	0.43	0.57

Для $l_1 = 0.3\lambda$ различия начинают проявляться при расщеплении детонационной волны на ударную волну и волну горения. На рисунках 2.31–2.32 приведены поля статического давления в различные моменты времени для $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ и для $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$. Для $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ реализуется следующая волновая картина течения:

- на выходе из зазора между пластин в свободный канал происходит расширение потока и взаимодействие лидирующих фронтов, приводящее к образованию областей повышенного давления (рисунок 2.31а);

- дальнейшее расширение приводит к падению давления и смещению областей повышенного давления к центру зазоров (рисунок 2.31б), при этом фронт лидирующей УВ искривлен, а его вогнутая часть оказывается в районе центра зазора между пластин;

- в результате отражение от торцевых поверхностей пластин реализуется немного раньше, чем УВ окажется в зазоре, при этом область повышенного давления частично отсекается отражением (рисунок 2.31в);

– часть волн, отраженных от углов пластин, немного усиливают лидирующую УВ (рисунок 2.31г).

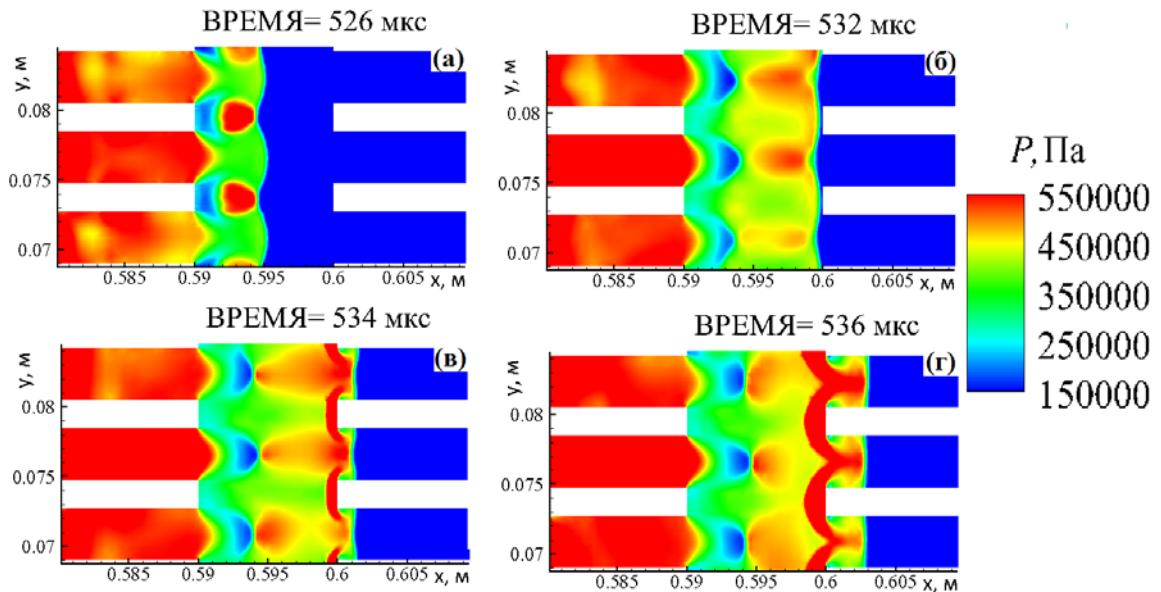


Рисунок 2.31. Поля статического давления для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.3\lambda$, $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ в различные моменты времени.

Для $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$, реализуется немного иная волновая картина течения:

– как и в предыдущем случае, на выходе из зазора между пластин в свободный канал происходит расширение потока и взаимодействие лидирующих фронтов, приводящее к образованию областей повышенного давления (рисунок 2.32а);

– сокращение расстояния между пластин приводит к тому, что дальнейшего расширения потока не происходит, и лидирующая УВ взаимодействует с пластинами (рисунок 2.32б), как и в предыдущем случае, фронт УВ искривлен, однако в центре зазора между пластин оказывается его выпуклая часть;

– в результате отражение от торцевых поверхностей пластин реализуется немного позже, чем УВ окажется в зазоре, при этом отражение происходит в областях повышенного давления (рисунок 2.32в);

– так как отражение реализуется в областях повышенного давления, волны, отраженные от углов пластин, более значительно усиливают лидирующую УВ (рисунок 2.32г).

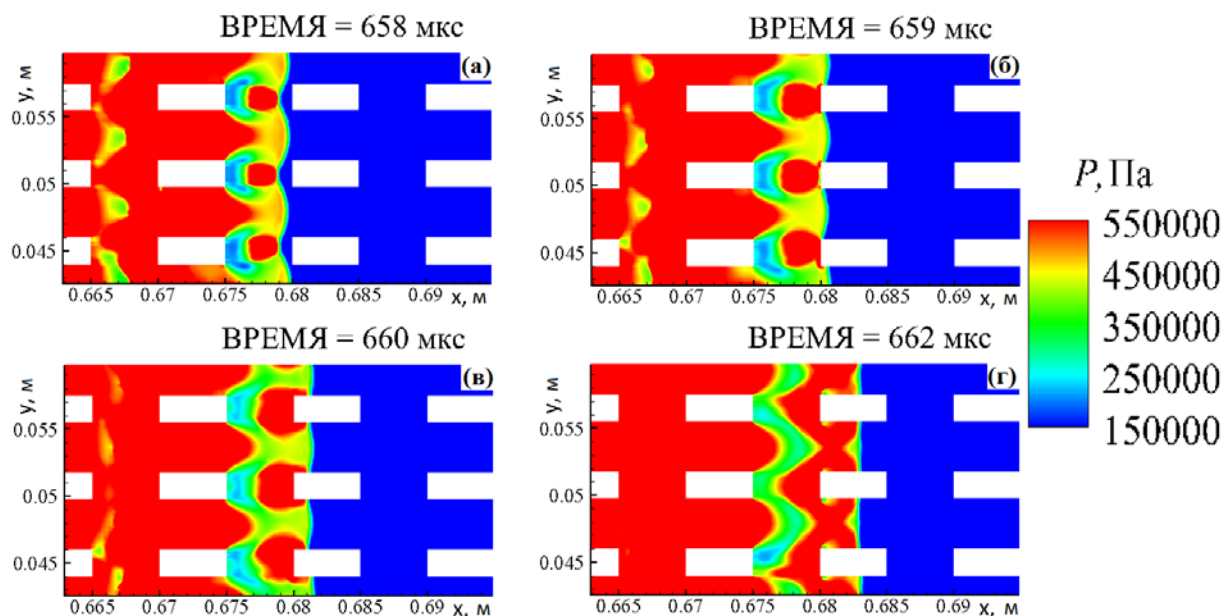


Рисунок 2.32. Поля статического давления для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.3\lambda$, $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$ в различные моменты времени.

Для $l_1 = 0.15\lambda$ ($N = 25$) наблюдается разрушение ячеистой структуры детонации и распространение отдельных тройных точек, которые впоследствии ослабевают и вырождаются для всех расчетных случаев (рисунок 2.33). При этом результирующая нормированная скорость распространения ударной волны падает до значения $D / D_{CJ} = 0.27 - 0.28$ (рисунок 2.34). Заметно более интенсивное падение скорости с уменьшением параметров пластин на начальном этапе распространения.

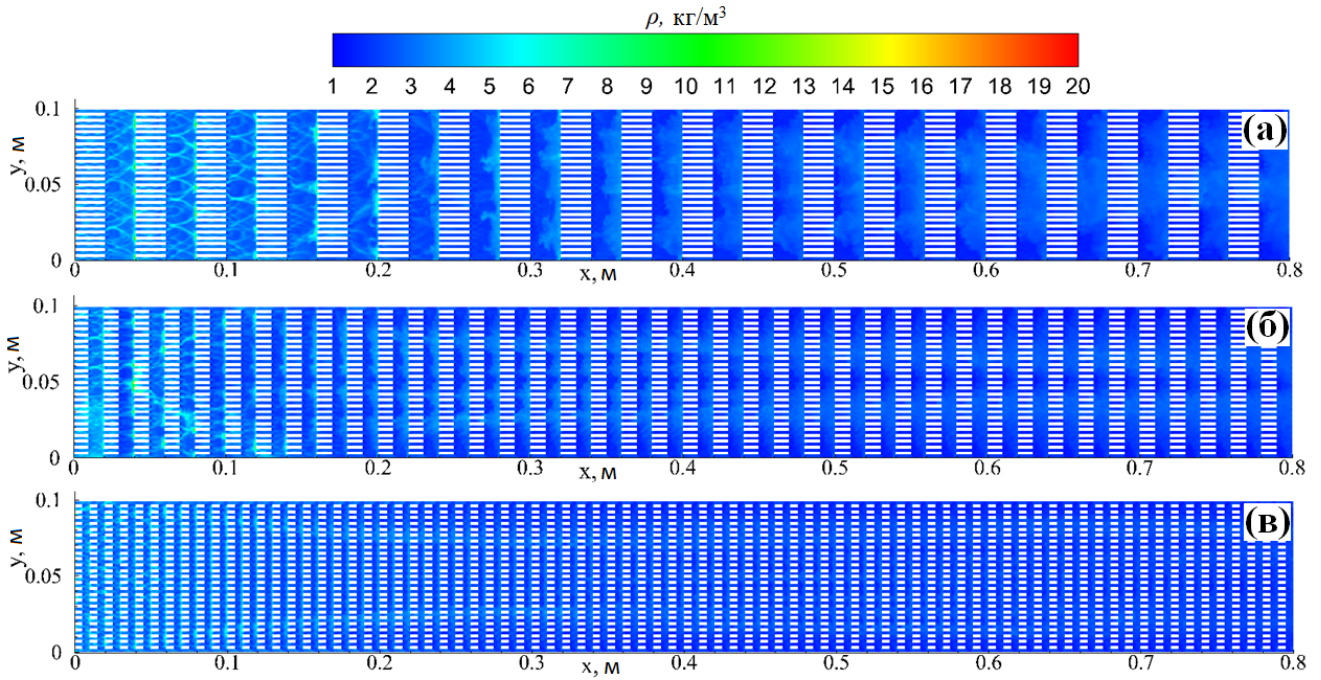


Рисунок 2.33. Поля максимумов плотности для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0,15\lambda$.

Условные обозначения: (а) - $l_2 = l_3 = 1,6\lambda$; (б) - $l_2 = l_3 = 0,8\lambda$; (в) - $l_2 = l_3 = 0,4\lambda$.

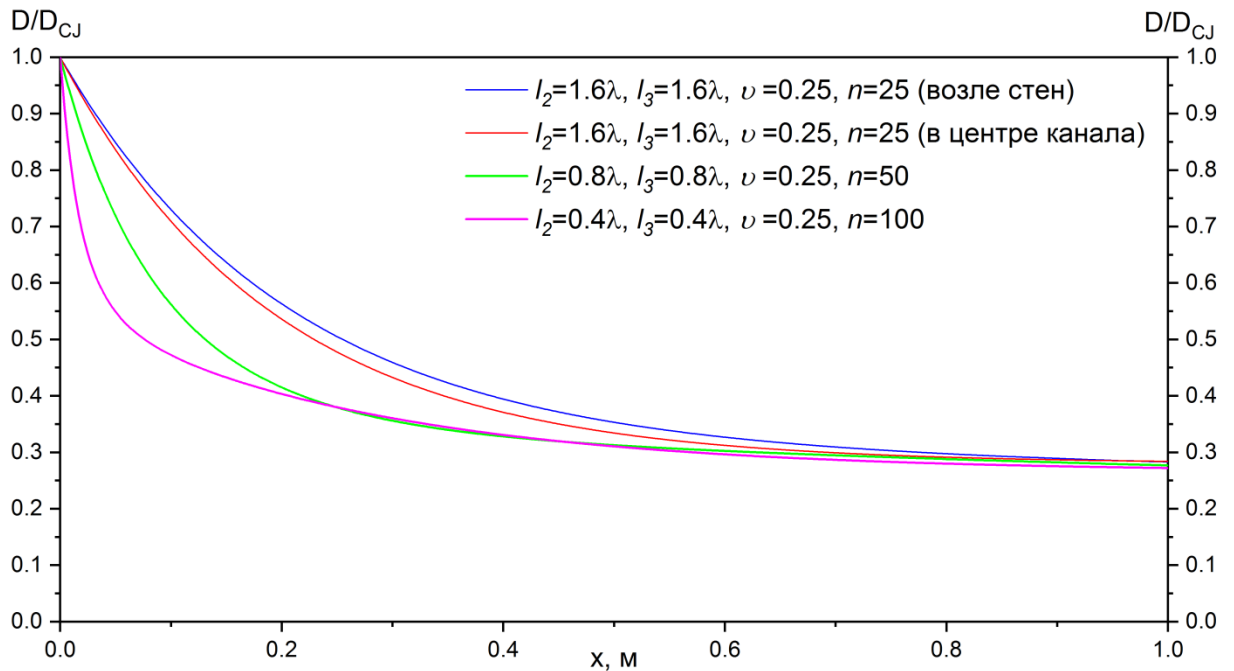


Рисунок 2.34. Сравнение скоростей распространения ДВ для различных конфигураций при $l_1 = 0,15\lambda$.

Для $l_2 = l_3 = 1,6\lambda$ ($\nu = 0,25, n = 25$) скорость распространения лидирующей УВ, а также траектории УВ и фронта продуктов реакции (рисунок 2.35) были построены для двух различных прямых: вдоль стены и вдоль линии $y = 0,0475$

(примерно в центре канала). Такое построение было необходимо в связи с неравномерностью фронта продуктов реакции (рисунок 2.36). На рисунке 2.36г-е видно, что с течением времени максимальное расстояние между фронтом волны горения и лидирующей УВ наблюдается в центре канала, а минимальное расстояние – возле стенок. При этом фронт лидирующей ударной волны искривлен не столь значительно, поэтому его траектории движения и его скорости в разных частях канала слабо отличаются (рисунки 3.34–2.35). В итоге, учитывая скорость распространения лидирующей ударной волны и значительное отставание волны горения от УВ, можно говорить о срыве детонации.

При $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$ ($\nu = 0,25, n = 25$) фронт волны горения также начинает отставать от лидирующей ударной волны, при этом значительно искривляясь (рисунок 2.37а-в). Максимальное расстояние между лидирующей УВ и фронтом волны горения наблюдается в двух областях канала, минимальное – возле стенок. Траектории распространения волны горения и ударной волны (рисунок 2.35), а также скорость распространения УВ построены вдоль прямой $y = 0.0475$. Из рисунка 2.35 видно, что расстояние между волной горения и ударной волной постепенно увеличивается.

Уменьшение параметров преграды до $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$ ($\nu = 0.25, n = 25$) также приводит к значительному искривлению волны горения (рисунок 2.38). Для данного случая траектории распространения волны горения и ударной волны (рисунок 2.35), а также скорость распространения УВ также построены вдоль прямой $y = 0.0475$. Из рисунка 2.35 видно, что расстояние между волной горения и ударной волной увеличивается более значительно по сравнению с предыдущим случаем.

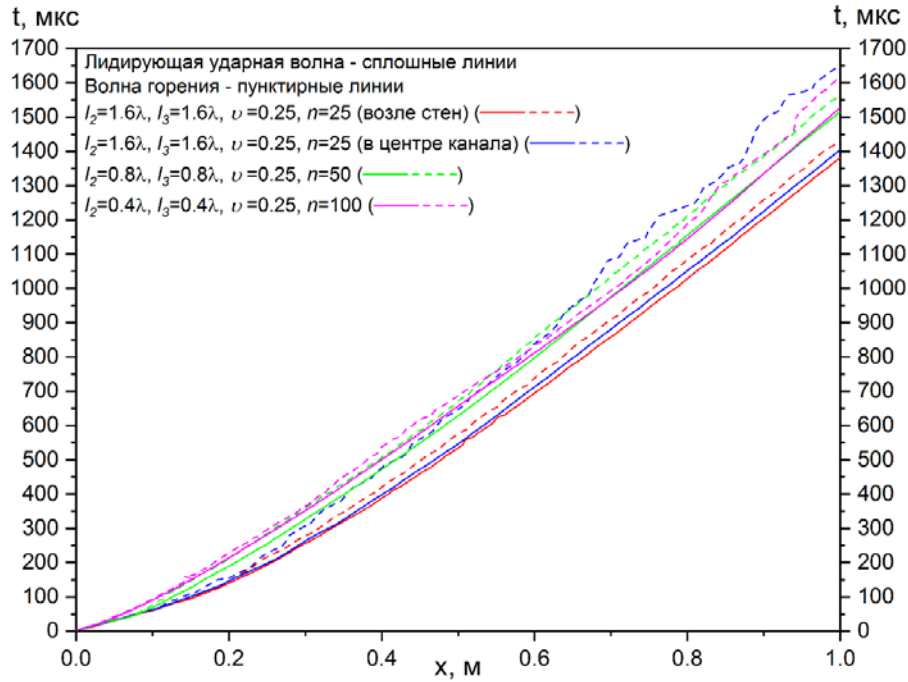


Рисунок 2.35. Траектории фронта лидирующей волны и фронта продуктов реакции для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.15\lambda$.

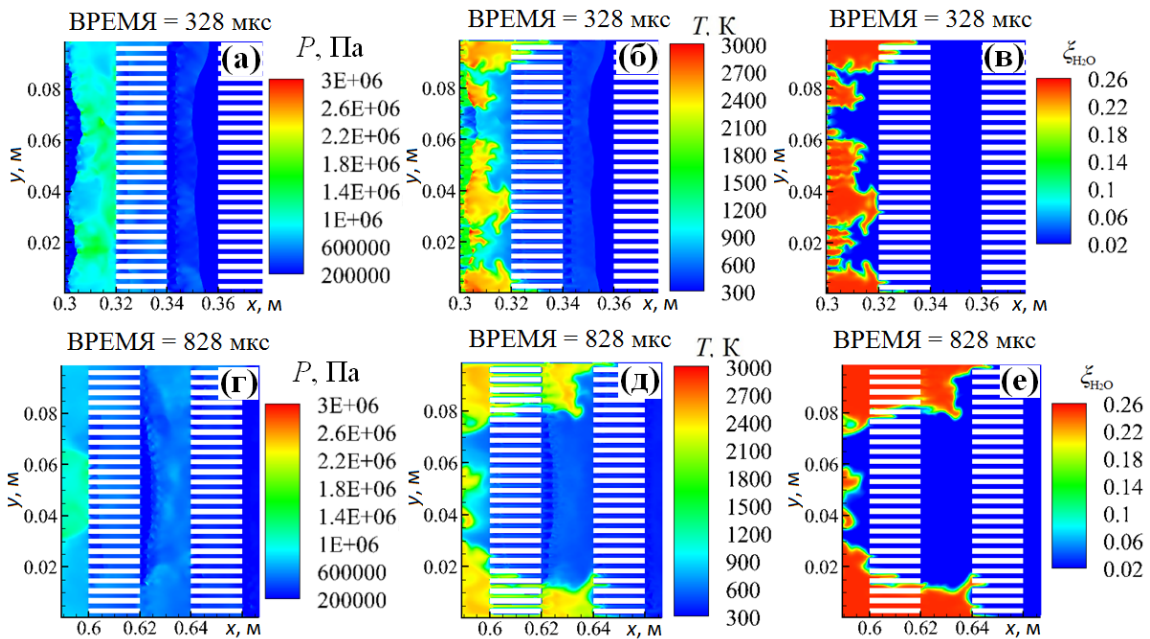


Рисунок 2.36. Результаты расчета для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.15\lambda$, $l_2 = l_3 = 1.6\lambda$.

Условные обозначения: (а, г) - поля статического давления; (б, д) - поля статической температуры; (в, е) - поля массовой концентрации H_2O .

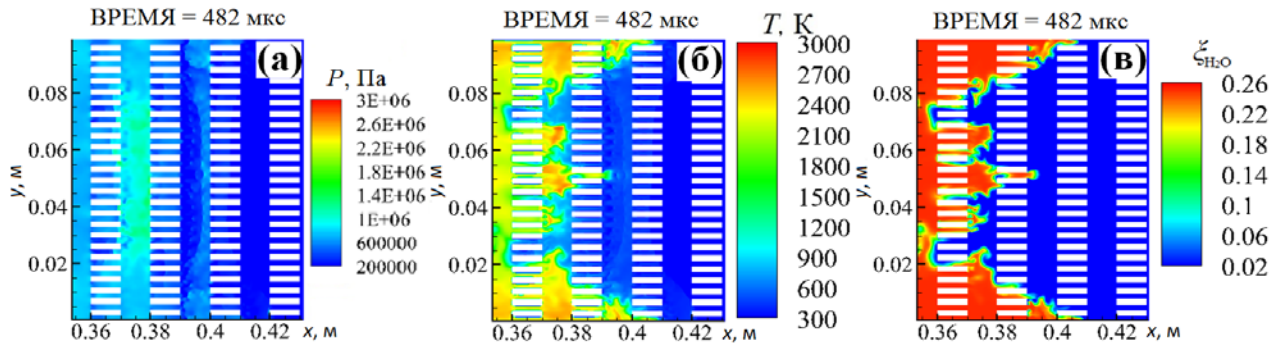


Рисунок 2.37. Результаты расчета для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.15\lambda$, $l_2 = l_3 = 0.8\lambda$.

Условные обозначения: (а)- поля статического давления; (б) - поля статической температуры; (в) – поля массовой концентрации H_2O .

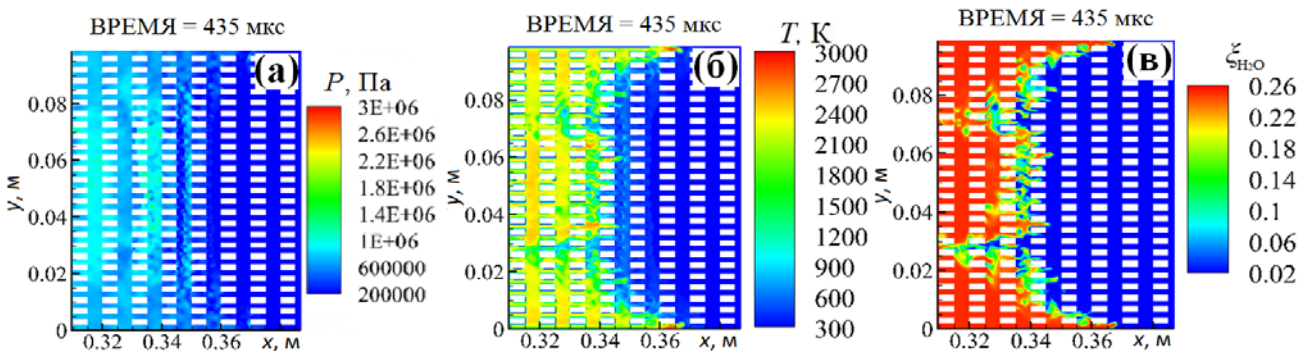


Рисунок 2.38. Результаты расчета для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.15\lambda$, $l_2 = l_3 = 0.4\lambda$.

Условные обозначения: (а) - поля статического давления; (б) - поля статической температуры; (в) - поля массовой концентрации H_2O .

Слабое различие в дефиците скорости распространения лидирующей УВ для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.15\lambda$ (таблица 2.5), как и для пластин с при $l_1 = 0.3\lambda$, объясняется различием в волновых картинах течения, описанным выше.

Таблица 2.5. Результирующие скорости распространения ДВ для конечноразмерных пластин при $l_1 = 0.15\lambda$.

l_2	l_3	ν	n	$D / D_{сг}$	ΔD
1.6λ	1.6λ	0.25	25	0.283	0.717
0.8λ	0.8λ	0.25	50	0.277	0.723
0.4λ	0.4λ	0.25	100	0.272	0.728

Выводы по главе 2

Выявлено, что уменьшение ширины малых каналов менее поперечного размера детонационной ячейки приводит к перестроению ячеистой структуры фронта детонации и к уменьшению скорости ее распространения.

Учет теплопроводности стенок каналов не оказывает значительного влияния на скорость распространения детонационной волны по сравнению со случаем стенок с постоянной температурой. Использование адиабатической стенки приводит к завышенным значениям скорости ДВ.

Показана возможность добиться уменьшения скорости распространения детонации путем замены сплошных пластин конечноразмерными пластинами.

Оценено влияние геометрических параметров пластин и шага их установки на степень ослабления детонации.

Определено, что увеличение количества пластин приводит к более сильному ослаблению детонации по сравнению с увеличением удельного объема пластин.

Показано, что уменьшение зазора между пластинами меньше геометрического предела существования детонационной ячейки приводит к более существенному влиянию количества рядов пластин на ослабление детонации.

Для $l_I = 0.15\lambda$ и $l_I = 0.3\lambda$ сокращение расстояния между пластинами приводит к реализации различных картин взаимодействий с торцевыми поверхностями пластин, что приводит к одинаковым результирующим скоростям распространения лидирующей ударной волны.

Уменьшение зазора между пластинами до $l_I = 0.15\lambda$ приводит к срыву детонации.

Глава 3. Численное моделирование взаимодействия детонационной волны с жесткой проницаемой преградой

В главе представлены результаты численного моделирования взаимодействия детонационной волны с жесткой проницаемой преградой, представляющей собой набор круговых препятствий, равномерно распределенных в шахматном порядке в расчетной области.

3.1. Постановка задачи, тестирование расчетной сетки

Для численного исследования ослабления, подавления и ре-инициирования детонационной волны при ее взаимодействии с жесткой проницаемой преградой использовалась многорядная решетка, состоящая из элементов круглого сечения, расположенных в шахматном порядке. Геометрические параметры решетки (диаметр d и расстояние между прутьями h , l) варьировались. В расчетной области (рисунок 3.1) задавалась предварительно перемешанная, стехиометрическая смесь водорода и воздуха с параметрами: $T_{см} = 300$ К и $P_{см} = 100$ кПа. Перед препятствиями в качестве начальных условий задавалась предварительно рассчитанная ячеистая детонационная волна (ДВ). Скорость фронта ДВ составляла около 1937 м/с.

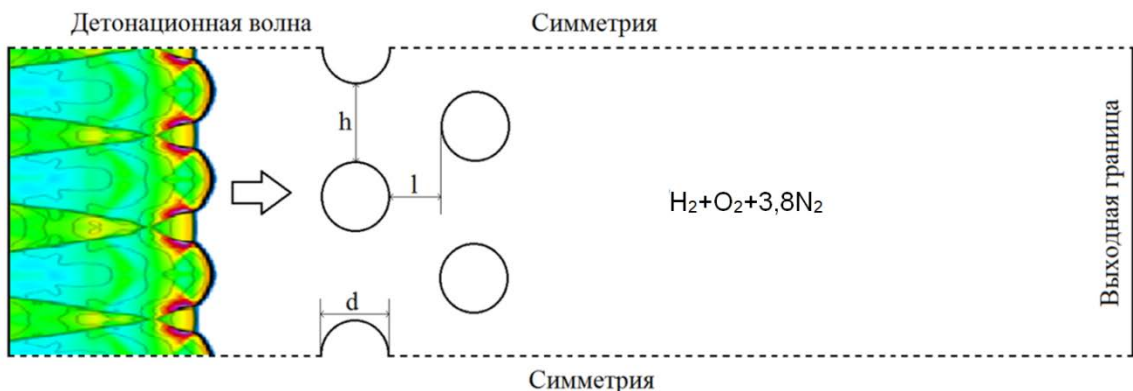


Рисунок 3.1. Схема моделируемой области.

Задача решалась в двумерной постановке в расчетном пакете ANSYS Fluent. Как и на предыдущих этапах исследования, начальная сетка была структурирована и состояла из элементов четырехугольной формы. Базовый шаг начальной сетки варьировался от 1 мм в свободном канале до 0.5 мм у границы препятствий. Для повышения разрешающей способности была использована динамическая адаптация расчетной сетки по градиенту плотности. На рисунке 3.2 представлен фрагмент расчетной сетки для коэффициента адаптации $k_a = 3$.

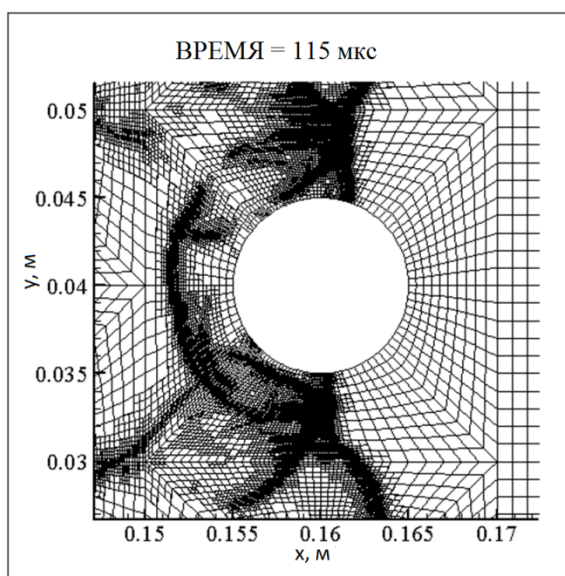


Рисунок 3.2. Адаптация расчетной сетки по градиенту плотности.

Проверялась сходимость решения по расчетной сетке. Результаты этой проверки представлены в виде полей плотности на рисунке 3.3. Было использовано 2 сетки, базовая и более подробная. Для базовой сетки с шагом 1 мм в свободном канале без применения адаптации не удастся в полной мере отразить волновую картину течения (рисунок 3.3а). Подробная сетка с шагом 0.5 мм без адаптации позволяет более корректно отобразить волновую структуру детонации, отраженные от препятствий волны и пики плотности, возникающие при взаимодействии поперечных волн (рисунок 3.3б). Использование динамической адаптации применительно к первой, более грубой сетке, позволяет улучшить качество результатов расчета, при этом значительно сокращая затраты машинного времени по сравнению со второй сеткой (рисунок 3.3в-г). Результаты показывают,

что для адекватного воспроизведения рассматриваемого явления достаточно использовать первую сетку с коэффициентом адаптации $k_a = 2$ (рисунок 3.3в).

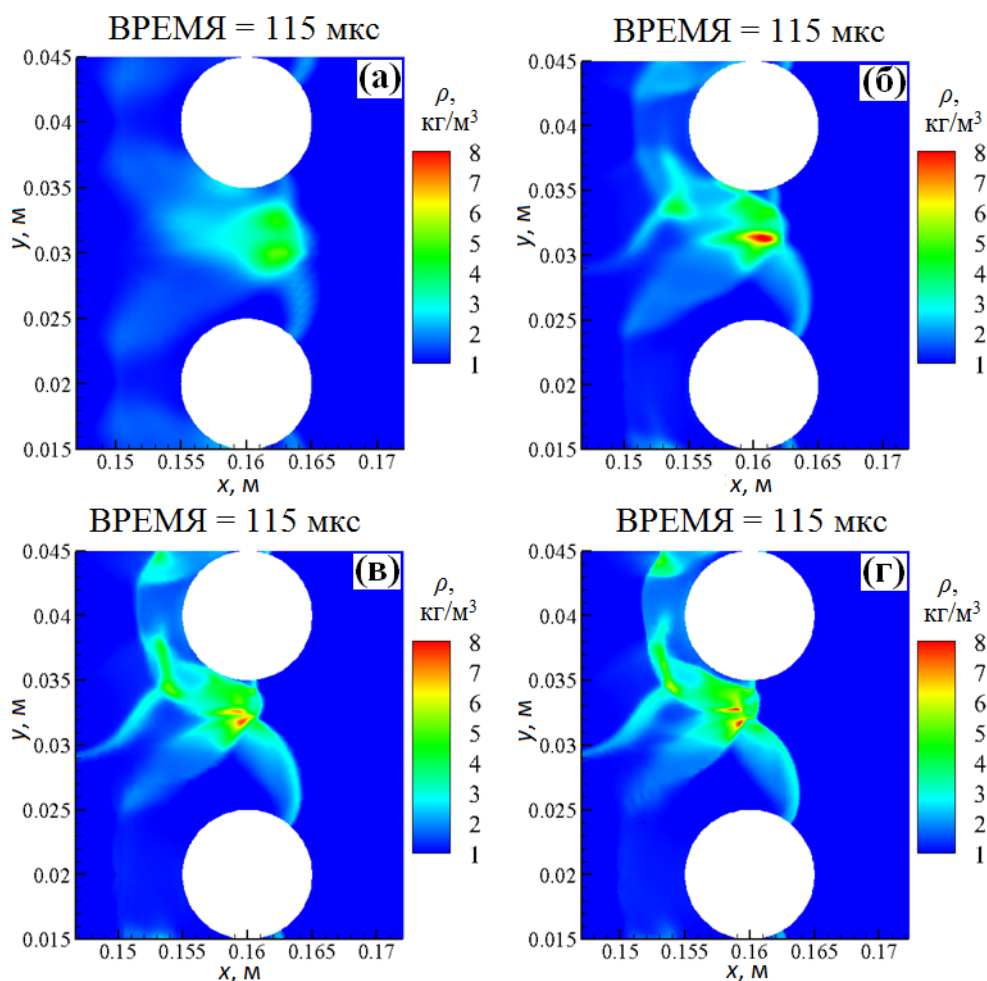


Рисунок 3.3. Тестирование расчетной сетки.

Условные обозначения: (а) – базовая сетка без адаптации; (б) – подробная сетка без адаптации; (в) – базовая сетка при $k_a = 2$; (г) – базовая сетка при $k = 3$.

3.2. Результаты расчета: влияние количества рядов препятствий, критерий остановки расчета.

Известно, что ослаблению газовой детонации будет способствовать увеличение длины участка L , на котором расположено препятствие, а также увеличение удельно объема ν , занимаемого препятствиями в канале длиной L [37], [38], [39], [40], [41]. Также экспериментально показано, что на ослабление и срыв детонации влияют диаметр цилиндров d и расстояние между ними h ,

отнесенные к размеру детонационной ячейки в смеси [60], [61]. Одним из важных параметров, влияющих на ослабление ударных и детонационных волн, является площадь поверхности S , от которой отражается лидирующая ударная волна [61]. Значительное влияние отражения лидирующей волны от препятствий подробно рассмотрено в главе 2. Под срывом детонации в настоящей работе подразумевается разделение фронта детонации на фронт ударной волны и фронт горения. После выхода этой двухфронтной структуры за границу зоны препятствий возможно ре-иницирование детонации. В случае если ре-иницирование не происходит, можно говорить о подавлении детонационной волны.

Рассмотрим механизм ослабления детонации на примере расчета при диаметре цилиндров $d = 10$ мм (0.8λ) и расстоянии между ними $h = l = 10$ мм $= 0.8\lambda$ (рисунок 3.4). Вначале детонационная волна сталкивается с первым рядом цилиндров. Происходит отражение лидирующей ударной волны от передней поверхности препятствий и сжатие потока в зазоре между цилиндрами (рисунок 3.4а). Затем детонационная волна проходит в область свободного канала между рядами (рисунок 3.4б), где теряет свою интенсивность за счет расширения. Ослабившись за счет отражения и расширения, детонационная волна вновь сталкивается с препятствием (рисунок 3.4в). После чего ДВ вновь проходит в свободный от препятствий канал (рисунок 3.4г). Шахматное расположение цилиндров приводит к тому, что начиная со второго ряда, отражение осуществляется в области повышенных скоростей, тем самым препятствуя интенсификации головной ударной волны.

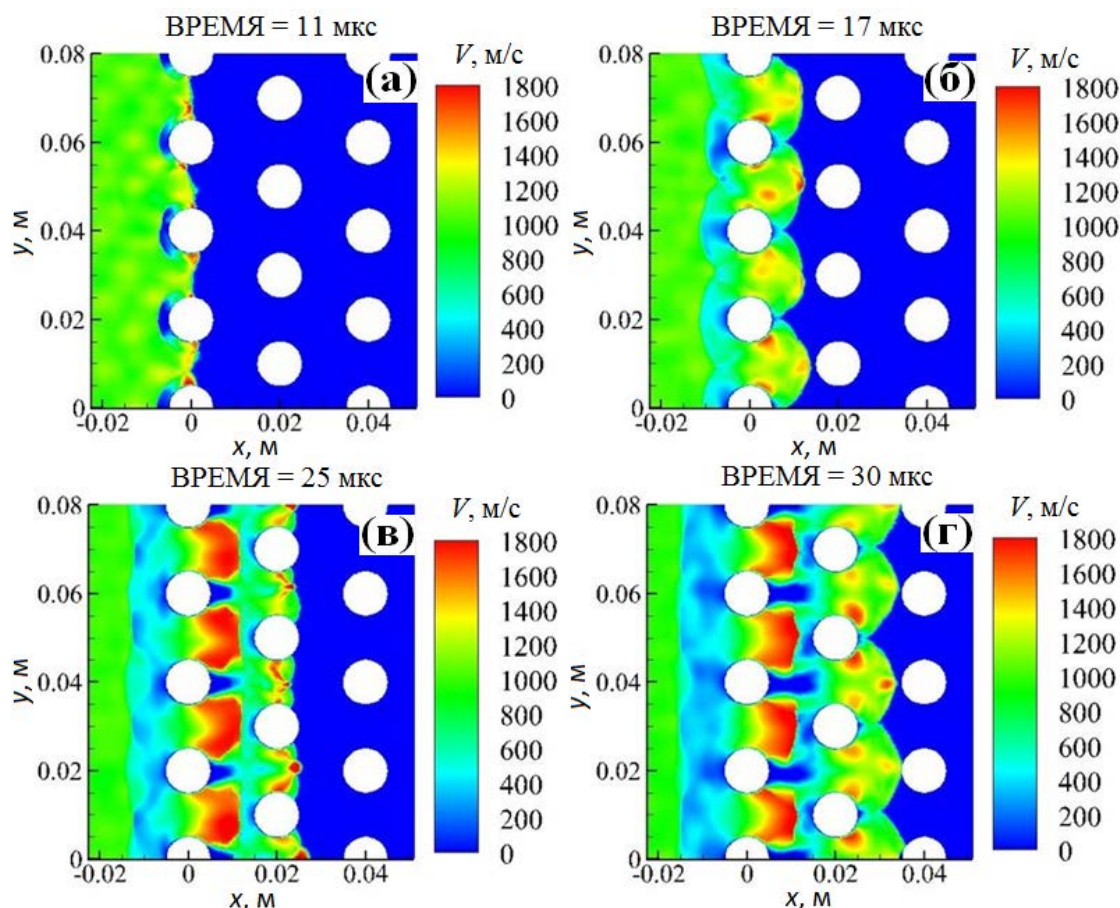


Рисунок 3.4. Взаимодействие детонационной волны с элементами преграды. Поля скорости для $d = h = l = 0.8\lambda$.

При прохождении зоны препятствий реализуются три режима ударно-волнового течения. В первом случае детонационная волна ослабляется незначительно, и в канале без препятствий практически моментально выходит на стационарный режим распространения. Второй режим сопровождается разделением детонационной волны на лидирующую ударную волну и волну горения с последующим ре-иницированием детонации. Третий режим отличается от второго отсутствием ре-иницирования детонации. В настоящей работе мы не будем разделять первый и второй режимы течения, а исследуем параметры преграды, при которых наблюдается полный срыв детонации без ре-иницирования.

Для преграды $d = h = l = 0.8\lambda$ срыв детонации осуществляется при длине зоны препятствий $L = 170 \text{ мм} = 13.6\lambda$ (9 рядов). Лидирующая ударная волна отделяется от волны горения (рисунок 3.5а), и эта двухфронтная структура

продолжает распространяться по каналу. Однако температура и давление за фронтом ударной волны способствуют появлению горячих точек (рисунок 3.5б), что приводит к воспламенению смеси (рисунок 3.5в), в результате чего детонация ре-иницируется (рисунок 3.5г).

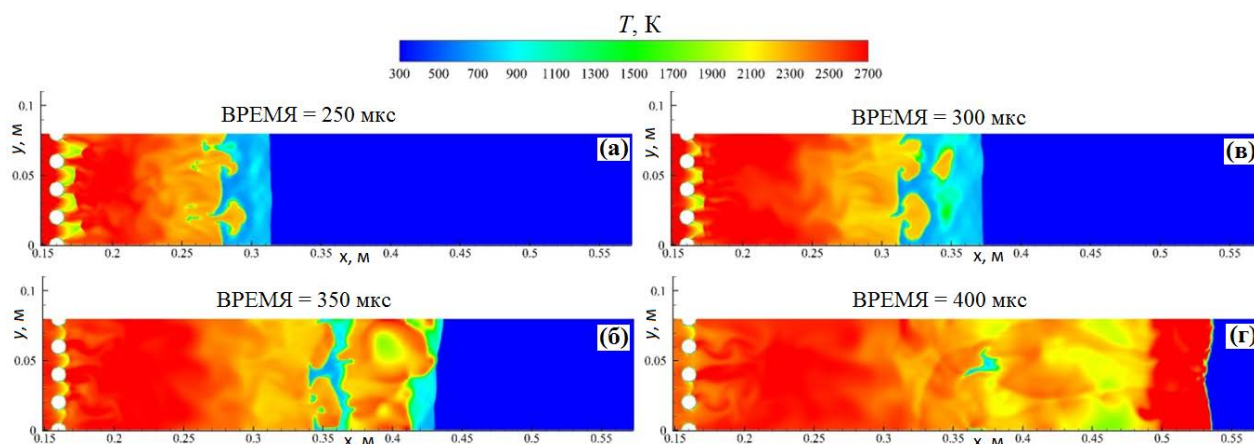


Рисунок 3.5. Результаты расчета для $L = 13.6 \lambda$ (9 рядов), $d = h = l = 0.8\lambda$. Поля температуры при выходе ударной волны из зоны препятствия в различные моменты времени.

Аналогичная картина течений происходит при увеличении L при прочих равных условиях ($d = h = l = 0.8\lambda$). Однако по мере увеличения длины зоны препятствий начало воспламенения в горячих точках происходит позже, а интенсивность воспламенения падает. При $L = 270 \text{ мм} = 21.6\lambda$ (14 рядов) температура и давление за фронтом УВ находятся вблизи третьего предела воспламенения водорода в воздухе, и наблюдается слабое воспламенение топливно-воздушной смеси в некоторых горячих точках. На рисунке 3.6а представлены распределения температуры и давления за фронтом ударной волны в свободном канале на линии $y = 0.0445 \text{ м}$. Красным кружком выделена область, в которой давление и температура превышают третий предел воспламенения водорода в воздухе [98]. Наличие горячих точек с течением времени приводит к появлению очагов воспламенения, которые отчетливо видно на поле температуры (рисунок 3.6б).

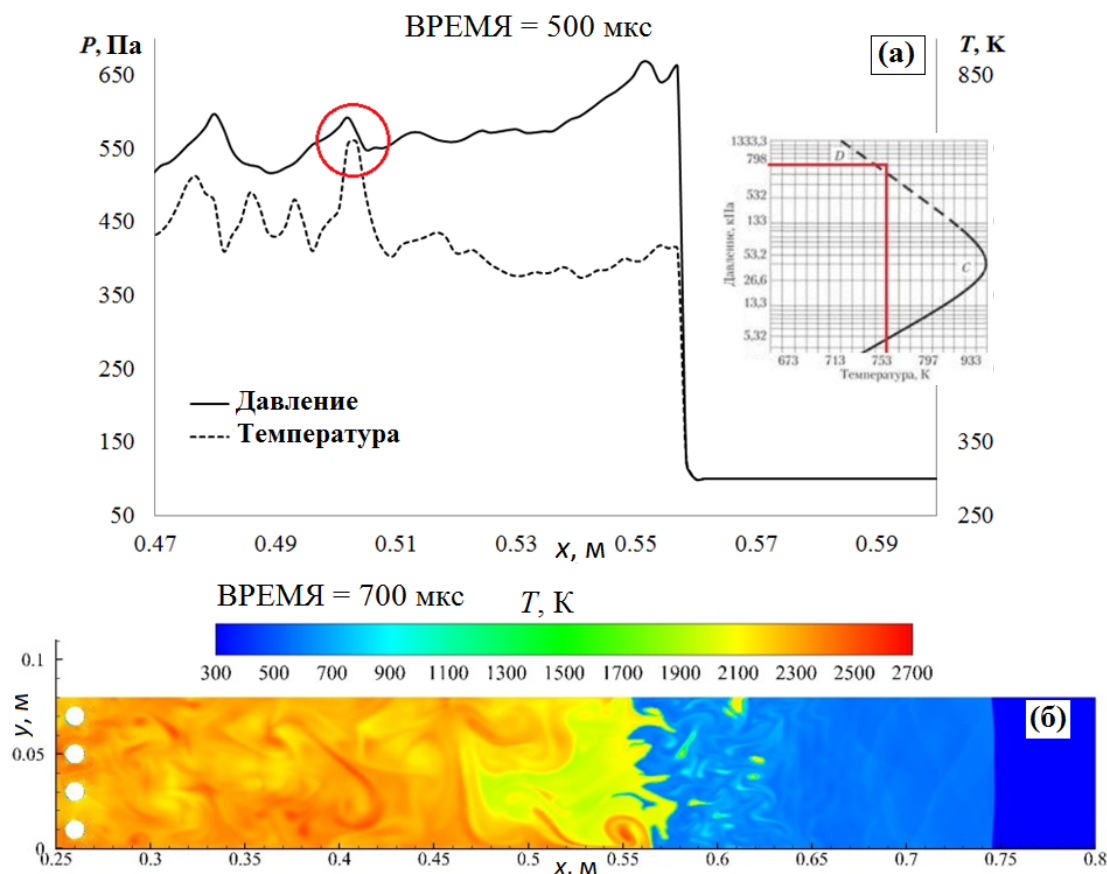


Рисунок 3.6. Результаты расчета для $L = 21.6\lambda$ (14 рядов), $d = h = l = 0.8\lambda$.
 Условные обозначения: (а) – давление и температура за фронтом ударной волны;
 (б) - поле температуры при выходе ударной волны из зоны препятствий.

При длине участка $L = 23.2\lambda$ (15 рядов) ударная волна ослабляется настолько, что температура и давление за фронтом ударной волны становятся ниже третьего предела воспламенения водорода в воздухе (рисунок 3.7а), и реиницирование детонации не происходит (рисунок 3.7б). В данном случае удельный объем препятствий составляет $\nu = 0.2$. При этом диаметр окружностей и расстояние между ними сопоставимы с поперечным размером детонационной ячейки смеси ($\lambda = 12.5$ мм). Скорость лидирующей ударной волны падает практически до 800 м/с, что составляет примерно 0.43 от начальной скорости распространения детонации, или другими словами от скорости детонации Чепмена-Жуге D_{CJ} .

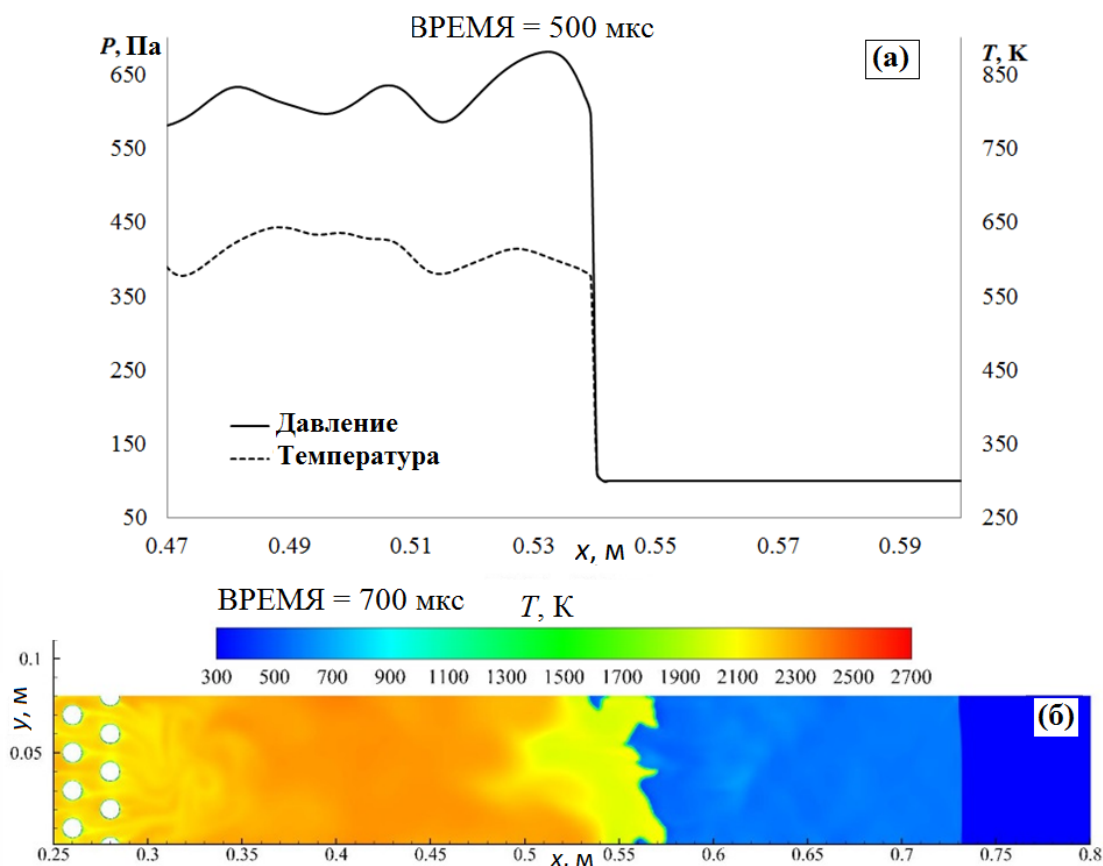


Рисунок 3.7. Результаты расчета для $L = 23.2\lambda$ (15 рядов), $d = h = l = 0.8\lambda$.
 Условные обозначения: (а) – давление и температура за фронтом ударной волны;
 (б) - поле температуры при выходе ударной волны из зоны препятствий.

На рисунке 3.8 представлены зависимости скорости фронта ударной волны и фронта продуктов реакции по длине расчетной области и в зависимости от времени, где вертикальными линиями отмечены границы области препятствия. Видно, что по мере продвижения детонации по зоне препятствий скорость распространения фронта продуктов реакции падает быстрее, чем скорость лидирующей ударной волны (рисунок 3.8а). При этом наблюдается расхождение траекторий движения фронтов, которое оказывается наиболее значительным после прохождения зоны препятствий.

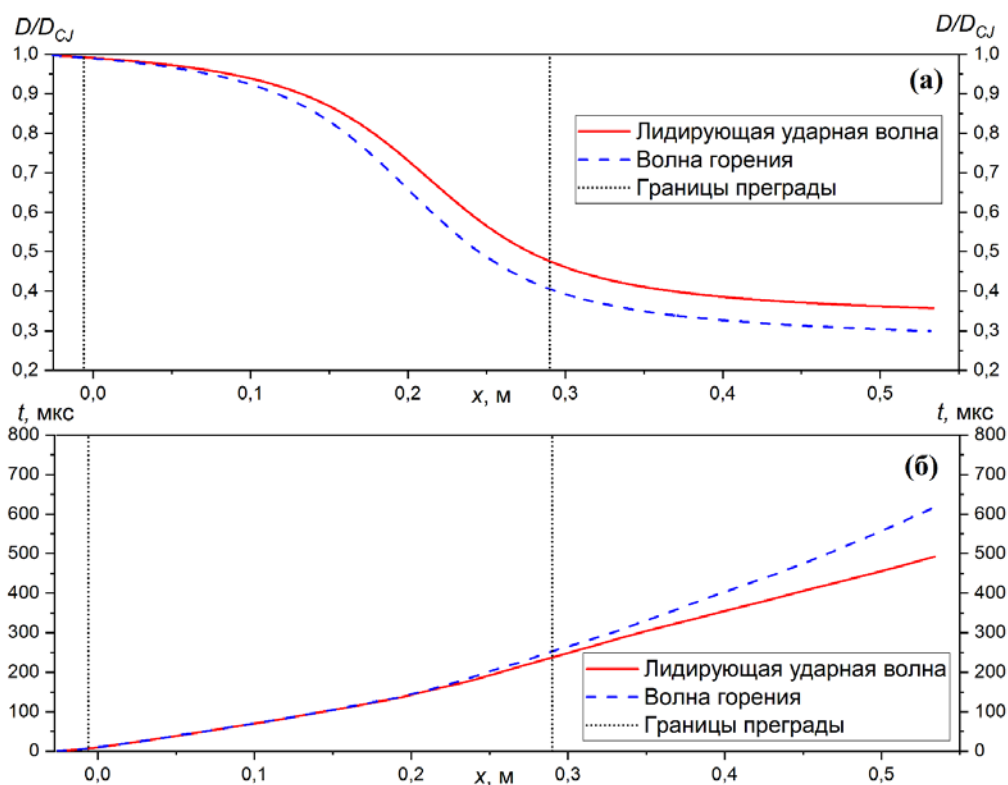


Рисунок 3.8. Результаты расчета для $L = 23.2\lambda$ (15 рядов), $d = h = l = 0.8\lambda$. Условные обозначения: (а) - Зависимость скорости фронта ударной волны и фронта продуктов реакции по длине расчетной области; (б) – Траектории фронта лидирующей волны и фронта продуктов реакции.

Такая УВ все еще обладает высокой интенсивностью, при этом волна горения также продолжает распространяться по расчетной области. Однако отсутствие ре-инициирования детонации позволяет говорить о ее срыве. В последующих расчетах именно достижение лидирующей ударной волны такой скорости будем считать критическим и необходимым для срыва детонационной волны без дальнейшего ре-инициирования.

3.3. Результаты расчета: влияния масштабных эффектов на ослабление детонации.

Далее проводилась оценка влияния масштабных эффектов для рассматриваемой конструкции на ослабление детонации. Для этого вся расчетная область была пропорционально увеличена в два раза, при этом удельный объем препятствий не изменился, а протяженность преграды увеличилась до

$L = 570 \text{ мм} = 45.6\lambda$. Диаметр препятствий составил $d = 20 \text{ мм} = 1.6\lambda$, а расстояние между препятствиями составило $h = l = 20 \text{ мм} = 1.6\lambda$. В данном случае, несмотря на увеличение длины участка и при том же удельном объеме, не удалось добиться срыва детонации (рисунок 3.9а). При этом удается несколько снизить скорость распространения детонационной волны по мере ее прохождения по области препятствий, однако, покинув эту область, ДВ достаточно быстро достигает значения скорости Чепмена-Жуге.

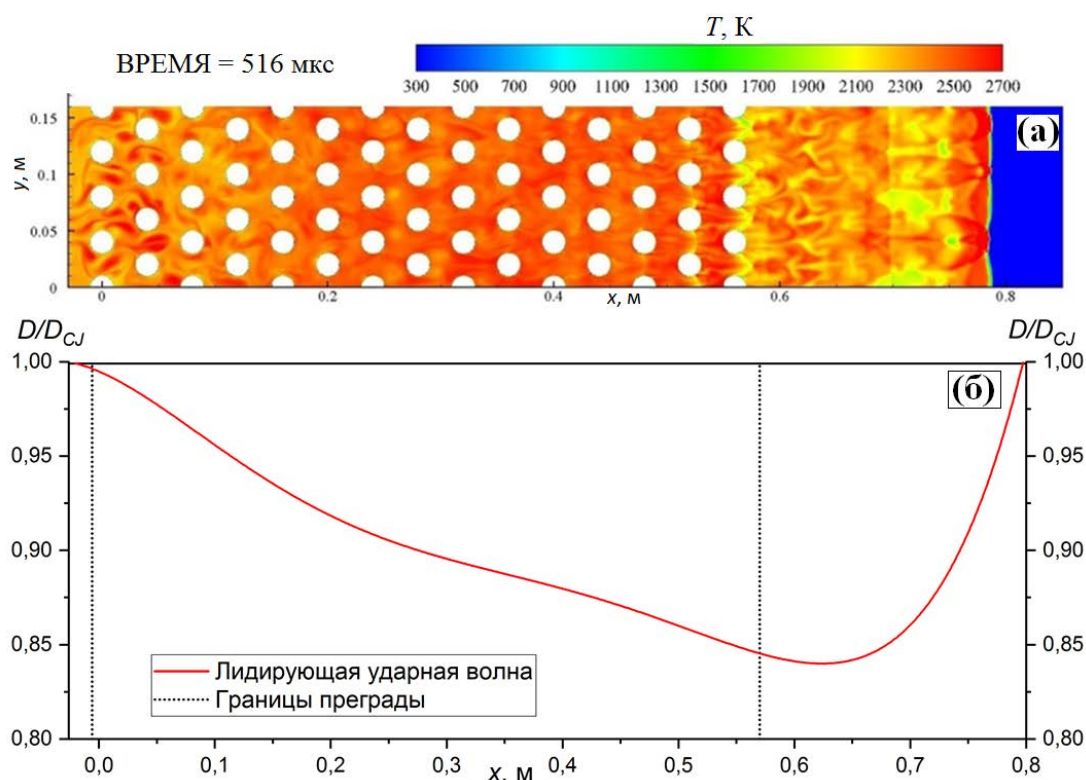


Рисунок 3.9. Результаты расчета для $L = 45.6\lambda$ (15 рядов), $d = h = l = 1.6\lambda$.
Условные обозначения: (а) - поля температуры в различные моменты времени. (б) - зависимость скорости фронта ударной волны по длине расчетной области.

Таким образом, несмотря на увеличение длины участка при том же удельном объеме, не удалось добиться срыва детонации, что позволяет сделать вывод о значительной степени влияния геометрических параметров препятствий на ослабление детонации. Результаты настоящих расчетов, а также экспериментальные данные, описанные в работе [99], позволяют сделать вывод о том, что, рассматривая влияние геометрии преграды, необходимо учитывать

отношение ее размеров к размеру детонационной ячейки топливно-воздушной смеси.

На рисунке 3.10 представлены зависимости нормированной скорости распространения детонации (или лидирующей ударной волны в случае срыва) для пропорционально измененных геометрических параметров преграды, отнесенных к размеру детонационной ячейки смеси. Видно, что уменьшение всех параметров преграды до размеров меньших, чем поперечный размер детонационной ячейки, приводит к более интенсивному ослаблению детонации.

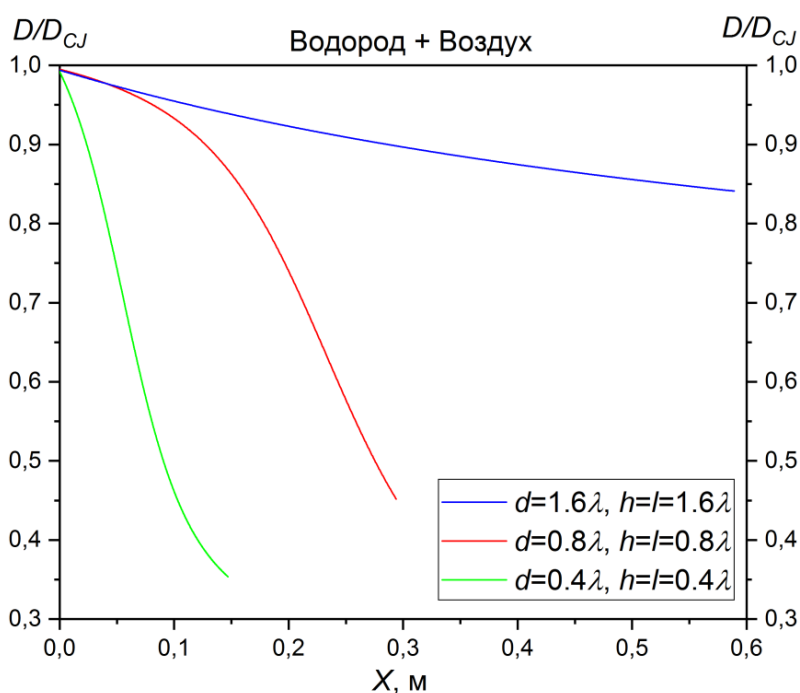


Рисунок 3.10. Сравнение скоростей распространения детонации для пропорционально измененных параметров преграды.

Для всех трех случаев, представленных на рисунке 3.10, удельный объем препятствий оставался постоянным ($\nu=0.2$). Очевидно также и сокращение размера L , необходимого для срыва детонации, что объясняется увеличением количества рядов препятствий на единицу длины на одном и том же расстоянии при уменьшении геометрических параметров всей преграды. Увеличение количества рядов (или поверхности отражения) оказывает более значительное влияние на ослабление детонации (см. главу 2). Однако при дальнейшем анализе

влияния геометрии преграды на распространение детонации стоит также учитывать протяженность преграды и удельный объем препятствий.

3.4. Результаты расчета: влияние характерных размеров препятствий на ослабление детонации.

Далее проводилось исследование влияния расстояний h и l , отнесенных к размеру детонационной ячейки, на ослабление детонации. На рисунке 3.11 представлено влияние отношения l/λ на изменение нормированной скорости распространения детонации при ее прохождении через преграду.

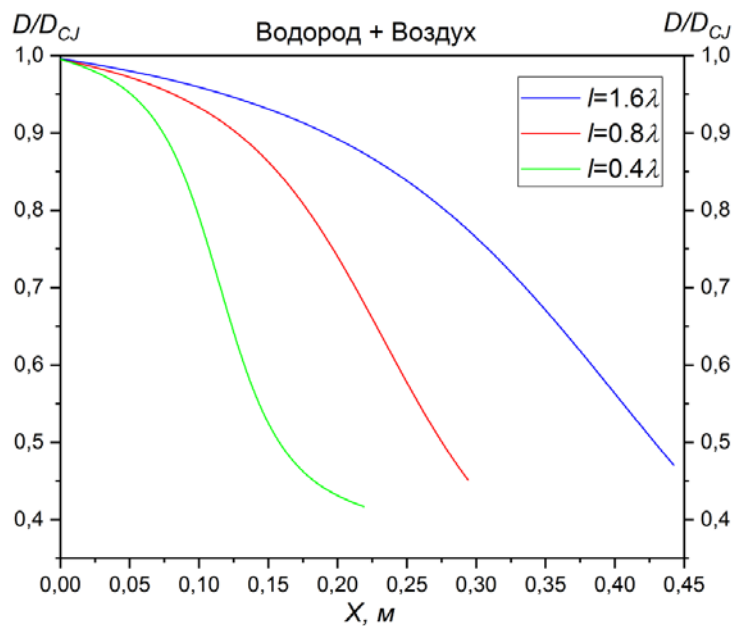


Рисунок 3.11. Сравнение скоростей распространения детонации при ее прохождении через преграду для $d/\lambda = h/\lambda = 0.8\lambda$ при различных l/λ .

Изменение горизонтального расстояния между объектами преграды незначительно влияет на изменение скорости лидирующей ударной волны на выходе из зоны препятствия. При этом значительно сокращается протяженность всей зоны препятствия L , которая необходима для срыва детонации, что обуславливается увеличением частоты отражений. Стоит отметить, что такое уменьшение горизонтального расстояния l между препятствиями также приводит

к приводит к увеличению их удельного объема ν от 0.13 до 0.35, что также влияет на сокращение L , необходимого для срыва детонации.

Далее исследовалось влияние вертикального расстояния между объектами преграды. На рисунке 3.12 представлены результаты расчета для различных h/λ . В данном случае уменьшение h привело к значительному уменьшению скорости лидирующей ударной волны при выходе из зоны препятствия. При этом протяженность самой преграды L и количество рядов препятствий оставалось неизменным. Величина удельного объема препятствий ν также изменялась диапазоне от 0.13 до 0.35 по мере уменьшения h/λ , увеличилась и поверхность отражения, или, иначе говоря, к возрос коэффициент блокировки канала (BR – отношение площади препятствий в поперечном сечении канала к площади поперечного сечения канала).

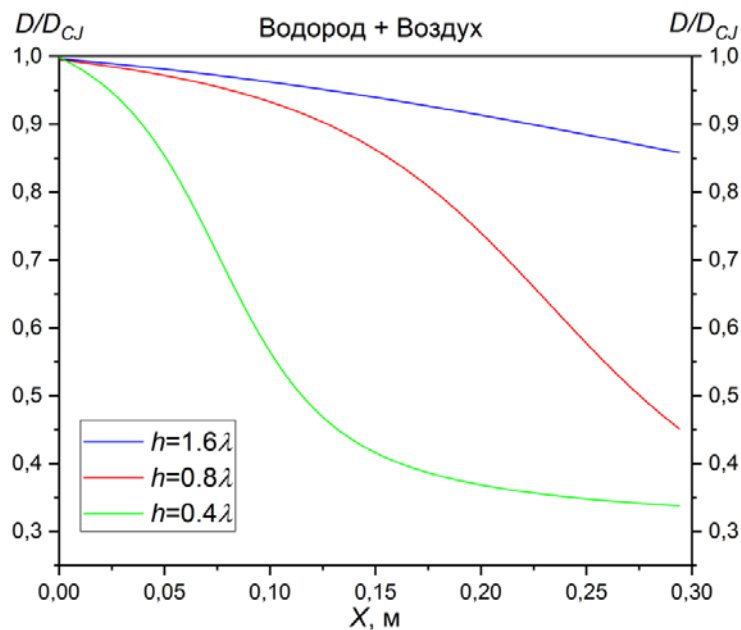


Рисунок 3.12. Сравнение скоростей распространения детонации при ее прохождении через преграду для $d/\lambda = l/\lambda = 0.8\lambda$ при различных h/λ

Чтобы исключить эффект изменения удельного объема препятствий для оценки влияния изменения вертикально и горизонтального расстояния между препятствиями проводилось сравнение результатов двух расчетов при одинаковом удельном объеме ν . На рисунке 3.13 представлены результаты расчета для $\nu = 0.27$. Результаты показывают, что при одинаковом удельном объеме,

занимаемом препятствиями, лидирующая ударная волна ослабляется значительно с уменьшением h/λ , что делает этот параметр наиболее значимым. Аналогичные расчеты были проведены в водород-воздушной смеси для диаметров препятствий $d/\lambda=0.4$ и $d/\lambda=1.6$, при этом результаты показывают схожие тенденции.

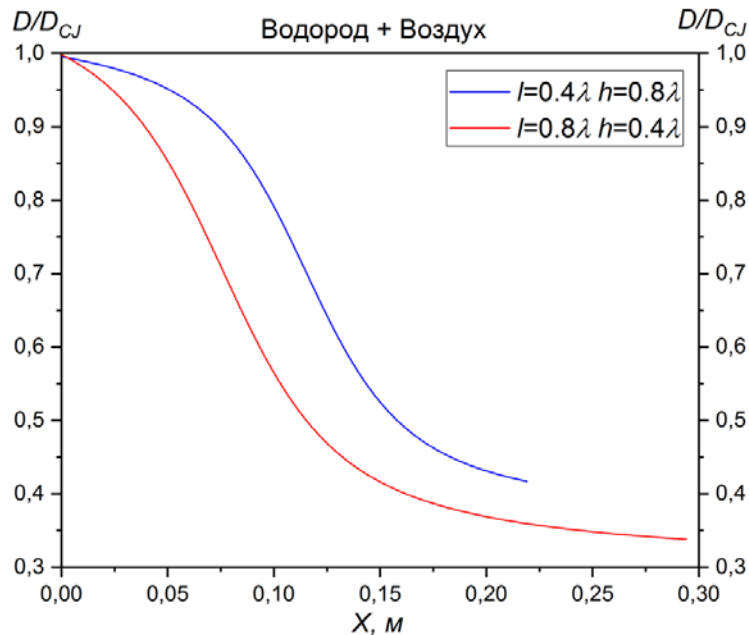


Рисунок 3.13. Сравнение скоростей распространения детонации при ее прохождении через преграду для $d = 0.8\lambda$ при различных h/λ и l/λ для $\nu=0.27$.

Далее исследовалось влияние диаметра препятствий на ослабление детонации. Результаты расчетов для различных диаметров препятствий при фиксированных h/λ и l/λ приведены на рисунке 3.14. Из графиков видно, что увеличение диаметра позволяет снизить скорость УВ, однако вместе с тем увеличивается и удельный объем преграды от 0.09 до 0.35, а также коэффициент блокировки канала от 0.333 до 0.667, что однозначно является причиной снижения скорости. По этой причине невозможно корректно оценить степень влияния диаметра отдельно от других геометрических параметров преграды.

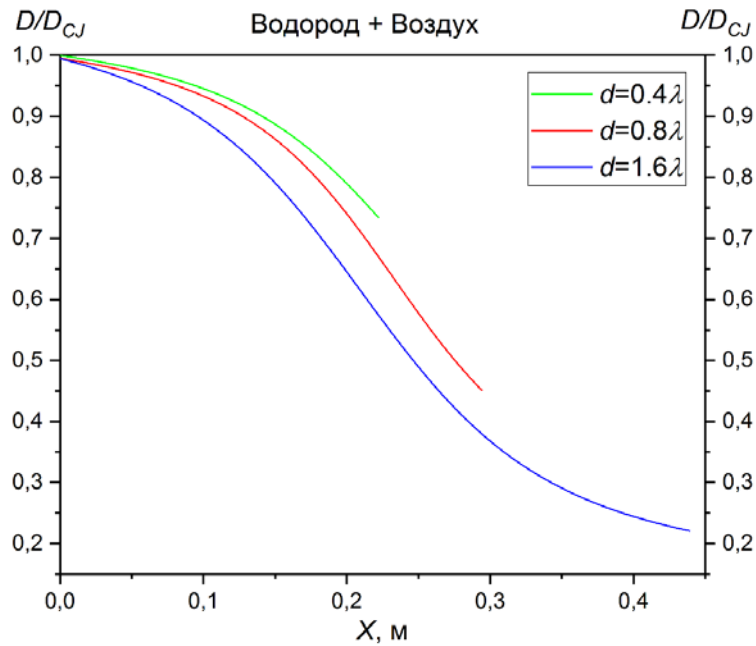


Рисунок 3.14. Сравнение скоростей распространения детонации при ее прохождении через преграду для различных d/λ при $h/\lambda = l/\lambda = 0.8\lambda$.

Для более детального исследования влияния диаметра препятствий на ослабление детонации были построены карты режимов течения, реализующихся на выходе детонации в свободный канал (рисунки 3.15 – 3.16). Диаметр препятствий варьировался от 0.4λ до 1.6λ . При этом параметры L и h/λ оставались постоянными. В таблице 3.1 отображены все параметры для каждого из режимов, представленных на рисунках 3.15-3.16.

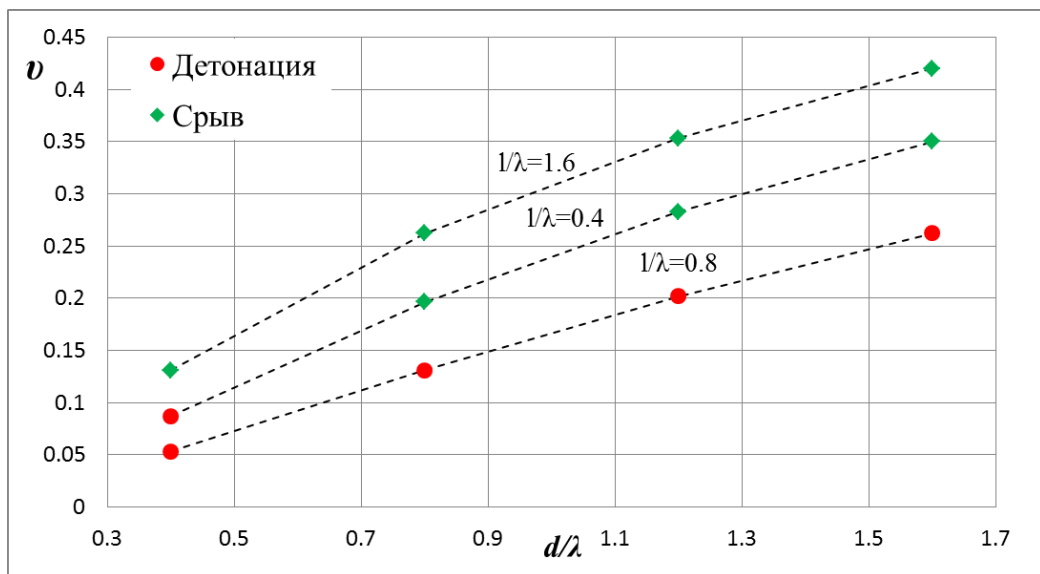


Рисунок 3.15. Влияние удельного объема препятствий в зависимости от диаметра цилиндров d/λ на срыв детонации для различных l/λ .

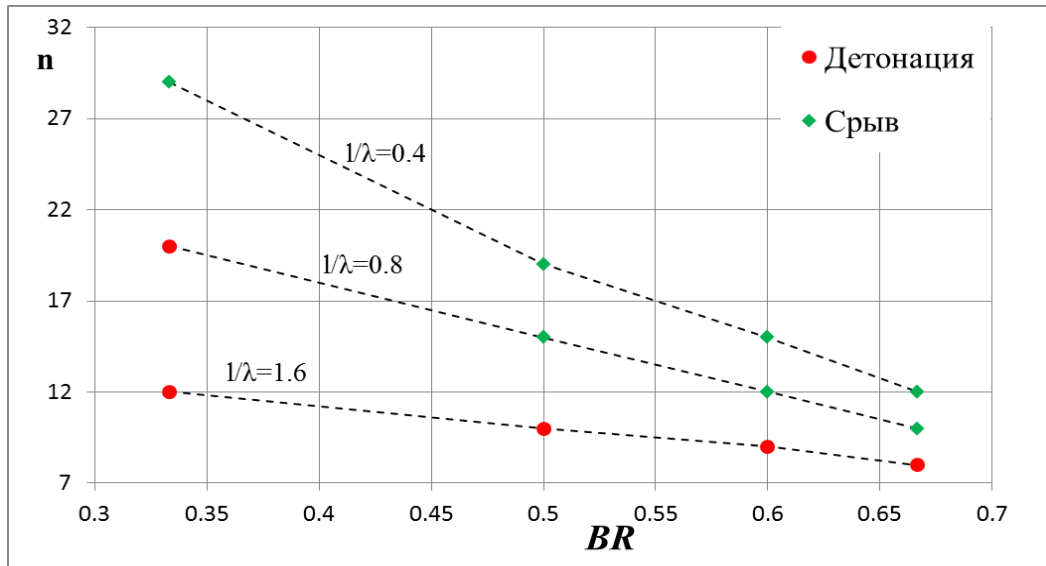


Рисунок 3.16. Влияние площади суммарной поверхности отражения на срыв детонации для различных l/λ .

Таблица 3.1. Параметры препятствий и режимы, реализующиеся после выхода детонационной волны в свободный канал.

d/λ	h/λ	L	l/λ	v	BR	n	Режим
0.4	0.8	23.2λ	1.6	0.053	0.333	12	Детонация
0.4	0.8	23.2λ	0.8	0.087	0.333	20	Детонация
0.4	0.8	23.2λ	0.4	0.131	0.333	29	Срыв
0.8	0.8	23.2λ	1.6	0.131	0.5	10	Детонация
0.8	0.8	23.2λ	0.8	0.19625	0.5	15	Срыв
0.8	0.8	23.2λ	0.4	0.262	0.5	19	Срыв
1.2	0.8	23.2λ	1.6	0.202	0.6	9	Детонация
1.2	0.8	23.2λ	0.8	0.2826	0.6	12	Срыв
1.2	0.8	23.2λ	0.4	0.353	0.6	15	Срыв
1.6	0.8	23.2λ	1.6	0.262	0.667	8	Детонация
1.6	0.8	23.2λ	0.8	0.35	0.667	10	Срыв
1.6	0.8	23.2λ	0.4	0.42	0.667	12	Срыв

На картах режимов красным цветом отмечены случаи, когда не наблюдалось срыва детонации, либо за срывом следовало ре-иницирование, зеленым цветом отмечены случаи срыва детонации без дальнейшего ре-иницирования.

Анализируя карты режимов, можно заключить, что увеличение диаметра препятствий приводит к увеличению минимального удельного объема, необходимого для ослабления детонации. Такая закономерность объясняется следующим образом:

– увеличение диаметра препятствий d , при прочих равных условиях, приводит к увеличению удельного объема препятствий и коэффициента блокировки канала, что положительно сказывается на ослаблении детонации;

– уменьшение l/λ , при прочих равных условиях, приводит к возрастанию количества рядов препятствий n , что в свою очередь приводит к увеличению частоты взаимодействия детонационной волны с преградой, что также способствует ослаблению детонации;

– уменьшение диаметра препятствий при сохранении удельного объема способствует ослаблению детонации из-за роста удельной поверхности препятствий.

Выводы по главе 3

Разработана вычислительная методика расчета задачи о взаимодействии ударных и детонационных волн с жесткой проницаемой преградой в водородно-воздушной смеси на основе пакета ANSYS Fluent. Получены режимы срыва детонации с последующим ре-иницированием, а также режимы срыва детонации без ре-иницирования. Выявлено, что используемая математическая модель химических реакций учитывает изменение кинетики водорода в области третьего предела самовоспламенения водорода в воздухе. Подтверждены и выявлены следующие зависимости ослабления детонации от геометрических параметров преграды:

- Уменьшение отношения вертикального расстояния между объектами преграды, отнесенного к размеру детонационной ячейки смеси (h/λ),

положительно влияет на ослабление детонации, независимо от других параметров преграды.

- Увеличение диаметра препятствий d при сохранении неизменными других параметров приводит к увеличению удельного объема препятствий и коэффициента блокировки канала, что также способствует ослаблению детонации.
- Уменьшение диаметра препятствий при сохранении их удельного объема способствует срыву детонации из-за роста удельной поверхности препятствий.
- Уменьшение горизонтального расстояния между препятствиями, отнесенного к размеру детонационной ячейки смеси (l/λ), приводит как к увеличению удельного объема препятствий, так и к увеличению частоты взаимодействия детонационной волны с преградой, что также способствует ослаблению детонации.

Результаты, представленные в данном разделе, дополняют закономерности, полученные ранее в работах [37], [38], [39], [40], [41] [60], [61], в которых выявлено влияние удельного объема препятствий (объемной концентрации инертного вещества) и длины преграды на ослабление детонации.

Заключение

В результате выполнения настоящего исследования были получены следующие результаты:

1. Показано, что используемая математическая модель с приведенным механизмом химических реакций горения водорода позволяют достаточно точно воспроизводить сложные детонационные режимы течений, наблюдаемые в экспериментах, и адекватно воспроизводит изменение химической кинетики горения водорода вблизи третьего предела самовоспламенения.

2. Получена корреляция расчетных данных с теоретической моделью по оценке энергии инициирования детонации. Показано, что несмотря на трехмерную природу детонационной ячейки, двумерное моделирование позволяет адекватно воспроизводить особенности детонационных течений, о чем свидетельствует корреляция режимов наклонных детонационных волн, получаемых в расчетах, с теоретической моделью и экспериментальными данными.

3. Показано, что потери тепла в потоке за детонационной волной при постоянной температуре стенок и для теплопроводных стенок сравнимы, а максимальный тепловой поток наблюдается вблизи фронта детонационной волны. Характерное время взаимодействия детонационной волны с препятствиями значительно меньше времени нагрева стенок, что позволяет проводить более экономичный расчет с изотермическими стенками, а использование адиабатического условия на стенках приводит к завышению скорости ДВ.

4. Получены зависимости скорости распространения детонации для преград с различными геометрическими параметрами. Подтверждены и конкретизированы закономерности, наблюдаемые в экспериментальных и численных исследованиях из известных литературных данных. Оценен вклад рассматриваемых геометрических параметров преграды на степень ослабления детонации:

– Уменьшение вертикального расстояния между препятствиями оказывает более эффективное действие на ослабление детонации, чем уменьшение горизонтального расстояния.

– Количество рядов препятствий оказывает более эффективное влияние на ослабление детонации по сравнению с удельным объемом препятствий из-за увеличения потерь энергии ДВ при переотражениях.

– Горизонтальное расстояние между объектами преграды и их диаметр не являются самостоятельными параметрами, влияющими на интенсивность распространения детонации. Их изменение при фиксированной длине преграды приводит к изменению удельного объема препятствий, изменению количества рядов преграды и коэффициента блокировки канала, что уже в свою очередь оказывает влияние на ослабление детонации.

Список литературы

1. Paparao J., Murugan S. Oxy-hydrogen gas as an alternative fuel for heat and power generation applications - A review // International Journal of Hydrogen Energy, Vol. 46, No. 76, 2021. pp. 37705-37735.
2. Tañç B., Arat H.T., Baltacıoğlu E., Aydın K. Overview of the next quarter century vision of hydrogen fuel cell electric vehicles // International Journal of Hydrogen Energy, Vol. 44, No. 20, 2019. pp. 10120-10128.
3. Семенов И.В., Уткин П.С. Численное моделирование детонационных процессов в газах. Научно-образовательный курс.: М.: Институт автоматизации проектирования РАН, 2011. 68 с.
4. Николаев Ю.А., Васильев А.А., Ульяницкий В.Ю. Газовая детонация и ее применение в технике и технологиях (обзор) // Физика горения и взрыва, Т. 39, № 4, 2003. С. 22-54.
5. Левин В.А. Инициирование, распространение и срыв детонации в газах // Вестник Нижегородского Университета им. Н. И. Лобачевского, Т. 4, № 3, 2011. С. 925–927.
6. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В. Инициирование и распространение многомерных волн детонации // Физика горения и взрыва, Т. 51, № 1, 2015. С. 47–56.
7. Васильев А.А. Критические условия инициирования цилиндрической многофронтной детонации // Физика горения и взрыва, Т. 34, № 2, 1996. С. 114-120.
8. Васильев А.А., Николаев Ю.А., Ульяницкий В.Ю. Расчет параметров ячейки много фронтной газовой детонации // Физика горения и взрыва, Т. 13, № 3, 1977. С. 404–408.
9. Зельдович Я.Б., Шляпинтох И.Я. Воспламенение взрывчатых газовых смесей в ударных волнах // Доклады Академии наук СССР, Т. 115, № 6, 1949. С. 871–874.

10. Самозванцев М.П. О стабилизации детонационных волн при помощи плохообтекаемых тел // Прикладная механика и техническая физика, Т. 5, № 4, 1964. С. 126-129.
11. Gilinskii S.N., Zapryanov Z.D., Chernyi G.G. Supersonic flow of a combustible gas mixture past a sphere // Fluid Dynamics, Vol. 1, No. 5, 1966. P. 4–8.
12. Левин В.А., Марков В.В. Возникновение детонации при концентрированном подводе энергии // Физика горения и взрыва, Т. 11, № 4, 1975. С. 623–633.
13. McVey I.B., Toong T. Mechanism of instabilities of exothermic hypersonic blunt-body flows // Combustion Sciences and Technology, Vol. 3, No. 2, 1971. P. 63–76.
14. Alpert R.L., Toong T. Periodicity in exothermic hypersonic flows about projectiles // Acta Astronautica, Vol. 17, No. 5, 1972. P. 539–560.
15. Lehr H.F. Experiments on shock-induced combustion // Acta Astronautica, Vol. 17, No. 5, 1972. pp. 589–597.
16. Kasahara J., Arai T., Matsuo A., Akai N. 18th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems // Critical Condition for Stabilized Chapman-Jouguet Oblique Detonation Waves Around Hypersonic Bodies. Seattle. 2001. P. 198.
17. Kasahara J., Fujiwara T., Endo T., Arai T. Chapman-Jouguet Oblique Detonation Structure Around Hypersonic Projectiles // AIAA Journal, Vol. 39, No. 8, 2001. pp. 1553–1561.
18. Teng H., Bian J., Zhou L., Zhang Y.A. A numerical investigation of oblique detonation waves in hydrogen-air mixtures at low Mach numbers // International Journal of Hydrogen Energy, Vol. 46, No. 18, 2021. pp. 10984–10994.
19. Kudo Y., Nagura Y., Kasahara J., Sasamoto Y., Matsuo A. Oblique detonation waves stabilized in rectangular-cross-section bent tubes // Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 33, No. 2, 2011. pp. 2319-2326.

20. Журавская Т.А., Левин В.А. Стабилизация детонационного горения высокоскоростного потока горючей газовой смеси в плоском канале // Известия Российской Академии наук: Механика жидкости и газа, № 4, 2015. С. 117–128.
21. Bachman C.L., Goodwin G.B. Ignition criteria and the effect of boundary layers on wedge-stabilized oblique detonation waves // Combustion and Flame, Vol. 223, 2021. pp. 271–283.
22. Fang Y., Zhang Z., Hu Z. Effects of boundary layer on wedge-induced oblique detonation structures in hydrogen-air mixtures // International Journal of Hydrogen Energy, Vol. 44, No. 41, 2019. pp. 23429–23435.
23. Васильев А.А., Пинаев А.В., Троцюк А.В., Фомин П.А., Трубицын А.А., Трубицына Д.А. Полное подавление детонации и горения метановых смесей пылевой завесой // Вестник научного центра по безопасности работ в угольной промышленности, № 4, 2015. С. 12-21.
24. Yang F., Wang T., Deng X., Dang J., Huang Z., Hu S., Li Y., Ouyang M. Review on hydrogen safety issues: Incident statistics, hydrogen diffusion, and detonation process // International Journal of Hydrogen Energy, Vol. 46, No. 61, 2021. pp. 31467-31488.
25. Astbury G.R., Hawksworth S.J. Spontaneous ignition of hydrogen leaks: A review of postulated mechanisms // International Journal of Hydrogen Energy, Vol. 13, No. 32, 2007. pp. 2178-2185.
26. Bivol G.Y., Golovastov S.V., Golub V.V. Attenuation and recovery of detonation wave after passing through acoustically absorbing section in hydrogen-air mixture at atmospheric pressure // Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol. 43, 2016. pp. 311-314.
27. Radulescu M.I., Lee J.H.S. The failure mechanism of gaseous detonations: experiments in porous wall tubes // Combustion and Flame, Vol. 131, No. 1-2, 2002. pp. 29-46.
28. Mazaheri K., Mahmoudi Y., Sabzpooshani M., Radulescu M.I. Experimental and numerical investigation of propagation mechanism of gaseous

detonations in channels with porous walls // *Combustion and Flame*, Vol. 162, No. 6, 2015. pp. 2638-2659.

29. Bivol G.Y., Golovastov S.V. Suppression of hydrogen-air detonation using porous materials in the channels of different cross section // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 46, No. 24, 2021. pp. 13471–13483.

30. Rao Z., Luo Y., Wang B., Xie Q., He W. Mitigation of H₂/air gaseous detonation via utilization of PAN-based carbon fibre felt // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 44, No. 10, 2019. pp. 5054–5062.

31. Bivol G.Y., Golovastov S.V., Golub V.V. Detonation suppression in hydrogen–air mixtures using porous coatings on the walls // *Shock Waves*, Vol. 28, No. 5, 2018. pp. 1011–1018.

32. Golovastov S.V., Bivol G.Y., Alexandrova D. Evolution of detonation wave and parameters of its attenuation when passing along a porous coating // *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 100, 2019. pp. 124–134.

33. Tropin D. Numerical modeling of suppression of detonation waves in hydrogen-air mixture by system of inert particles clouds // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 47, No. 66, 2022. pp. 28699-28709.

34. Yiguang J., Chung K.L. Propagation and quenching of detonation waves in particle laden mixtures // *Combustion and Flame*, Vol. 129, No. 4, 2002. pp. 356-364.

35. Papalexandris M.V. Influence of inert particles on the propagation of multidimensional detonation waves // *Combustion and Flame*, Vol. 141, No. 3, 2005. pp. 216-228.

36. Dong G., Fan B., Xie B., Ye J. Experimental investigation and numerical validation of explosion suppression by inert particles in large-scale duct // *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 30, No. 2, 2005. P. Proceedings of the Combustion Institute.

37. Liu Y., Liu X., Li X. Numerical investigation of hydrogen detonation suppression with inert particle in pipelines // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 41, No. 46, 2016. pp. 21548–21563.

38. Васильев А.А., Пинаев А.П., Трубицын А.А., Грачёв А.Ю., Троцюк А.В., Фомин П.А., Трилис А.В. Что горит в шахте: метан или угольная пыль? // Физика горения и взрыва, Т. 53, № 1, 2017. С. 11-18.
39. Tropin D.A., Fedorov A.V. Physical and mathematical modeling of interaction of detonation waves in mixtures of hydrogen, methane, silane, and oxidizer with clouds of inert micro- and nanoparticles // Combustion Science and Technology, Vol. 191, No. 1, 2019. pp. 275–283.
40. Тропин Д.А., Фёдоров А.В. Влияние инертных микро- и наночастиц на параметры детонационных волн в силановодородовоздушных смесях // Физика горения и взрыва, Т. 55, № 2. С. 119-126.
41. Tropin D.A., Bedarev I.A. Problems of detonation wave suppression in hydrogen-air mixtures by clouds of inert particles in one- and two-dimensional formulation // Combustion Science and Technology, Vol. 193, No. 2, 2021. pp. 197-210.
42. Хмель Т.А. Моделирование динамических процессов в слабозапыленных и насыщенных газовзвесьях (обзор) // Физика горения и взрыва, Т. 57, № 3, 2021. С. 3-17.
43. Хмель Т.А., Лаврук С.А. Взаимодействие ячеистой детонации в неоднородных по концентрациям газовзвесьях алюминия с облаками инертных частиц // Физика горения и взрыва, Т. 59, № 3, 2023. С. 61-73.
44. Chen Z., Fan B., Jiang X. Suppression effects of powder suppressants on the explosions of oxyhydrogen gas // Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol. 19, No. 6, 2006. pp. 648-655.
45. Tropin D., Bedarev I. Physical and mathematical modeling of interaction of detonation waves with inert gas plugs // Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol. 72, 2021. P. 104595.
46. Tahsini A.M. Detonation wave attenuation in dust-free and dusty air // Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol. 39, 2016. pp. 24-29.

47. Tahsini A.M. Suppression of the Detonation Wave with the Aid of a Multi-Component Particle Cloud // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, Vol. 61, 2020. pp. 54–60.
48. Sun S., Shu Y., Feng Y., Sun D., Long H., Bi M. Numerical simulation of detonation wave propagation and quenching process in in-line crimped-ribbon flame arrester // *Cogent Engineering*, Vol. 5, 2018. P. 1469377.
49. Bao L., Wang P., Dang W., Kuang C., Yu A. Experimental study on detonation flame penetrating through flame arrester // *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, Vol. 72, 2021. P. 104529.
50. Li Y., Zhao Q., Liu L., Chen X., Huang C., Yuan B. Investigation on the flame and explosion suppression of hydrogen/air mixtures by porous copper foams in the pipe with large aspect ratio // *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, Vol. 76, 2022. P. 104744.
51. Sun X., Lu S. Effect of orifice shapes on the detonation transmission in 2H₂–O₂ mixture // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 45, No. 3, 2020. pp. 2360-2367.
52. Zhang Z., Wang C., Luo X., Guo Y., Rui S., Guo W. Effect of perforated plate with high blockage rate on detonation re-initiation in H₂–O₂-Ar mixture // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 46, No. 42, 2021. pp. 22208-22221.
53. Sun X., Li Q., Lu S. The propagation mechanism of detonation wave in a round tube filled with larger blockage ratio orifice plates // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 44, No. 14, 2019. pp. 7684-7691.
54. Sun X., Li Q., Xu M., Wang L., Guo J., Lu S. Experimental study on the detonation propagation behaviors through a small-bore orifice plate in hydrogen-air mixtures // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 44, No. 29, 2019. pp. 15523-15535.
55. Krivosheyev P.N., Novitski A.O., Sevrouk K.L., Penyazkov O.G., But I.I., Kasimov A.R. Experimental and Numerical Investigation of Gaseous Detonation in a Narrow Channel with Obstacles // *Fluids*, Vol. 6, No. 6, 2021. P. 224.

56. Li J., Pan J., Jiang C., Zhu Y., Quaye E.K. Numerical simulation of detonation reflections over cylindrical convex-straight coupled surfaces // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 46, No. 63, 2021. pp. 32273-32283.
57. Yang T., He Q., Ning J., Li J. Experimental and numerical studies on detonation failure and re-initiation behind a half-cylinder // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 47, No. 25, 2022. pp. 12711-12725.
58. Zhang B., Liu H., Wang C. On the detonation propagation behavior in hydrogen-oxygen mixture under the effect of spiral obstacles // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 42, No. 33, 2017. pp. 21392–21402.
59. Makris A., Papyrin A., Kamel M., Kilambi G., Lee J.H.S., Knystautas R. Mechanism of detonation propagation in a porous medium // *Dynamic Aspects of Detonations*, Vol. 153, 1993. pp. 363–380.
60. Wang L.Q., Ma H.H. Detonation propagation limits in hydrogen-oxygen mixtures in a tube filled with repeated perforated plates // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 47, No. 1, 2022. pp. 645–650.
61. Shi X., Pan J., Jiang C., Li J., Zhu Y., Quaye E.K. Effect of obstacles on the detonation diffraction and subsequent re-initiation // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 47, No. 11, 2022. pp. 6936–6954.
62. Levin V.A., Markov V.V., Zhuravskaya T.A., Osinkin S.F. Influence of obstacles on detonation wave propagation // In: *Deflagrative and detonative combustion*. Moscow: Torus Press, 2010. pp. 221-228.
63. Журавская Т.А., Левин В.А. Управление детонационной волной в канале с препятствиями посредством предварительной подготовки газовой смеси // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа.*, No. 4, 2020. pp. 59-68.
64. Thomas. Some observations on the initiation and onset of detonation // *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, Vol. 370, No. 1960, 2012. pp. 715–739.

65. Liu Y., Zhang W., Jiang Z. Relationship between ignition delay time and cell size of H₂-Air detonation // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 41, No. 28, 2016. pp. 11900–11908.
66. Coates A.M., Mathias D.L., Cantwell B.J. Numerical investigation of the effect of obstacle shape on deflagration to detonation transition in a hydrogen–air mixture // *Combustion and Flame*, Vol. 209, 2019. pp. 278–290.
67. Li M., Liu D., Shen T., Sun J., Xiao H. Effects of obstacle layout and blockage ratio on flame acceleration and DDT in hydrogen-air mixture in a channel with an array of obstacles // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 47, No. 8, 2022. pp. 5650-5662.
68. Wang J., Zhao X., Gao L., Wang X., Zhu Y. Effect of solid obstacle distribution on flame acceleration and DDT in obstructed channels filled with hydrogen-air mixture // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 47, No. 25, 2022. pp. 12759-12770.
69. Xiao H., Oran E.S. Shock focusing and detonation initiation at a flame front // *Combustion and Flame*, Vol. 203, 2019. pp. 397-406.
70. Pinos T., Ciccarelli G. Combustion wave propagation through a bank of cross-flow cylinders // *Combustion and Flame*, Vol. 162, No. 9, 2015. pp. 3254-3262.
71. Xiao H., Oran E.S. Flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in hydrogen-air mixture in a channel with an array of obstacles of different shapes // *Combustion and Flame*, Vol. 220, 2020. pp. 378-393.
72. Gamezo V.N., Ogawa T., Oran E.S. Flame acceleration and DDT in channels with obstacles: Effect of obstacle spacing // *Combustion and Flame*, Vol. 155, No. 1-2, 2008. pp. 302-315.
73. Saeid M.H.S., Khadem J., Emami S. Numerical investigation of the mechanism behind the deflagration to detonation transition in homogeneous and inhomogeneous mixtures of H₂-air in an obstructed channel // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 46, No. 41, 2021. pp. 21657-21671.

74. Goodwin G.B., Houim R.W., Oran E.S. Effect of decreasing blockage ratio on DDT in small channels with obstacles // *Combustion and Flame*, Vol. 173, 2016. pp. 16-26.
75. Gamezo V.N., Ogawa T., Oran E.S. Numerical simulations of flame propagation and DDT in obstructed channels filled with hydrogen–air mixture // *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 31, No. 2, 2007. pp. 2463-2471.
76. Efremov V.P., Obruchkova L.R., Kiverin A.D. Influence of Particle on Gas Detonation by Shock // *Herald of the Bauman Moscow State Technical University. Series Natural Sciences*, No. 6(87), 2019. pp. 67-82.
77. Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. Ignition of deflagration and detonation ahead of the flame due to radiative preheating of suspended micro particles // *Combustion and Flame*, Vol. 162, No. 10, 2015. pp. 3612-3621.
78. Liu D., Liu Z., Xiao H. Flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in narrow channels filled with stoichiometric hydrogen-air mixture // *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 47, No. 20, 2022. pp. 11052-11067.
79. Семенов И.В., Уткин П.С., Ахмедьянов И.Ф., Марков В.В. Инициирование детонации в трубе с параболическим сужением и коническим расширением // *Доклады Академии наук*, Vol. 431, No. 3, 2010. pp. 334-338.
80. Георгиевский П.Ю., Левин В.А., Сутырин О.Г. Инициирование детонации при взаимодействии ударной волны с горючим газовым пузырем различной плотности // *Физика горения и взрыва*, Vol. 58, No. 5, 2022. pp. 72-78.
81. Monwar M., Yamamoto Y., Ishii K., Tsuboi T. Detonation propagation in narrow gaps with various configurations // *Journal of Thermal Science*, Vol. 16, 2007. pp. 283–288.
82. Monwar M., Ishii K., Tsuboi T. A Study of Propagating Detonation Waves in Narrow Channels // *Journal of the Combustion Society of Japan*, Vol. 51, No. 158, 2009. pp. 334-342.
83. Ishii K., Monwar M. Detonation propagation with velocity deficits in narrow channels // *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 33, No. 2, 2011. pp. 2359-2366.

84. Васильев А.А. О геометрических пределах распространения газовой детонации // Физика горения и взрыва, Т. 18, № 2, 1982. С. 132-136.
85. Васильев А.А. Околопредельные режимы газовой детонации // Физика горения и взрыва, Vol. 23, No. 3, 1987. pp. 121–126.
86. Gao Y., Zhang B., Ng H.D., Lee J.H.S. An experimental investigation of detonation limits in hydrogen–oxygen–argon mixtures // International Journal of Hydrogen Energy, Vol. 41, No. 14, 2016. pp. 6076-6083.
87. Camargo A., Ng H.D., Chao J., Lee J.H.S. Propagation of near-limit gaseous detonations in small diameter tubes // Shock Waves, Vol. 20, 2010. pp. 499–508.
88. Gao Y., Ng H.D., Lee J.H.S. Near-limit propagation of gaseous detonations in narrow annular channels // Shock Waves, Vol. 27, 2017. pp. 199–207.
89. Merk H.J. The Macroscopic Equations for Simultaneous Heat and Mass Transfer in Isotropic, Continuous and Closed Systems // Journal of Applied Sciences Research, Vol. 8, 1958. pp. 73–99.
90. Taylor R., Krishna R. Multicomponent Mass Transfer. New York: Wiley, 1993. 579 pp.
91. Menter F.R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // AIAA Journal, Vol. 32, No. 8, 1994. pp. 1598–1605.
92. Бедарев И.А., Рылова К.В., Фёдоров А.В. Применение детальных и приведенных кинетических схем для описания детонации водородовоздушных смесей с разбавителем // Физика горения и взрыва, Т. 51, № 5, 2015. С. 22-33.
93. Maeda S., Sumiya S., Kasahara J., Matsuo A. Scale effect of spherical projectiles for stabilization of oblique detonation waves // Shock Waves, Vol. 25, 2015. P. 141–150.
94. Васильев А.А. Основные результаты исследований детонационного горения газовых смесей, возбуждаемого быстролетящим телом // Физика горения и взрыва, Т. 33, № 5, 1997. С. 85-102.

95. Васильев А.А., Николаев Ю.А., Ульяницкий В.Ю. Критическая энергия инициирования многофронтной детонации // Физика горения и взрыва, Т. 15, № 6, 1979. С. 94-104.
96. Ульяницкий В.Ю. Исследование галопирующего режима газовой детонации // Физика горения и взрыва, Т. 17, № 1, 1981. С. 118-124.
97. Тропин Д.А., Фёдоров А.В. Ослабление и подавление детонационных волн в реагирующих газовых смесях облаками инертных микро- и наночастиц // Физика горения и взрыва, Т. 54, № 2, 2018. С. 82-88.
98. Tingas E.A., Kyritsis D.C., Goussis D.A. H₂/Air Autoignition Dynamics around the Third Explosion Limit // Journal of Energy Engineering, Vol. 45, No. 1, 2019. pp. 04018074-1-8.
99. Makris A., Papyrin A., Kamel M., Kilambi G., Lee J.H.S., Knystautas R. Mechanisms of Detonation Propagation in a Porous Medium // Dynamic Aspects of Detonations, Vol. 153, 1993. pp. 363-380.